



**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL**  
**INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS**

**João Gerdau de Borja**

**CONSIDERAÇÕES SOBRE DISSIPACÃO DE ENERGIA A  
JUSANTE DE VERTEDOUROS SALTO ESQUI**



Porto Alegre  
dezembro 2012



**JOÃO GERDAU DE BORJA**

**CONSIDERAÇÕES SOBRE DISSIPACÃO DE ENERGIA A  
JUSANTE DE VERTEDOUROS SALTO ESQUI**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Recursos  
Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio  
Grande do Sul como requisito parcial para a obtenção do título de  
Mestre em Engenharia

**Orientador: Marcelo Giulian Marques**

Porto Alegre  
dezembro 2012

**JOÃO GERDAU DE BORJA**

**CONSIDERAÇÕES SOBRE DISSIPACÃO DE ENERGIA A  
JUSANTE DE VERTEDOUROS SALTO ESQUI**

Este trabalho foi desenvolvido no Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental do Instituto de Pesquisas Hidráulicas da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, sob a orientação do Prof. Marcelo Giulian Marques da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

Porto Alegre, dezembro de 2012

Prof. Marcelo Giulian Marques  
Dr. pela Université Laval  
Orientador

**BANCA EXAMINADORA**

**Profa. Daniela Guzzon Sanagiotto**  
Dra. pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul

**Prof. Luiz Augusto Magalhães Endres**  
Dr. pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul

**Dr. Pedro Filipe de Almeida Manso**  
Dr. pela Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne

Dedico este trabalho a toda a minha amada família.

## **AGRADECIMENTOS**

Aos professores do Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental do IPH.

Aos colegas que trabalharam na concepção do modelo físico reduzido utilizado no presente trabalho: Pedro Ernesto Albuquerque de Souza, Cassius Palauro, Mauricio Dai Prá e Alexandre Mees.

Ao pessoal envolvido no projeto, pelo suporte na realização dos ensaios: Leandro do Espírito Santo Soares, graduando em Engenharia Mecânica, e Maximiliano Paschoaloti Messa, técnico em hidráulica e hidrologia.

Aos bolsistas de iniciação científica que trabalharam comigo no projeto: Bruno de Macedo Itaquy, Edar Borges Machado Junior e Caroline Ferreira Führ, criadora do logo do laboratório.

Aos colegas, companheiros de cadeiras difíceis: Luciano Faustino da Silva, Franco Turco Bufon e Vilson Citadin Junior.

Aos outros colegas do Laboratório de Obras Hidráulicas que, de certa forma, auxiliaram no desenvolvimento desta dissertação.

À Furnas - Eletrobrás, pelo financiamento ao projeto.

Por dois anos de bolsa de mestrado CNPq concedida.

“Practicing civil engineers are responsible for designing and constructing, safe and economical infrastructure systems. The development of such designs is an acquired skill, often tested to the limit by inadequate data and resources. Under such conditions, good engineering design results from extensive experience that is complimented by a solid understanding of basic theoretical principles, insight into natural processes, analytical capabilities, and engineering judgment.”

*George W. Annandale*

## RESUMO

**BORJA, J. G. Considerações Sobre Dissipação de Energia a Jusante de Vertedouros Salto Esqui.** 2012. 322 f. Dissertação de Mestrado (Mestre em Engenharia) – Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

Em aproveitamentos hídricos, onde podem estar envolvidas elevadas alturas de água armazenada, o vertedouro é a estrutura hidráulica responsável por conduzir com segurança o escoamento que excede a capacidade de armazenamento do reservatório. Neste aspecto, é necessário considerar o processo de dissipação de energia a fim de proteger o pé da barragem e a própria estrutura do vertedouro contra a ação erosiva da água. Este fluxo que é descarregado é usualmente amortecido por um colchão d'água, o qual é delimitado em uma bacia de dissipação projetada com intuito de resistir aos esforços impostos pelo escoamento. Em grandes barramentos, a utilização de um vertedouro tipo salto esqui, que é caracterizado por um defletor de fluxo no final de sua calha, possibilita que não haja necessidade de revestir o leito próximo do pé da barragem, pois a incidência do jato lançado ocorre distante deste local. Desta maneira, a dissipação da energia é efetuada sobre o próprio leito do rio, sendo formada uma fossa de erosão, contudo, dependendo da resistência do leito e de suas características anisotrópicas, os padrões de recirculação do fluxo podem fazer a fossa evoluir para uma situação nociva. Por isso, desde a fase de projeto desse tipo de vertedouro, monitoramento e previsões da progressão da fossa são essenciais. Então, conforme proposta deste trabalho, abordou-se cada fenômeno que influencia no potencial erosivo do jato, como a turbulência em sua emissão e o grau de difusão do mesmo no colchão d'água. Assim, com ensaios sobre modelo físico, foi possível desenvolver duas metodologias, aplicáveis tanto para a verificação da erosão de material granular na superfície de leitos, quanto para o interior de leitos rochosos fissurados, cujas forças atuantes em um bloco de rocha isolado, podem vencer seu peso submerso e o destacar da matriz.

Palavras-chave: vertedouro salto esqui; fossa de erosão; bacia de dissipação; ressalto hidráulico; incidência de jato; bloco de rocha.

## ABSTRACT

BORJA, J. G. “**Aspects to consider about energy dissipation downstream of a ski-jump spillway**”. 2012. 322 f. Dissertação de Mestrado (Mestre em Engenharia) – Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

In hydroelectric plants, which may be involved elevated heights of stored water, the dam spillway is responsible for safely flow the water that exceeds the storage capacity of the reservoir. In this respect, it is necessary to consider the process of energy dissipation in order to protect the base of the dam and the spillway structure itself against the erosive action of the water. This stream discharged is usually cushioned by a waterbed, which is bounded into a stilling basin designed with the purpose of resist the efforts imposed by the flow. In large dams, the use of a ski jump spillway type, which is characterized by a flow deflector at the end of its chute, allows no need lining the bed near the foot of the dam, since the impact of the jet is launched away this location. Thus, the energy dissipation is performed on the riverbed itself, generating a scour hole, however, depending on the resistance of the bed and its anisotropic features, patterns of flow recirculation can evolve the pit into a harmful state. For this reason, since the design phase of this type of spillway, monitoring and predicting the progression of the pit are essential. Then, according to the proposal of this work, it was dealt with each phenomenon that influences the erosive potential of the jet, as the turbulence at its issue on the air, and the level of its diffusion of on waterbed. Based on physical model tests, it was possible to develop two methodologies, applicable both for verifying erosion of granular material from the surface of the bottom, as for analyze the interior of a fissured bedrock, which the forces acting on an isolated block of rock can overcome its submerged weight and uplift it off the matrix.

Key-word: ski-jump, trajectory bucket or flip bucket spillway; scour hole (pit hole); plunge pool; stilling basin; hydraulic jump; plunging jet; impinging jet; rock block.



## SUMÁRIO

<b>1 INTRODUÇÃO .....</b>	<b>30</b>
1.1 CONTEXTO.....	30
1.2 JUSTIFICATIVA DO TRABALHO .....	32
1.3 INTENÇÃO DO TRABALHO .....	32
<b>2 MÉTODO DE PESQUISA .....</b>	<b>34</b>
2.1 OBJETIVOS DO TRABALHO .....	34
<b>2.1.1 Objetivo principal.....</b>	<b>34</b>
<b>2.1.2 Objetivos secundários .....</b>	<b>34</b>
2.2 DEFINIÇÕES .....	35
2.3 DELINEAMENTO.....	35
<b>3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....</b>	<b>37</b>
3.1 PROJETO DO VERTEDOURO SALTO ESQUI .....	37
<b>3.1.1 Projeto da concha de lançamento.....</b>	<b>38</b>
3.1.1.1 Determinação da cota da concha de lançamento .....	38
3.1.1.2 Dimensionamento da concha.....	39
3.1.1.3 Ângulo de lançamento .....	39
3.1.1.4 Determinação do tamanho do lábio .....	40
3.1.1.5 Carregamento sobre a concha.....	41
3.1.1.6 Tipo de trampolim .....	41
<b>3.1.2 Calha do vertedouro.....</b>	<b>42</b>
3.2 TURBULÊNCIA .....	44
3.3 JATO .....	45
<b>3.3.1 Espalhamento lateral do jato.....</b>	<b>46</b>
<b>3.3.2 Comprimento de quebra do jato .....</b>	<b>46</b>
<b>3.3.3 Dispersão e aeração do fluxo do jato .....</b>	<b>47</b>
<b>3.3.4 Entrada de ar no colchão d'água .....</b>	<b>48</b>
<b>3.3.5 Dissipação de energia .....</b>	<b>50</b>
<b>3.3.6 Efeitos de escala .....</b>	<b>51</b>
3.4 BACIA DE DISSIPACÃO .....	52
<b>3.4.1 Onda de choque .....</b>	<b>52</b>
<b>3.4.2 Ressalto hidráulico .....</b>	<b>53</b>
3.4.2.1 Submergência .....	54
3.4.2.2 Características dos ressaltos .....	55
<b>3.4.3 Pressões no fundo devido ao impacto .....</b>	<b>56</b>
<b>3.4.4 Espectro de frequência.....</b>	<b>56</b>

<b>3.4.5 Momentos estatísticos.....</b>	<b>58</b>
3.4.5.1 Coeficientes de assimetria e curtose .....	59
3.5 FOSSA DE EROÇÃO .....	60
<b>3.5.1 Barra formada a jusante.....</b>	<b>60</b>
<b>3.5.2 Erosão regressiva e pré-escavação da fossa .....</b>	<b>62</b>
<b>3.5.3 Proteções de leito .....</b>	<b>62</b>
<b>3.5.4 Descontinuidades do leito.....</b>	<b>63</b>
3.5.4.1 Descontinuidade isolada (junta com final fechado) .....	64
3.5.4.2 Encontro de descontinuidades procedentes da soleira da fossa (junta aberta) .....	65
3.5.4.3 Considerações sobre a força e o impulso líquido do bloco .....	68
3.5.4.4 Avaliação das pressões dinâmicas no deslocamento de blocos.....	69
3.5.4.5 Rede de fissuras .....	71
3.6 ÍNDICE DE ERODIBILIDADE .....	72
3.7 PRIMEIRAS TENTATIVAS DE DESENVOLVIMENTO DE MODELOS COMPUTACIONAIS PARA A PREVISÃO DE FOSSA DE EROÇÃO .....	74
<b>4 MATERIAIS E MÉTODOS.....</b>	<b>76</b>
4.1 CARACTERÍSTICAS DO MODELO .....	76
<b>4.1.1 Reservatório de montante .....</b>	<b>77</b>
<b>4.1.2 Perfil do vertedouro.....</b>	<b>78</b>
<b>4.1.3 Bacia de dissipação .....</b>	<b>78</b>
4.2 CONDIÇÕES DE ENSAIO .....	80
<b>4.2.1 Ensaios com fundo sem juntas.....</b>	<b>82</b>
<b>4.2.2 Ensaios com fundo composto por juntas .....</b>	<b>82</b>
4.2.2.1 Obtenção das pressões no fundo das juntas em torno de um bloco.....	84
4.2.2.2 Obtenção das pressões no fundo de uma cavidade com um bloco .....	84
4.3 OBTENÇÃO DE DADOS .....	85
4.4 ENSAIOS COMPLEMENTARES DE EJEÇÃO HIDRODINÂMICA .....	86
4.5 LIMITAÇÕES POR EFEITOS DE ESCALA .....	88
4.6 SIMPLIFICAÇÕES DAS ANÁLISES RELACIONADAS AOS DADOS MEDIDOS ...	90
<b>4.6.1 Concentração de ar.....</b>	<b>90</b>
<b>4.6.2 Inclinação do jato incidente na soleira .....</b>	<b>91</b>
<b>4.6.3 Alteração no desempenho das medições de pressão devido à tubagem.....</b>	<b>92</b>
<b>4.6.4 Interferência da vibração da estrutura do modelo.....</b>	<b>95</b>
<b>5 CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO ANTES DO IMPACTO DO JATO NO COLCHÃO D'ÁGUA.....</b>	<b>96</b>
5.1 CAPACIDADE DE DISSIPACÃO DE ENERGIA DE VERTEDOUROS SALTO ESQUI .....	96
5.2 VARIÁVEIS ENVOLVIDAS NO PROCESSO DE PERDA DE ENERGIA .....	101

<b>5.2.1 Arrastamento de ar para o interior do jato .....</b>	<b>101</b>
<b>5.2.2 Dispersão do jato .....</b>	<b>105</b>
<b>5.2.3 Altura equivalente de água .....</b>	<b>111</b>
<b>5.2.4 Perda de energia no impacto .....</b>	<b>113</b>
5.3 MODELO DE PERDA DE CARGA .....	115
<b>5.3.1 Perda de carga global .....</b>	<b>115</b>
5.3.1.1 Contabilização da energia de montante .....	116
5.3.1.2 Contabilização da energia nas seções das alturas conjugadas do ressalto.....	117
5.3.1.3 Dissociação das perdas ocorridas na calha do vertedouro das ocorridas no jato .....	118
<b>5.3.2 Modelo de perda de carga na calha .....</b>	<b>122</b>
<b>5.3.3 Modelo de perda de carga no jato .....</b>	<b>127</b>
<b>5.3.4 Síntese e conclusão.....</b>	<b>129</b>
5.4 ASPECTOS A CONSIDERAR SOBRE A DINÂMICA DE JATOS LIVRES .....	131
<b>5.4.1 Ângulo balístico .....</b>	<b>132</b>
<b>5.4.2 Alcance projetado do jato .....</b>	<b>134</b>
<b>5.4.3 Local de ocorrência da máxima pressão na soleira .....</b>	<b>137</b>
<b>6 CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO APÓS O IMPACTO DO JATO NO COLCHÃO D'ÁGUA.....</b>	<b>139</b>
6.1 PARÂMETROS ADIMENSIONAIS BÁSICOS PARA ESTUDO DOS FENÔMENOS A JUSANTE DE JATOS LIVRES .....	139
6.2 CARACTERÍSTICAS DO IMPACTO DO JATO .....	142
<b>6.2.1 Profundidade do poço de acumulação .....</b>	<b>143</b>
<b>6.2.2 Pressão dinâmica .....</b>	<b>146</b>
<b>6.2.3 Coeficiente de pressão .....</b>	<b>147</b>
<b>6.2.4 Pressões médias no local de impacto do jato.....</b>	<b>149</b>
6.2.4.1 Comparação com os resultados obtidos no fundo de juntas.....	151
6.2.4.2 Conclusão para as diferentes condições de fundo ensaiadas.....	153
<b>6.2.5 Atenuação das pressões dinâmicas.....</b>	<b>153</b>
6.2.5.1 Pressão dinâmica relativa à altura lenta do ressalto afogado.....	154
6.2.5.2 Pressão dinâmica relativa à profundidade do poço de acumulação.....	156
<b>6.2.6 Coeficiente de flutuação de pressão .....</b>	<b>158</b>
<b>6.2.7 Flutuações de pressão máximas.....</b>	<b>162</b>
6.2.7.1 Condições de amplificação ou amortecimento das flutuações de pressão .....	162
6.2.7.2 Padrão constante a se adotar para as flutuações de pressão máximas .....	165
<b>6.2.8 Atenuação das flutuações de pressão .....</b>	<b>166</b>
<b>6.2.9 Turbulência do jato .....</b>	<b>168</b>
6.2.9.1 Intensidade de turbulência na emissão .....	169
6.2.9.2 Intensidade de turbulência no impacto .....	171

<b>6.2.10 Tentativa de ajuste dos coeficientes de pressão média e flutuação .....</b>	<b>172</b>
6.3 EJEÇÃO HIDRODINÂMICA DE UM BLOCO DE ROCHA.....	174
<b>6.3.1 Níveis de colchão d'água de jusante que impedem a ejeção do bloco.....</b>	<b>176</b>
<b>6.3.2 Relação da incidência do jato com as pressões verificadas no fundo da cavidade</b>	<b>179</b>
6.3.2.1 Força média de ejeção do bloco .....	181
6.3.2.2 Coeficiente de ejeção líquido .....	183
6.3.2.3 Influência da concentração de ar .....	185
<b>6.3.3 Considerações finais .....</b>	<b>189</b>
6.4 HIDRODINÂMICA DO JATO MERGULHANTE .....	190
<b>6.4.1 Expansão linear do jato.....</b>	<b>190</b>
<b>6.4.2 Difusão do núcleo do jato.....</b>	<b>192</b>
<b>6.4.3 Ângulo de difusão do núcleo do jato .....</b>	<b>196</b>
6.5 REGIÃO DE IMPACTO DO JATO NA SOLEIRA.....	198
<b>6.5.1 Fluxo do jato no interior do colchão d'água .....</b>	<b>198</b>
<b>6.5.2 Faixa de influência do fluxo do jato na soleira .....</b>	<b>199</b>
<b>6.5.3 Formulações propostas pela bibliografia .....</b>	<b>200</b>
6.5.3.1 Parâmetros propostos pela bibliografia .....	202
6.5.3.2 Conversão entre escalas de faixa de influência .....	204
<b>6.5.4 Excentricidade da faixa de influência.....</b>	<b>205</b>
6.5.4.1 Cálculo da distribuição de pressão levando em conta a excentricidade da faixa de influência .....	208
<b>6.5.5 Considerações finais .....</b>	<b>210</b>
6.6 MÉTODOS DE PREVISÃO DA PROFUNDIDADE DE EROSÃO.....	211
<b>6.6.1 Embasamento teórico .....</b>	<b>211</b>
<b>6.6.2 Modelos empíricos usuais .....</b>	<b>213</b>
<b>6.6.3 Coeficiente e segurança conforme o tipo de fraturamento .....</b>	<b>215</b>
6.7 EVOLUÇÃO TEMPORAL DA FOSSA DE EROSÃO .....	217
<b>6.7.1 Fases de progressão da fossa .....</b>	<b>218</b>
<b>6.7.2 Previsão do tempo de equilíbrio .....</b>	<b>219</b>
<b>6.7.3 Aplicação .....</b>	<b>222</b>
6.8 DESENVOLVIMENTO DE BACIAS A JUSANTE DE QUEDAS NATURAIS.....	223
<b>6.8.1 Condições de escoamento na bacia .....</b>	<b>225</b>
<b>6.8.2 Modelagem do escoamento na bacia.....</b>	<b>227</b>
6.9 ASPECTOS GEOMÉTRICOS DE FOSSAS DE EROSÃO .....	229
<b>6.9.1 Pressões nas paredes.....</b>	<b>229</b>
<b>6.9.2 Perda de energia .....</b>	<b>230</b>
<b>6.9.3 Comprimento da fossa de erosão .....</b>	<b>232</b>

<b>6.9.4 Fossa curta, com barra.....</b>	<b>235</b>
<b>6.9.5 Largura/recirculação lateral .....</b>	<b>236</b>
<b>7 DETERMINAÇÃO DA PROFUNDIDADE DE COLCHÃO D'ÁGUA NECESSÁRIA PARA AMORTECER A AÇÃO DO JATO SOBRE LEITOS NÃO COESIVOS .....</b>	<b>242</b>
7.1 ENFOQUE DO MÉTODO.....	242
7.2 DEFINIÇÕES DO MÉTODO .....	243
7.3 DESENVOLVIMENTO DO MÉTODO.....	246
<b>7.3.1 Comparação com o comprimento de dissipação do jato.....</b>	<b>250</b>
<b>7.3.2 Comparação com ressalto em bacia com soleira de jusante elevada.....</b>	<b>254</b>
7.4 CONSIDERAÇÕES FINAIS DE APLICAÇÃO .....	256
7.5 CONCLUSÃO DO MÉTODO .....	257
<b>8 DETERMINAÇÃO DA ENERGIA HIDRÁULICA CAPAZ DE ERODIR O LEITO ROCHOSO.....</b>	<b>258</b>
8.1 DETERMINAÇÃO DA RESISTÊNCIA DE UM BLOCO DE ROCHA ISOLADO, ATRAVÉS DO ÍNDICE DE ERODIBILIDADE .....	259
8.2 DETERMINAÇÃO DA POTÊNCIA HIDRÁULICA ATUANTE SOBRE O LEITO ..	262
8.3 CONCLUSÃO DO MÉTODO .....	265
<b>9 CONCLUSÃO.....</b>	<b>267</b>
9.1 OBJETIVOS ALCANÇADOS .....	267
<b>9.1.1 escoamento à superfície livre: calha e jato .....</b>	<b>268</b>
<b>9.1.2 Energia do jato que impacta sobre o leito .....</b>	<b>269</b>
<b>9.1.3 Ejeção hidrodinâmica de blocos.....</b>	<b>270</b>
<b>9.1.4 Comportamento do jato mergulhante .....</b>	<b>271</b>
<b>9.1.5 Equilíbrio da fossa de erosão.....</b>	<b>271</b>
<b>9.1.6 Comportamento de diferentes morfologias de fossas.....</b>	<b>272</b>
9.2 CONSIDERAÇÕES E RECOMENDAÇÕES FINAIS .....	273
<b>REFERÊNCIAS .....</b>	<b>275</b>
APÊNDICE 1 – Conversão das pressões com incidência do jato em plano inclinado .....	281
APÊNDICE 2 – Local de incidência do jato, oriundo do vertedouro salto esqui modelado, na bacia de dissipação .....	284
APÊNDICE 3 – Calibração do coeficiente de rugosidade de Manning e do fator de resistência de Darcy-Weisbach.....	287
APÊNDICE 4 – Determinação da velocidade balística de lançamento do jato .....	294
APÊNDICE 5 – Número de queda.....	296
APÊNDICE 6 – Ensaio de ejeção de bloco realizados por Yuditskii .....	298
ANEXO 1 – Parâmetros referentes ao projeto de vertedouros salto esqui.....	301
ANEXO 2 – Tabelas de Kirsten (1982).....	314
ANEXO 3 – Verificação das formulações propostas na bibliografia quanto à atenuação das pressões dinâmicas .....	319

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – vista aérea da usina hidrelétrica Itaipu Binacional com o vertedouro aberto, em Foz do Iguaçu	.31
Figura 1.2– jato do vertedouro salto esqui da usina hidrelétrica Itaipu Binacional	31
Figura 3.1 – barragem de Picote, situada em vale estreito	37
Figura 3.2 – esquema de uma concha de lançamento de um vertedouro salto esqui	38
Figura 3.3 – tipos de trampolim	41
Figura 3.4 – fossas de erosão respectivas à incidência de jatos de: (a) uma concha e; (b) uma rampa de lançamento, para a mesma condição de vazão ensaiada	42
Figura 3.5 – dispersão da superfície livre do escoamento na calha de vertedouros em protótipos devido à entrada de ar	43
Figura 3.6 – distribuição espectral de energia de turbulência para: (a) um escoamento turbulento normal e para; (b) um escoamento macroturbulento	45
Figura 3.7 – início de quebra do jato – barragem de Ricobayo, Espanha	47
Figura 3.8 – velocidade mínima para entrada de ar	49
Figura 3.9 – Formas do ressalto clássico em função do número de Froude lento do ressalto	55
Figura 3.10 – comparação do decaimento da energia de altas frequências entre a condição de impacto do núcleo de um jato na soleira (a) e a condição de impacto de um jato desenvolvido nesta interface (b)	58
Figura 3.11 – estimativa de média e desvio padrão dos dados de pressão em termos do tempo de aquisição dos dados, para colchão raso	59
Figura 3.12 – fossa de erosão com formação de barra a jusante	61
Figura 3.13 – ângulos de escavação para diferentes ângulos de lançamento	62
Figura 3.14 – solução de proteção da bacia de dissipação	63
Figura 3.15 – balanço de forças em um bloco de rocha característico	66
Figura 3.16 – mudança na celeridade das ondas de pressão com a concentração de ar	67
Figura 3.17 – diagramas de pressão em lajes, considerando: (a) falha no agente selador no ponto de estagnação; e (b) juntas sem agente selador	72
Figura 3.18 – limite de erosão desenvolvido por Kirsten	73
Figura 4.1 – estrutura do modelo: reservatório de montante, vertedouro e bacia de dissipação	77
Figura 4.2 – reservatório de montante do modelo	77
Figura 4.3 – perfil do vertedouro	78
Figura 4.4 – bacia de dissipação do modelo	79
Figura 4.5 – comporta de jusante	79

Figura 4.6 – bacia de dissipação com: (a) fundo sem juntas, (b) 25 blocos e (c) placa de acrílico com um bloco .....	82
Figura 4.7 – montagem dos blocos com o bloco central na posição de incidência nº 8.....	83
Figura 4.8 – bloco central, instrumentado com um acelerômetro .....	84
Figura 4.9 – posicionamento das tomadas no fundo das juntas, em torno do bloco central ....	84
Figura 4.10 – posicionamento das tomadas no fundo da cavidade, em torno do bloco .....	85
Figura 4.11 – ligação das tomadas aos transdutores de pressão .....	86
Figura 4.28 – ensaio de ejeção hidrodinâmica: bloco inserido no interior da cavidade, na posição nº 9, ou seja, para incidência do jato na condição de 9,4L/s em modelo .....	87
Figura 2.1 – sistema de ligação com tubagem e câmara de volume intrínseca ao transdutor ..	93
Figura 2.2 – variação do desvio padrão em função do comprimento do conduto de nylon para três posições ao longo do ressalto hidráulico .....	94
Figura 2.3 – pressões extremas em função do comprimento do conduto de nylon, $x/(y_2-y_1) = 1,50$ .....	94
Figura 5.1 – comparação da capacidade dissipadora de diferentes tipos de vertedouros.....	98
Figura 5.2 – avaliação da energia do escoamento no pé de vertedouros em degraus e após a incidência do jato a jusante do vertedouro salto esqui modelado no presente trabalho .....	99
Figura 5.3 – distribuição da concentração de ar de um jato a jusante de um defletor.....	103
Figura 5.4 – principais aspectos do desenvolvimento de um jato livre emitido de um bocal	104
Figura 5.5 – dispersão exterior do jato e da região interior do fluxo .....	105
Figura 5.6 – relação entre o grau de dispersão no topo do jato e na seção de incidência do mesmo na bacia de dissipação .....	108
Figura 5.7 – grau de dispersão do jato no topo da trajetória parabólica.....	109
Figura 5.8 – dispersão exterior do jato no ponto de impacto em função da expansão de seu núcleo aerado.....	110
Figura 5.9 – impacto de um jato na soleira da bacia de dissipação .....	112
Figura 5.10 – perda de energia contabilizada entre as seções de montante ao vertedouro, início do ressalto clássico e a jusante do mesmo.....	118
Figura 5.11 – boa correlação entre os valores calculados pela fórmula (5.29) de Steiner et al. (2008) e os valores propostos no presente trabalho, para o intervalo de validade da fórmula .....	121
Figura 5.12 – relação de perda de carga na calha do vertedouro modelado.....	123
Figura 5.13 – concha de lançamento com mesmas condições de vazão e ângulo de lançamento, porém, com diferentes raios de curvatura: (a) 0,1m; e (b) 0,4m.....	125
Figura 5.14 – parcelas de perda de carga na calha do vertedouro .....	126
Figura 5.15 – relação de perda de carga sofrida no jato .....	128
Figura 5.16 – perdas de carga obtidas a partir dos valores medidos em ensaio, e respectivos valores calculados através da formulação proposta .....	130

Figura 5.17 – relação do ângulo balístico obtido nos ensaios .....	133
Figura 5.18 – comparação entre os dados dos ângulos balísticos obtidos através das medições em ensaios e os calculados pelas fórmulas vistas anteriormente .....	134
Figura 5.19 – comparação entre os valores medidos de distância projetada horizontalmente do jato e os valores calculados pelas equações citadas .....	136
Figura 5.20 – equação de Maitre e Obolensky (1954) comparada com os dados de Panasenkov .....	136
Figura 5.21 – distância de ocorrência de pressão máxima na soleira calculada por Beltaos (1976) e a equação proposta .....	138
Figura 6.1 – ângulo de incidência teórico do jato em função do número de Froude no lançamento.....	141
Figura 6.2 – ângulo de incidência teórico do jato em função razão da altura de escoamento crítica pela altura de queda.....	141
Figura 6.3 – relação entre as alturas dos colchões d’água de montante ( $y_p$ ) e de jusante ( $y_2$ ) ao impacto do jato para a condição de ressalto clássico ( $S = 1$ ).....	143
Figura 6.4 – relação observada entre o grau de submergência da profundidade do poço de acumulação ( $S_{y_p}$ ) e o grau de submergência do ressalto ( $S$ ).....	144
Figura 6.5 – a equação de Rajaratnam modificada apresenta bom ajuste para números de Froude no lançamento do jato de um vertedouro salto esquí .....	146
Figura 6.6 – coeficiente de pressão dinâmica ( $C_p$ ), para os dados obtidos no presente trabalho – vertedouro salto esquí –, em função da relação de altura do colchão d’água pela largura do jato ( $y_2/B$ ) .....	148
Figura 6.7 – relação proposta para determinação das máximas pressões dinâmicas na interface da soleira, sem colchão d’água.....	150
Figura 6.8 – comparação entre as máximas pressões médias obtidas na interface da soleira com as obtidas no fundo das juntas, nos locais de incidência do jato.....	152
Figura 6.9 – atenuação das pressões dinâmicas relativas à altura lento do ressalto, em função do grau de submergência, na interface da soleira para fundo sem juntas .....	154
Figura 6.10 – atenuação das pressões dinâmicas relativas à altura lento do ressalto, em função do grau de submergência, no fundo das juntas em torno de um bloco (25 blocos) .	155
Figura 6.11 – atenuação das pressões dinâmicas relativas à altura lento do ressalto, em função do grau de submergência, no fundo de uma cavidade com um bloco (1 bloco) .....	155
Figura 6.12 - atenuação das pressões dinâmicas relativas à profundidade do poço de acumulação, em função do grau de submergência, na interface da soleira, para fundo sem juntas .....	156
Figura 6.13 – atenuação das pressões dinâmicas relativas à profundidade do poço de acumulação, em função do grau de submergência do poço de acumulação, no fundo das juntas em torno de um bloco (25 blocos).....	157
Figura 6.14 – atenuação das pressões dinâmicas relativas à profundidade do poço de acumulação, em função do grau de submergência, no fundo de uma cavidade com um bloco (1 bloco) .....	158



Figura 6.15 – coeficientes de flutuação de pressão obtidos por Ervine et al. (1997) e Xu-Duo-Ming e Yu-Chang-Zhao (1983), para jato circular vertical e para jato plano inclinado respectivamente .....	159
Figura 6.16 – difusões laterais do núcleo com defasagem, devido à incidência inclinada do jato no colchão d'água.....	160
Figura 6.17 – flutuação do ponto de estagnação para incidência de jatos verticais não desenvolvidos .....	161
Figura 6.18 – máximos desvios das amostras de pressões na interface da soleira; no fundo das juntas em torno de um bloco (25 blocos); e no fundo de uma cavidade com um bloco (1 bloco) .....	162
Figura 6.19 – bacia de dissipação lateralmente confinada, ensaiada por Manso (2006, p. 49) .....	163
Figura 6.20 – condições de amortecimento ou amplificação das flutuações: .....	164
Figura 6.21 – tendência observada entre a velocidade de incidência do jato e a altura do colchão d'água para o modelo do presente trabalho .....	165
Figura 6.22 – atenuação das flutuações de pressão, em função do grau de submergência, na interface da soleira, para fundo sem juntas .....	166
Figura 6.23 – atenuação das flutuações de pressão, em função do grau de submergência, no fundo das juntas em torno de um bloco (25 blocos).....	167
Figura 6.24 – atenuação das flutuações de pressão, em função do grau de submergência, no fundo de uma cavidade com um bloco (1 bloco) .....	167
Figura 6.27 – intensidade de turbulência no impacto do jato .....	172
Figura 6.25 – coeficiente de pressão dinâmica ( $C_p$ ), para os dados obtidos na condição de existência de colchão d'água, em função de $y_2/B$ multiplicado por $y_c/Z_{concha}$ .....	173
Figura 6.26 – coeficientes de flutuação de pressão ( $C'_p$ ), para os dados obtidos na condição de existência de colchão d'água, em função de $y_2/B$ multiplicado por $y_c/Z_{concha}$ e $F_j$ .....	174
Figura 6.29 – condição dos ensaios com cavidade preenchida com bloco e cavidade aberta, sem bloco, na bacia de dissipação com fundo plano .....	175
Figura 6.30 – alturas lentas dos ressaltos que impedem a ejeção do bloco a jusante.....	177
Figura 6.31 – alturas lentas dos ressaltos que impedem a ejeção do bloco a montante .....	178
Figura 6.32 – graus de submergência que impedem a ejeção hidrodinâmica do bloco, para as condições ensaiadas no presente trabalho .....	179
Figura 6.33 – esquema do modelo usado por Liu, Dong e Yu (1998, p. 135) .....	179
Figura 6.34 – razão entre a força de sustentação estacionária e o peso submerso do bloco, em função do ângulo de incidência teórico, para a zona limite de ejeção .....	182
Figura 6.35 – coeficiente de ejeção líquido, para o interior de uma cavidade com 1 bloco (juntas planares fechadas), em função da proporção de ar arrastada para dentro do colchão d'água relativa à dispersão no topo do jato.....	185

Figura 6.36 – influência da escala do modelo e da velocidade na área de impacto na simulação da entrada de ar. Relação válida para $B > 20\text{mm}$ .....	186
Figura 6.37 – coeficiente de ejeção líquido para presente trabalho: valores de modelo e estimativa para protótipo; dados de Bollaret (2002, p. 217) para um jato vertical; e melhor ajuste aos dados de Ervine et al. (1997 apud BOLLAERT, 2002, p. 154) para o coeficiente de subpressão. ....	188
Figura 6.38 – pressão medida na interface da soleira e no interior de uma junta 2D (plana) para um jato com núcleo desenvolvido .....	189
Figura 6.39 – utilização da equação de Mirtskhulava com os dados do presente trabalho ....	192
Figura 6.40 – comportamento teórico do jato em um colchão ilimitado.....	193
Figura 6.41 – comparação dos coeficientes de difusão obtidos no presente trabalho com os propostos por outros autores.....	195
Figura 6.42 – regiões do fluxo do jato dentro do colchão d'água.....	199
Figura 6.43 – comparação da distribuição de pressões proposta na bibliografia .....	204
Figura 6.44 – obtenção da faixa de influência a montante e a jusante do ponto de estagnação .....	206
Figura 6.45 – proporções das faixas de influência a montante e a jusante.....	207
Figura 6.46 – comparação da curva resultante com excentricidade com a curva de Beltaos.....	210
Figura 6.47 – classificação das discontinuidades .....	216
Figura 6.48 – classe de rochas .....	216
Figura 6.49 – fases da evolução temporal da profundidade da fossa .....	219
Figura 6.50 – formação da fossa de erosão a jusante de vertedor de chapa fina.....	221
Figura 6.51 – (a) Queda d'água e (b) fossa de erosão formada na Cascata do Caracol, em Canela-RS, Brasil .....	223
Figura 6.52 – (A) seção transversal de uma bacia formada naturalmente; (B) vista em planta dos vórtices de recirculação que podem se desenvolver em bacias naturais.....	224
Figura 6.53 – ajuste do coeficiente $k$ em função do coeficiente $m$ calculado para os dados obtidos no presente trabalho.....	228
Figura 6.54 – comparação das alturas lentas do ressalto para a condição de um ressalto a jusante de um vertedouro salto esquí e a condição sobre um leito rugoso, com as alturas lentas conjugadas do ressalto clássico ( $S=1$ ).....	231
Figura 6.55 – comprimento adimensional da fossa .....	233
Figura 6.56 – profundidade adimensional da fossa .....	233
Figura 6.57 – comparação das fórmulas de comprimento do ressalto.....	235
Figura 6.58 – padrão do fluxo para jato incidindo na bacia: a) descrição esquemática; b) vista lateral para $w/W=3/4$ ; c) vista superior para $w/W=1/4$ ; d) vista superior para $w/W=3/4$ .....	238
Figura 6.59 – bacia de dissipação com fundo móvel, com fluxo de montante em uma calha de inclinação e largura variáveis .....	238
Figura 6.60 – ressalto hidráulico tipo-B .....	240

Figura 6.61 – metodologia proposta para determinação da altura lenta do ressalto clássico ( $S=1$ ), no caso de $W>w$ , para incidência de um jato, proveniente de um vertedouro salto esqui, na bacia de dissipação .....	241
Figura 7.1 – ressalto hidráulico formado a montante de degrau Chaudhry (1993 apud WEIKLE, 2000, p. 15) .....	244
Figura 7.2 – relação do nível de jusante do ressalto e a lâmina d'água do rio a jusante .....	245
Figura 7.3 – cotas adimensionais, calculadas, das fossas necessárias para a condição de pressão dinâmica nula no fundo da bacia .....	250
Figura 7.4 – ângulo de incidência teórico sobre o nível do colchão d'água .....	251
Figura 7.5 – relação entre o ângulo de incidência teórico no nível do colchão d'água do poço de acumulação para o presente trabalho .....	251
Figura 7.6 – comparação entre as diferentes metodologias relacionadas ao comprimento de dissipação do jato dentro do colchão d'água .....	253
Figura 7.7 – ressalto hidráulico em uma bacia com soleira de jusante elevada .....	255
Figura 7.8 – ressalto hidráulico, a jusante de um jato mergulhante, em uma bacia com elevação abrupta da soleira .....	255
Figura 7.9 – comparação dos resultados do presente trabalho utilizando a fórmula de Bhutto (1987) com diferentes valores de $K$ .....	256
Figura 8.1 – ajuste do índice de energia erosiva para os resultados do presente trabalho .....	264

## LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – critério para estimar o potencial erosivo devido ao impulso dinâmico .....	67
Tabela 4.1 – características dos ensaios .....	80
Tabela 6.4 – características do bloco maciço utilizado nos ensaios .....	88
Tabela 5.1 – energia residual, para valores de protótipos, relativas aos modelos listados.....	97
Tabela 5.2 – dispersão exterior do jato na seção do topo do jato e na seção de incidência do mesmo na bacia de dissipação .....	108
Tabela 5.3 – resultados obtidos de perda de energia no impacto do jato .....	114
Tabela 5.4 – verificação da energia de montante medida em modelo.....	116
Tabela 5.5 – energia do escoamento nas seções de montante e jusante ao ressalto .....	117
Tabela 5.6 – velocidade e ângulo balístico de lançamento do jato.....	119
Tabela 5.7 – altura e velocidade do escoamento na seção de lançamento do jato, considerando as perdas de energia anteriores à seção .....	120
Tabela 5.8 – perda de carga no jato .....	120
Tabela 5.9 – valores de perda de carga na calha calculados pelos diferentes métodos propostos .....	127
Tabela 5.10 – perda de carga obtida através dos dados medidos .....	129
Tabela 5.11 – comparação entre os valores obtidos através dos dados medidos em ensaio e os calculados pela formulação proposta: valores de altura supercrítica do ressalto clássico e energia do escoamento de montante ao ressalto .....	131
Tabela 5.12 – valores medidos em ensaio da distância projetada de alcance do centro do núcleo do jato .....	135
Tabela 6.1 – valores de intensidade de turbulência na emissão do jato .....	170
Tabela 6.2 – estimativa da intensidade de turbulência na emissão do jato para diferentes tipos de estruturas.....	170
Tabela 6.3 – valores de intensidade de turbulência no impacto do jato .....	172
Tabela 6.5 – obtenção da força de sustentação estacionária que contribui para a ejeção do bloco .....	181
Tabela 6.6 – coeficiente de ejeção líquido resultante para as condições de vazão ensaiadas	184
Tabela 6.7 – obtenção dos valores corrigidos de coeficiente de ejeção líquido para a condição de protótipo do presente trabalho .....	187
Tabela 6.8 – valores dos ângulos internos de difusão dos jatos respectivos a cada uma das vazões ensaiadas.....	196
Tabela 6.9 – efeito da concentração de ar sobre a relação dos ângulos externo e interno de difusão .....	197
Tabela 6.10 – valores dos ângulos de difusão exterior dos jatos respectivos a cada uma das vazões ensaiadas.....	197
Tabela 6.11 – parâmetros propostos pela bibliografia.....	203

Tabela 6.12 – parâmetros para o cálculo da excentricidade da faixa de influência .....	207
Tabela 6.13 – tabela com os valores resultantes da aplicação dos valores médios obtidos nas condições ensaiadas no presente trabalho, para o cálculo da distribuição de pressão ao longo da soleira.....	210
Tabela 6.14 – valores médios do coeficiente de progressão da fossa e do tempo de equilíbrio, representativos para diferentes modalidades de trampolins .....	220
Tabela 6.15 – máximas profundidades da fossa de erosão obtidas por levantamentos batimétricos na UHE Luiz Carlos Barreto de Carvalho .....	222
Tabela 8.1 – condições utilizadas para a definição da variável $K_s$ .....	264

## LISTA DE SÍMBOLOS

$a_c$  = aceleração centrípeta do fluxo na seção de lançamento do jato [m/s<sup>2</sup>]

$a_{cubo}$  = aresta do cubo [m]

$A_i$  = altura da barra a jusante da fossa [m]

$b$  = faixa de influência da pressão junto ao ponto de estagnação [m]

$b_j$  = faixa de influência a jusante do impacto do jato [m]

$b_m$  = faixa de influência a montante do impacto do jato [m]

$B \equiv y_1$  = espessura equivalente do jato incidente no colchão d'água [m]

$B_d$  = espessura exterior do jato que impacta sobre a soleira [m]

$B_y$  = espessura externa do jato para uma distância  $y$  percorrida pelo jato dentro do colchão d'água [m]

$c$  = celeridade da onda dentro da junta [m/s]

$C$  = coeficiente de difusão do jato mergulhante [-]

$C_{ar}$  = concentração de ar em determinado ponto da seção de um fluxo bifásico [-]

$\bar{C}_{ar}$  = concentração média de ar no escoamento [-]

$C_f$  = coeficiente de fricção no leito [-]

$C_I$  = coeficiente de impulso dinâmico líquido [-]

$C_p \equiv C_{pa}$  = coeficiente de pressão dinâmica [-]

$C'_p \equiv C'_{pa}$  = coeficiente de flutuação de pressão [-]

$C_{pa}^-$  = coeficiente de pressões extremas negativas [-]

$C_{UP}$  = coeficiente de ejeção líquido [-]

$d$  = altura de referência para o escoamento bifásico [m]; altura teórica sem ar [m]

$d_{90}$  = diâmetro com 90% de porcentagem passante [m]

$d_m$  = altura da mistura ar+água observada [m]

$d_s$  = diâmetro característico do material do leito [m]

$D$  = profundidade de equilíbrio da fossa [m]

$D_i$  = grau de dispersão na seção de incidência do jato [-]

$D_{núcleo}$  = expansão da região interior do jato [-]

$D_K$  = diâmetro equivalente do cubo [m]

$D_t$  = profundidade da fossa em função do tempo [m]

$D_{topo}$  = grau de dispersão no topo do jato [-]

$e_j$  = espessura de juntas [m]

$f$  = fator de resistência [-]

$F$  = número de Froude teórico em determinado local da calha

$F_{\Delta Pd^*}$  = força de sustentação estacionária, originária das pressões dinâmicas médias atuantes nas superfícies superior e inferior do bloco [N]

$F_{down}$  = força hidrodinâmica que pressiona o bloco para baixo [N]

$F_j$  = número de Froude no lançamento do jato [-]

$F_{sh}$  = força de cisalhamento ao longo das juntas [N]

$F_u$  = força devido à pressão de ejeção atuante na superfície inferior do bloco [N]

$F_{UP}$  = força máxima de ejeção resultante dos fenômenos turbulentos [N]

$g$  = aceleração da gravidade [m/s<sup>2</sup>]

$h_j$  = altura da fenda [m]

$hp_{1-2}$  = perda de energia no ressalto clássico [m]

$hp_{m-1}$  = perda de energia ocorrida desde a seção de montante ao vertedouro até a seção de início do ressalto clássico [m]

$hp_{m-2}$  = perda de energia ocorrida desde a seção de montante ao vertedouro até a seção a jusante do ressalto clássico [m]

$hp_{calha}$  = perda de energia ocasionada na calha do vertedouro até a seção de lançamento do jato [m]

$hp_{impacto}$  = perda de energia ocorrida no impacto do jato com a soleira da bacia de dissipação [m]

$hp_{jato}$  = perda de energia sofrida pelo jato até a seção de incidência na bacia de dissipação [m]

$h_{up}$  = altura de salto do bloco [m]

$H$  = altura da crista do vertedouro [m]; carga sobre o fundo da concha [m]

$H_0$  = carga de projeto do perfil Creager [m]

$H_1$  = energia do fluxo supercrítico do ressalto clássico [m]

$H_2$  = energia do fluxo subcrítico do ressalto [m]

$H_e$  = energia sobre a crista do vertedouro [m]

$H_m$  = energia de montante ao vertedouro [m]

$I_T$  = impulso dinâmico [-]

$J_a$  = fator que caracteriza o material de preenchimento das juntas e quão alterado é seu estado [-]

$J_c$  = fator que caracteriza a contagem volumétrica de juntas [-]

$J_n$  = fator relativo ao número de famílias de descontinuidades [-]

$J_r$  = fator que caracteriza a rugosidade das juntas [-]

$J_s$  = fator de arranjo estrutural [-]

$K$  = Índice de Erodibilidade [-]; coeficiente da fórmula de Bhutto (1987) [-]; coeficiente de fraturamento da rocha [-]

$K_d$  = número de intertravamento entre blocos [-]

$K_s$  = Índice de Energia Erosiva [-]

$L$  = comprimento longitudinal, em planta, da área erodida [m]; comprimento interno da junta [m]

$L_b$  = comprimento de quebra do núcleo de um jato retangular [m]



$L_{calha}^*$  = comprimento linear simplificado entre a crista do vertedouro e o ponto de lançamento do jato [m]

$L_D$  = comprimento de deflexão natural do jato [m]

$L_f$  = comprimento da fossa de erosão, a jusante do impacto do jato [m]

$L'_f$  = comprimento das extensões laterais da fossa [m]

$L_j$  = comprimento do ressalto [m]

$L_{j-i}$  = comprimento longitudinal do jato, desde a sua emissão até o ponto de impacto na soleira da bacia [m]

$L_{j-topo}$  = comprimento longitudinal, desde a emissão do jato até a altura máxima atingida pelo jato [m]

$L_{p,max}$  = alcance de ocorrência de máxima pressão média, ponto de estagnação do impacto do jato na soleira da bacia [m]

$L_{proj}$  = distância horizontal projetada, desde a emissão do jato até o ponto de impacto do centro do núcleo na soleira da bacia [m]

$L_{topo}$  = distância horizontal projetada, desde a emissão do jato até o ponto da seção de altura máxima atingida pelo jato [m]

$L_r$  = comprimento do rolo do ressalto [m]

$n$  = coeficiente de rugosidade de Manning [ $s.m^{-1/3}$ ]

$N_q$  = número de queda [-]

$P \equiv P_{medida}$  = pressão média [m]

$P_a$  = potência do escoamento por unidade de área [ $W/m^2$ ]

$P_c$  = potência crítica de resistência do maciço rochoso [ $W/m^2$ ]

$P_d$  = pressão dinâmica relativa à  $y_2$ , no impacto do jato sobre a soleira [m]

$P_d^*$  = pressão dinâmica relativa à  $y_p$ , no impacto do jato sobre a soleira [m]

$P_{d,cavidade}^*$  = pressão dinâmica média, relativas à  $y_p$ , ocorrida no fundo da cavidade com bloco, na condição de incidência do jato sobre o bloco [m]

$P_{d,max}$  = pressão dinâmica no impacto do jato sobre a soleira quando:  $y_2 = 0$  [m]

$P_{d,\max}^*$  = pressão dinâmica no impacto do jato sobre a soleira, relativa à  $y_p$ , válida para:  $S \leq 1$  [m]

$\bar{P}_{d,soleira}^*$  = pressão dinâmica média, relativas à  $y_p$ , ocorrida na interface da soleira, na condição de incidência do jato [m]

$P_{\max}$  = máxima pressão dentro de uma junta isolada [m]; máxima pressão média medida [m]

$P_{\min}$  = mínima pressão observada [m]

$P_S$  = pressão dinâmica, distribuída ao longo da soleira da bacia de dissipação, para  $y = y_2$  no caso de um jato vertical [m]

$P_{S,\max} \equiv P_d$  = pressão média do ponto de estagnação [m]

$h_d$  = máximo carregamento admissível no lábio [m]

$P_x$  = pressão dinâmica, distribuída transversalmente ao jato mergulhante vertical, em função de  $y$  [m]

$q$  = vazão específica [m<sup>2</sup>/s]

$q_{\text{água}}$  = vazão específica de água no fluxo do jato [m<sup>2</sup>/s]

$q_{\text{ar}}$  = vazão específica de ar no fluxo do jato [m<sup>2</sup>/s]

$Q$  = vazão volumétrica [m<sup>3</sup>/s]

$Q_{\text{protótipo}}$  = vazão de protótipo [m<sup>3</sup>/s]

$r$  = razão de espaçamento entre juntas [-]

$R$  = raio da concha de lançamento [m]; número de Reynolds [-]

$RQD$  = Índice de Qualidade de Rocha [-]

$S$  = grau de submergência do ressalto afogado [-]

$S_c$  = grau de submergência crítico que impede a ejeção do bloco [-]

$S_{y_p}$  = grau de submergência da profundidade do poço de acumulação [-]

$T$  = tempo de equilíbrio da fossa de erosão [s]

$Tu_i$  = intensidade de turbulência na seção de impacto do jato [-]

$Tu_j$  = intensidade de turbulência na emissão do jato [-]

$T_{up}$  = tempo de um pulso [s]

$V_0$  = velocidade do jato antes do impacto [m/s]

$V_b$  = velocidade balística de lançamento do jato [m/s]

$V_d$  = velocidade no fundo da bacia de dissipação [m/s]

$V_i$  = velocidade que incide diretamente no ponto de estagnação na interface da soleira [m/s]

$V_y$  = velocidade média do fluxo do jato mergulhante para distância  $y$  percorrida dentro do colchão d'água [m/s]

$w$  = largura da calha do vertedouro [m]; tamanho máximo do lábio do vertedouro [m]

$w_f$  = parâmetro correspondente à fase ativa da progressão da fossa [-]

$w_{\max}$  = altura máxima do lábio da concha [m]

$w_{\min}$  = altura mínima do lábio da concha [m]

$W$  = largura da bacia de dissipação [m]; número de Weber [-]

$W_f$  = Coeficiente de Progressão da Fossa [-]

$W_g$  = peso submerso do bloco [N]

$x$  = distância transversal ao jato, medida a partir do ponto de estagnação ou pressão máxima na transversal [m]; distância medida na bacia de dissipação a partir do ponto de pressão máxima causada pela incidência do jato [m]; medida na bacia de dissipação a partir do início do ressalto hidráulico [m]

$(x/b)_{e^-}$  = excentricidade da faixa de influência a montante [-]

$(x/b)_{e^+}$  = excentricidade da faixa de influência a jusante [-]

$y$  = distância percorrida pelo jato dentro do colchão d'água [m]; lâmina d'água do escoamento [m]

$y_1$  = altura conjugada rápida do ressalto clássico [m]

$y_2$  = profundidade do ressalto hidráulico na região fluvial (lenta) [m]

$y_{2,S=1}$  = profundidade conjugada lenta do ressalto clássico [m]

$y_3 \equiv h$  = altura da água em relação ao nível do rio [m]

$y_{90}$  = espessura característica do fluxo, definida pela isolinha de  $C_{ar} = 90\%$  [m]

$y_{água}$  = parcela da espessura do jato correspondente à vazão específica de água [m]

$y_{ar}$  = parcela da espessura do jato correspondente à vazão específica de ar [m]

$y_b$  = altura do escoamento na cavidade da concha [m]

$y_c$  = altura do escoamento crítico [m]

$y_D$  = profundidade de colchão que caracteriza o comprimento de deflexão natural do jato [m]

$y_{i,M}$  = espessura exterior do jato, medida na seção de incidência na soleira da bacia [m]

$y_{i,T}$  = espessura teórica, sem perdas, na seção de incidência do jato na soleira da bacia [m]

$y_j$  = lâmina d'água do escoamento na seção de lançamento [m]

$y_{j,T}$  = é a altura teórica do escoamento na seção de lançamento do jato, calculada sem perdas, por iteração [m]

$y_k$  = comprimento de difusão total do núcleo do jato mergulhante [m]

$y_p$  = altura do poço de acumulação [m]

$y_{p,S=1}$  = altura do poço de acumulação para a condição de ressalto clássico [m]

$y_{topo,M}$  = espessura exterior do jato, medida na seção do topo do jato [m]

$y_{topo,T}$  = espessura teórica, sem perdas, na seção do topo do jato [m]

$Z_{concha}$  = altura de lançamento do jato [m]

$\bar{Z}_{topo}$  = cota central do fluxo na seção de altura máxima atingida pelo jato [m]

$\alpha_1$  = é o coeficiente de Coriolis [-]

$\alpha_a$  = ângulo de difusão exterior do jato mergulhante [graus]

$\alpha_i$  = ângulo interno de difusão do jato mergulhante [graus]

$\beta$  = taxa de arrastamento de ar ao longo da trajetória do jato [-]

$\sigma$  = desvio padrão das amostras de pressão [m]; tensão superficial da água [N/m]

$\sigma_{\max}$  = máximo desvio padrão das amostras de pressão [m]

$\Delta_{leito}$  = profundidade de escavação em relação à cota do leito do rio a jusante [m]

$\Delta P_d^*$  = diferença das pressões dinâmicas médias entre a superfície inferior e superior do bloco [m]

$\varepsilon_{topo}$  = espalhamento lateral do jato no topo [m]

$\gamma$  = peso específico da água [N/m<sup>3</sup>]; inclinação do defletor [rad]

$\lambda$  = escala de comprimento

$\nu$  = viscosidade cinemática da água [N.s/m<sup>2</sup>]

$\mathcal{G}_{cr}$  = parâmetro de Shields [-]

$\theta_0$  = ângulo de incidência do jato, teórico, na soleira da bacia de dissipação do presente trabalho [rad]

$\theta_1$  = ângulo de lançamento do vertedouro salto esqui [rad]

$\theta_2$  = inclinação da calha que precede a concha de lançamento [rad]

$\theta_b$  = ângulo balístico [rad]

$\rho$  = massa específica da água [Kg/m<sup>3</sup>]

$\rho_s$  = massa específica do sólido [Kg/m<sup>3</sup>]

$\rho_{a_{\text{sec}}}$  = massa específica aparente seca do material de leito [Kg/m<sup>3</sup>]

$\tau_0$  = tensão cisalhante do jato na entrada do colchão d'água [N/m<sup>2</sup>]

$\tau_b$  = tensão de arraste que atua sobre o material de fundo [N/m<sup>2</sup>]

$\tau_{cr}$  = tensão crítica de início de movimento de Shields [N/m<sup>2</sup>]

$\Gamma^+$  = fator de amplificação [-]

# 1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo é feita uma breve descrição do enfoque do presente trabalho, apontando-se a problemática envolvida na aplicação de vertedouros salto esquí. Então, é apresentada a justificativa e o que este trabalho tem a oferecer sobre o tema.

## 1.1 CONTEXTO

O vertedouro é uma estrutura existente em barragens e tem o objetivo de permitir a passagem de cheias, as quais ocorrem periodicamente nos rios. A água excedente de armazenamento possui elevada carga hidráulica, desta forma, o escoamento que passa pelo vertedouro tem grande energia que precisa ser dissipada para que não provoque erosões na estrutura do barramento. Portanto, o vertedouro é uma estrutura de segurança à integridade do barramento e impede os possíveis danos que ocorreriam se houvesse o rompimento deste.

O processo decisório do tipo de vertedouro a ser implementado em um grande barramento está amparado ao custo da obra, sendo fortemente influenciado pelo volume de solo a ser movimentado e a quantidade de concreto empregada. Estas características podem variar bastante, dependendo de cada solução de projeto disponível. Assim, respeitando-se aos critérios de segurança e ambientais, a adoção do sistema dissipador que melhor se adapta às condições do barramento projetado, sejam logística, topográfica ou hidro-geológica, pode reduzir consideravelmente o custo total da obra.

No caso de sistemas dissipadores que venham a ser compostos por um vertedouro salto esquí, seguido de uma fossa de erosão a jusante, cada uma dessas partes da composição merecem atenção especial. No caos da estrutura do vertedouro, após uma calha rápida, esse tipo de vertedouro (salto esquí) possui uma concavidade que altera a trajetória do escoamento lançando-o no ar, conforme pode ser visto na foto seguinte (Figura 1.1) respectiva a um evento de cheia na barragem de Itaipu. A calha do vertedouro salto esquí pode assumir inúmeros formatos, desde longa, com baixa declividade, até curta, com declividade acentuada – incluindo variações em sua largura –, o que pode acarretar em soluções de projeto variadas.



Figura 1.1 – vista aérea da usina hidrelétrica Itaipu Binacional com o vertedouro aberto, em Foz do Iguaçu

Fonte: UOL Viagem<sup>1</sup>

A principal parcela da dissipação de energia ocorre quando o jato d'água lançado pelo vertedouro salto esqui, conforme visto na Figura 1.2, penetra no colchão d'água a jusante desta estrutura formando uma fossa de erosão. A previsão da profundidade de água necessária para garantir a dissipação segura desta energia deve estar associada ao projeto hidráulico e geotécnico do vertedouro, pois a fundação deste não pode ser comprometida pela erosão do leito.



Figura 1.2– jato do vertedouro salto esqui da usina hidrelétrica Itaipu Binacional  
Fonte: Lucélia Ignácio<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Disponível em: [<http://viagem.uol.com.br/ultnot/2009/05/12/ult4466u575.jhtm>]

<sup>2</sup>Disponível em: [[blog:http://geografiauel2009.blogspot.com/2009\\_12\\_08\\_archive.html](http://geografiauel2009.blogspot.com/2009_12_08_archive.html)]

## 1.2 JUSTIFICATIVA DO TRABALHO

Uma forma de garantir economia ao projeto de grandes barramentos é permitir que a fossa de erosão seja escavada pela própria ação do jato. Isto desde que o projeto inicial, e posteriores inspecionamentos, atestem pouca necessidade de intervenções, ademais, a erosão provocada de forma natural pode ser conduzida a situações que comprometam a segurança da barragem. Caso isso ocorra, deve-se então adotar medidas preventivas ou mitigadoras. As intervenções pertinentes abrangem desde a lei de abertura das comportas ou alterações na calha do vertedouro (ângulo de lançamento do jato, por exemplo), até o reforço do leito da fossa ou margens com revestimentos parciais.

O processo natural de formação da fossa de erosão ocorre devido à ação das flutuações de pressão transmitidas através da rede de descontinuidades que caracteriza o maciço, o que agrava as fissuras deste. Finalmente, as forças exercidas individualmente nos blocos de rocha então delimitados pelas diaclases do maciço, atuam no destacamento desses blocos, os quais são arrastados pela ação do escoamento, aprofundando a fossa de erosão. Desta forma, o conhecimento da intensidade dos esforços a que o maciço fica submetido, tanto no interior de suas diaclases como nos blocos isolados, subsidia os projetos cuja finalidade seja o controle dos processos erosivos, evitando assim, erosão regressiva na direção do pé da barragem.

## 1.3 INTENÇÃO DO TRABALHO

A grande maioria dos estudos empíricos sobre vertedouros salto esqui, abordados na bibliografia, representam situações simplificadas onde as análises são feitas a partir de condições iniciais, como a carga de montante ao vertedouro, relacionando-as com os resultados de interesse finais, os quais são obtidos através de ensaios como, por exemplo, a profundidade de escavação do jato. Nesses casos, a geometria do vertedouro, em si, não é levada em consideração, negligenciando o processo pelo qual o fluxo de água decorre até impactar sobre o leito: calha do vertedouro, trajetória no ar e difusão dentro do colchão d'água. Com isso, alguns parâmetros importantes para o fenômeno de interesse podem ser negligenciados ou, um parâmetro específico com influência em uma única etapa do processo pode ser indicado, equivocadamente, como um representante de etapas adjacentes.



Sendo assim, para uma correta transposição de escala ou comparação entre modelos diferentes, os fenômenos respectivos a cada uma das etapas do processo devem ser isolados. Neste raciocínio, os coeficientes de segurança adotados para cada uma destas etapas, ao término do processo, são mais eficientes que um fator de segurança global, trazendo mais economia.

No presente trabalho, as análises são divididas entre cada uma das principais etapas transcorridas pelo fluxo em um vertedouro salto esquí, desde o percurso do fluxo na calha do vertedouro até a eventual entrada do fluxo em fissuras no leito da fossa. Em cada uma dessas etapas são abordados os principais parâmetros envolvidos, segundo a lei de semelhança de Froude.

Conforme é proposto, o estudo em separado de cada um dos estágios da dinâmica desse tipo de vertedouro facilita a comparação dos métodos correntes, retirados da bibliografia, com os métodos propostos no presente trabalho. Desta maneira, propõe-se favorecer o desenvolvimento de métodos para o projeto de morfologias genéricas de vertedouros salto esquí. É frisado que na aferição entre métodos, devem-se respeitar as definições, limitações e simplificações admitidas para em cada um deles.

Este trabalho foi desenvolvido com base em um modelo com geometria específica, referente ao vertedouro salto esquí, em escala 1:100, da UHE Luiz Carlos Barreto de Carvalho – Furnas. Os ensaios sobre o modelo foram realizados nas instalações do Laboratório de Obras Hidráulicas (LOH), do Instituto de Pesquisas Hidráulicas (IPH), da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS).

## **2 MÉTODO DE PESQUISA**

Este capítulo traz os objetivos do trabalho e as definições adotadas para o alcance destes objetivos, dentro da proposta de trabalho, isto é, com ênfase na prática. O modo como esta pesquisa foi desencadeada é delineado ao final deste capítulo.

### **2.1 OBJETIVOS DO TRABALHO**

Os objetivos deste trabalho visam contribuir aos estudos existentes sobre vertedouros salto esqui. O objetivo principal, visto a seguir, caracteriza a relevância deste estudo para a prática destes projetos com maior economicidade e segurança. Já os objetivos secundários visam dar suporte à proposta do trabalho através de considerações parciais, as quais auxiliam no embasamento do método adotado.

#### **2.1.1 Objetivo principal**

O objetivo principal deste trabalho é o desenvolvimento e adaptação de metodologias, para dimensionamento ou verificação quanto à possibilidade de erosão a jusante de vertedouros salto esqui, em virtude da energia do jato que incide sobre o leito.

#### **2.1.2 Objetivos secundários**

Os objetivos secundários do presente trabalho são:

- a) caracterização do escoamento à superfície livre, tanto do fluxo que percorre a calha do vertedouro quanto do fluxo do jato no ar, bem como a influência destas características após a entrada do jato no colchão d'água;
- b) determinação do comportamento do jato dentro do colchão d'água, e da ação deste fluxo sobre o leito para diferentes profundidades de colchão;
- c) avaliação da capacidade de resistir à ejeção hidrodinâmica a que um bloco de rocha está sujeito devido à ação direta do fluxo do jato.

## 2.2 DEFINIÇÕES

As soluções apresentadas no presente trabalho estão fundamentadas em metodologias empíricas e, por isso, devem-se ter os cuidados necessários na aplicação das mesmas em um projeto. Como qualquer outro método de engenharia que não traga coeficientes de segurança implícitos, devem-se respeitar os intervalos das condições de contorno ensaiadas e evitar extrapolações.

No presente trabalho, as condições impostas ao escoamento são apresentadas no [capítulo 4](#), onde são vistos os materiais e métodos empregados. Outros dados mais específicos aparecem ao longo do desenvolvimento do trabalho. Ademais, um resumo dos parâmetros adotados pode ser visto no [Anexo 1](#).

Em geral, as expressões propostas no presente trabalho são apresentadas em formato adimensional, quando não, será indicado, apresentando-se as unidades desses parâmetros dimensionais. As variáveis de pressão, nos casos apresentados em formato dimensional, estarão implícitas com a unidade em metros de coluna de água [m.c.a.] ao invés de Pascal [Pa], pois isto reduz o número de coeficientes das fórmulas, simplificando-as, além dos valores mencionados ao longo do texto em *m.c.a.* serem de mais fácil compreensão, possibilitando relacioná-los diretamente com diferentes escalas de comprimento.

## 2.3 DELINEAMENTO

Após denotado o método de pesquisa no presente capítulo, será apresentada, no [capítulo seguinte \(3\)](#), uma revisão bibliográfica a fim de contextualizar o leitor na problemática de vertedouros salto esqui. Desta forma, com ênfase na proposta do trabalho e no estado da arte que assegura a prática destes vertedouros, no [capítulo subsequente \(4\)](#), é preceituada a morfologia do modelo reduzido utilizado neste trabalho e a metodologia empregada nos ensaios, bem como as limitações e simplificações assumidas neste trabalho.

Os dados obtidos são apresentados em formatos adimensionalizados, desenvolvendo-se as considerações pertinentes conjuntamente. Desta forma, as análises dos dados são divididas entre cada uma das etapas transcorridas pelo fluxo d'água, iniciando-se pelo percurso do fluxo

na calha do vertedouro e terminando-se na entrada do fluxo em fissuras, sob o leito da fossa de erosão. Estas análises estão desenvolvidas em dois capítulos:

- a) Características do escoamento antes do impacto do jato no colchão d'água ([capítulo 5](#)), onde é feita a contabilização da perda de energia nas diferentes fases do escoamento à superfície livre e são analisados aspectos importantes sobre a balística de jatos, os quais têm influência no desenvolvimento da fossa de erosão;
- b) Características do escoamento após o impacto do jato no colchão d'água ([capítulo 6](#)), onde é feita a análise do fluxo do jato no interior do colchão d'água e seu dinamismo sobre o leito, além de ser enfatizado o processo de formação da fossa de erosão.

Após as bases desenvolvidas, os principais parâmetros hidráulicos que regem os fenômenos a jusante de jatos d'água lançados por vertedouros salto esqui, são utilizados em duas metodologias de cálculo propostas, as quais contemplam o objetivo principal deste trabalho. Estas metodologias são tratadas em diferentes capítulos:

- a) Determinação da profundidade de colchão d'água necessária para amortecer a ação do jato sobre leitos não coesivos ([capítulo 7](#)), onde é desenvolvida uma metodologia para a determinação da energia cinética remanescente do jato mergulhante no leito da fossa devido à presença de um colchão d'água;
- b) Determinação da energia hidráulica capaz de erodir o leito rochoso ([capítulo 8](#)), onde é desenvolvido um método para a determinação da energia hidráulica atuante sobre o leito, no local de incidência do jato mergulhante, a fim de verificar a estabilidade de maciços rochosos quanto à possibilidade de erosão.

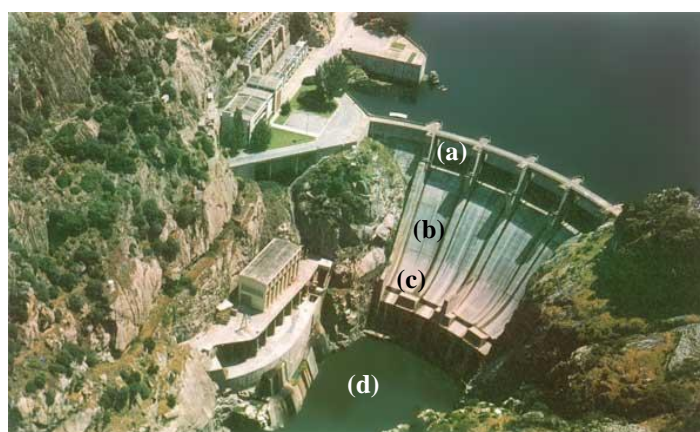
O primeiro método se adéqua a pequenos barramentos, auxiliando na verificação do material do leito a ser empregado no fundo da bacia, impedindo assim, a erosão. Já o segundo método proposto é visado a grandes barramentos, onde a potência do jato é elevada a ponto de erodir o leito rochoso, o qual possui determinada coesão equivalente dependendo de sua estrutura.

Para concluir o trabalho, é feita, no [capítulo 9](#), uma recapitulação do que foi alcançado perante os objetivos propostos, resumindo os resultados obtidos e as sustentações realizadas no presente trabalho. Dentro desta lógica, são feitas recomendações para estudos futuros.

### 3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo é apresentada uma revisão bibliográfica, a qual contém recomendações para projeto de vertedouros salto esquí. O dimensionamento deste tipo de dissipador é complexo, envolvendo diferentes condicionantes (hidráulicas, geotécnicas, topográficas, frequência de operação, de segurança da barragem, entre outras). Alguns conceitos básicos são adiantados aqui, pois são necessários à completa compreensão das análises realizadas no presente trabalho, as quais são vistas nos capítulos [5](#) e [6](#), e nas metodologias de verificação do leito quanto à erosão, propostas nos capítulos [7](#) e [8](#).

As condições de contorno ao projeto norteiam a morfologia do vertedouro salto esquí a ser adotada, o qual tem seus parâmetros mostrados no [Anexo 1](#). A Figura 3.1 apresenta um dos esquemas de geometria que um vertedouro salto esquí pode ter. Basicamente, ele é constituído pela estrutura do vertedouro e pela fossa de erosão a jusante.



- a) comporta
- b) calha do vertedouro
- c) concha de lançamento
- d) fossa de erosão

Figura 3.1 – barragem de Picote, situada em vale estreito  
 Fonte: CNPGB – Comissão Nacional Portuguesa das Grandes Barragens<sup>3</sup>

#### 3.1 PROJETO DO VERTEDOIRO SALTO ESQUI

Todas as obras hidráulicas devem ser capazes de suportar a vazão máxima prevista sem por em risco a obra. Entretanto, a vazão máxima prevista provavelmente nunca passará pela estrutura. Por isso, Brighetti (2004, p. 4) sugere que a otimização do projeto, isto é, para a verificação da segurança, deve ser feita para as vazões mais prováveis. Segundo Mason

<sup>3</sup> Disponível em <[http://cnpgeb.inag.pt/gr\\_barragens/gbportugal/Picote.htm](http://cnpgeb.inag.pt/gr_barragens/gbportugal/Picote.htm)>

(1993<sup>4</sup> apud BRIGHETTI, 2004, p. 4), estas vazões podem ter um período de recorrência de 200 anos a 1000 anos; o mais indicado pode ser de 500 anos.

### 3.1.1 Projeto da concha de lançamento

A concha de lançamento, (Figura 3.2), situada no final da calha do vertedouro salto esquí, é responsável por definir a trajetória do fluxo do jato e garantir a eficiência da dissipação de energia, principalmente pela maneira com que a incidência do jato no colchão d'água ocorre. Para isso, alguns aspectos, vistos a seguir, devem ser considerados.

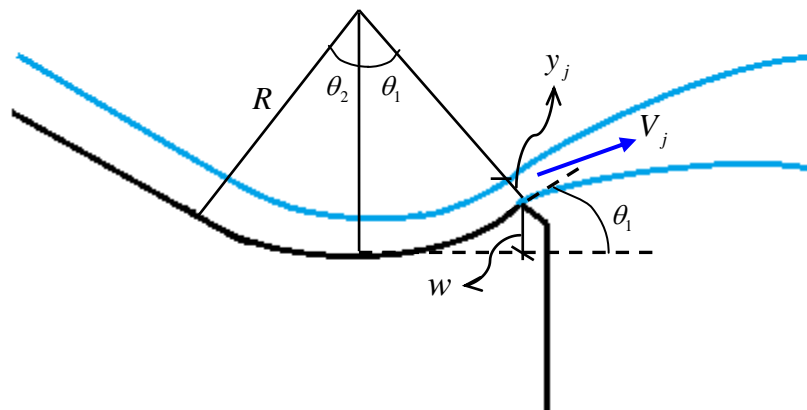


Figura 3.2 – esquema de uma concha de lançamento de um vertedouro salto esquí

#### 3.1.1.1 Determinação da cota da concha de lançamento

Com a erosão natural da fossa, tem-se a formação de um depósito de material a jusante da mesma, chamado de **barra**. Isso eleva o nível d'água junto à estrutura do vertedouro salto esquí (a montante do impacto do jato), o qual não poderá chegar até a cota de lançamento do jato. Por isso, no cálculo do nível d'água máximo tolerável, deve-se fixar como cota extrema, o nível d'água máximo a ser observado a jusante do impacto do jato, considerando a possível formação de barra. Como a vazão máxima de projeto tem um período de recorrência muito alto e, além disso, a ação do jato tem a tendência de provocar o rebaixamento junto à estrutura, com este critério, há uma folga para as demais vazões. (BRIGHETTI, 2004, p. 6).

<sup>4</sup> MASON, P. J. Practical guidelines for the design of flip buckets and plunge pools. **Water Power and Dam Construction** 45(September/October):40-45, 1993.

### 3.1.1.2 Dimensionamento da concha

No caso em que há necessidade de diminuir-se o custo da concha, existe a alternativa sugerida por MASON (1993<sup>5</sup> apud BRIGHETTI, 2004, p. 5) de usar dois raios: o primeiro,  $R_2$ , logo no início da concha, não menor que 5 vezes a altura do escoamento na cavidade da concha ( $y_b$ ) que corresponde à máxima vazão possível de projeto; e o segundo,  $R_1$ , seria o raio de saída, que pode ser diminuído no máximo até 3 vezes a altura do escoamento na cavidade da concha ( $y_b$ ), desde que não abaixo de 5 vezes a altura  $y_b$  da vazão correspondente à de otimização do projeto (vazão com período de recorrência da ordem de 500 anos).

USA (1990, p. 7-10) indica na equação (3.1), o raio mínimo da concha de lançamento a ser utilizado, onde  $h_d$  é o máximo carregamento admissível no lábio,  $V_j$  é a velocidade na saída da concha e  $y_j$  é a altura de água na seção de lançamento. O carregamento máximo no lábio de vertedouro ( $h_d$ ) pode ser calculado através da equação (3.5) de forma teórica, isto é, sem considerar as perdas de carga na calha do vertedouro.

$$R_{\min} = \frac{V_j^2 \cdot y_j}{g \cdot (h_d - y_j)} \quad (3.1)$$

### 3.1.1.3 Ângulo de lançamento

Conforme Brighetti (2004, p. 5-6), um caso particular é aquele em que a casa de máquinas está sob o extravasor. Neste caso, ângulos menores de lançamento favorecem o rebaixamento do nível d'água de jusante, aumentando a carga de turbinamento.

Varshney et al. (1993<sup>6</sup> apud USA<sup>7</sup>, p. 60) recomendam a obtenção do ângulo de lançamento do vertedouro salto esquí ( $\theta_1$ ), segundo a equação (3.2), onde  $R$  é o raio da concha,  $H$  é a carga sobre o fundo da concha e  $F_j$  é o número de Froude no lançamento. Se o ângulo for

<sup>5</sup> MASON, P. J. Practical guidelines for the design of flip buckets and plunge pools. **Water Power and Dam Construction** 45(September/October):40-45, 1993.

<sup>6</sup> VARSHNEY, R. S.; GUPTA, S. C.; GUPTA, R. L. **Theory and design of irrigation structures**. Volume II, Sixth Edition, 1993, Nem Chand Publication.

<sup>7</sup> USA **Design of Hydraulic Structure**. Department of Technical and Vocational Education, Ministry of Science and Technology 199?. Disponível em <[http://www.most.gov.mm/techuni/media/CE\\_05016\\_ch2.pdf](http://www.most.gov.mm/techuni/media/CE_05016_ch2.pdf)>.

maior que o de projeto, para um fluxo pouco enérgico, não haverá formação do jato e a água ficará empoçada na concha com a formação de um ressalto hidráulico.

$$\pm \theta_1 = \sqrt[3]{\frac{8 - F_j}{531 \cdot \pi^{-3}} \cdot \frac{H}{R}} \quad (3.2)$$

#### 3.1.1.4 Determinação do tamanho do lábio

Heller et al. (2005, p. 354) desenvolveram uma fórmula (3.3) para o cálculo do tamanho máximo do lábio do vertedouro ( $w$ ), que é altura entre o ponto inferior da cavidade da concha e o ponto de lançamento do vertedouro salto esquí. Esta limitação é indicada para não haver ressalto na concha do vertedouro, condição que prejudica a função do vertedouro. A fórmula (3.3) é expressa em função do número de Froude do fluxo que entra na concha ( $F$ ), e é desenvolvida para  $1 < F < 4$ .

$$w_{\max} = 0,60 \cdot (F - 1)^{1,2} \quad (3.3)$$

USA (1990, p. 7-10) recomenda que a altura do lábio em relação à cavidade da concha ( $w$ ) deve ser suficiente para que o escoamento percorra a cavidade de forma satisfatória, isto é, seja projetado com um ângulo compatível com o ângulo de lançamento da concha ( $\theta_1$ ). A altura do lábio da concha ( $w_{\min}$ ) é calculada segundo a fórmula (3.4) seguinte.

$$w_{\min} = R - R \cdot \cos(\theta_3 - \theta_2) \quad (3.4)$$

Onde  $\theta_2$  é a inclinação da calha que precede a concha e  $\theta_3$  é a deflexão mínima,

sendo que:  $\theta_3 = \text{atan} \left( \frac{\sqrt{y_j \cdot (2 \cdot R - y_j)}}{R - y_j} \right)$



### 3.1.1.5 Carregamento sobre a concha

Para caracterizar a pressão sofrida na concha do vertedouro salto esquí ( $h_d$ ), causada pela deflexão do fluxo, Gummensky (1954<sup>8</sup> apud USA<sup>9</sup>, p. 61) recomenda o uso da fórmula (3.5) para o cálculo da pressão em qualquer ponto da concha, onde  $a_c$  é a aceleração centrípeta do fluxo sobre a concha, e  $y$  é a lâmina de água no local.

$$h_d = y \cdot \left( \frac{a_c}{g} + 1 \right) \quad (3.5)$$

Segundo Coleman (1982<sup>10</sup> apud Coleman et al., 2004, seção 17.13), já existem recomendações para a distribuição de pressões ao longo da concha quando  $y_j < R/5$ . Mas, em casos como os do presente trabalho, deveriam ser realizados ensaios específicos para a determinação do carregamento sobre a concha.

### 3.1.1.6 Tipo de trampolim

Cid Solé (2004, p. 101-103) explica que as características de fluxo de um vertedouro salto esquí apresentam diferenças consideráveis dependendo do tipo de trampolim. As diferentes relações que podem ser atribuídas entre a rampa de lançamento (defletor) e a concha de lançamento podem se vistas na Figura 3.3. Nesta figura, a inclinação do defletor é dada por  $\gamma$  e o ângulo que tangencia o lábio do vertedouro salto esquí é dado por  $\theta_1$ .

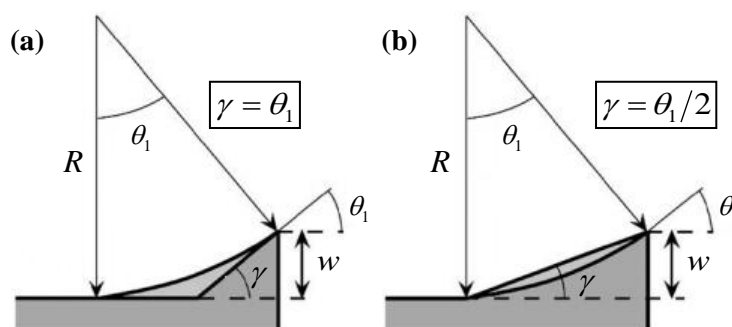


Figura 3.3 – tipos de trampolim (STEINER et al., 2008, p. 8)

<sup>8</sup> GUMENSKY, D. B. Design of Sidewalls in Chutes and Spillways. Transactions, **ASCE**, Vol. 119, 1954.

<sup>9</sup> USA – Design of Hydraulic Structure. Department of Technical and Vocational Education, Ministry of Science and Technology 199?. Disponível em <[http://www.most.gov.mm/techuni/media/CE\\_05016\\_ch2.pdf](http://www.most.gov.mm/techuni/media/CE_05016_ch2.pdf)>.

<sup>10</sup> COLEMAN, H. W. Prediction of Scour Depth from Free Falling Jets. Proceedings, of the **ASCE** Hydraulics Division Conference on Applying Research to Hydraulic Practice, Jackson, Ms, 1982.

Segundo Cid Solé (2004, p. 101-103), uma concha de lançamento produz jatos mais espalhados que uma rampa de lançamento, causando uma diminuição da espessura do jato e, conseqüentemente, redução da vazão específica na seção de impacto, possibilitando maior dissipação de energia, tanto no ar como no colchão d'água. As figuras seguintes mostram a diferença da fossa formada para cada um dos tipos de trampolim empregados. Na primeira figura (Figura 3.4a), a fossa corresponde à concha de lançamento e possui dimensões menores, porém a barra formada a jusante é mais larga que a barra formada a jusante da fossa correspondente a uma rampa de lançamento, a qual é vista na segunda figura (Figura 3.4b).

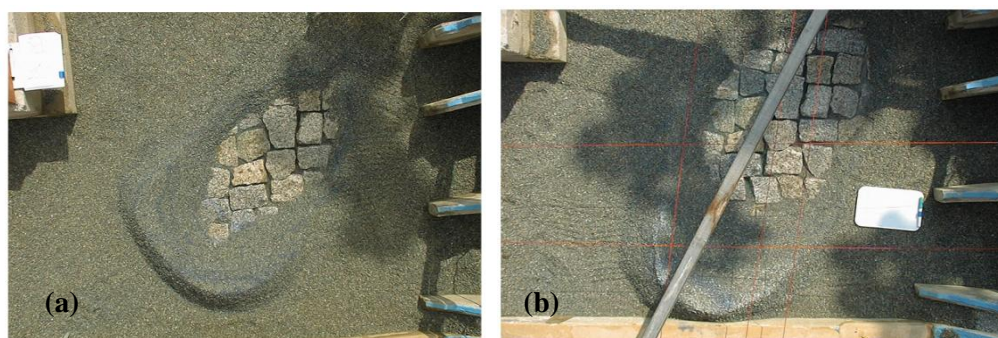


Figura 3.4 – fossas de erosão respectivas à incidência de jatos de: (a) uma concha e; (b) uma rampa de lançamento, para a mesma condição de vazão ensaiada (CID SOLÉ, 2004, p. 103)

### 3.1.2 Calha do vertedouro

Para escoamentos com número de Froude maior que 1,5, há um aumento considerável na altura do escoamento em protótipos devido à entrada de ar, conforme observações vistas na Figura 3.5, onde  $d$ , nesta figura, é a altura teórica sem ar,  $d_m$  é a altura da mistura ar+água observada, e  $F$  é o número de Froude teórico em determinado local da calha (USA, 1990, p. 3-4).

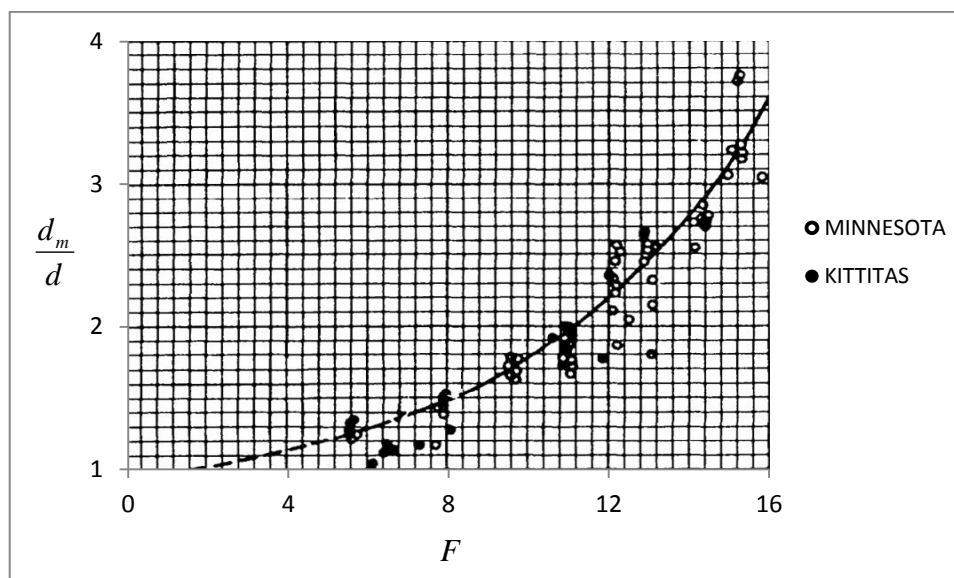


Figura 3.5 – dispersão da superfície livre do escoamento na calha de vertedouros em protótipos devido à entrada de ar (USA, 1990, lâmina 4-1)

A presença de ar próxima às fronteiras sólidas pode reduzir ou prevenir os danos causados por cavitação (MAY, 1987<sup>11</sup>; FALVEY, 1990<sup>12</sup> apud CHANSON, 1995, s. 7-3). Por isso, estudos neste sentido são úteis no caso de conchas de lançamento de vertedouros salto esquí, onde a velocidade do fluxo é muito alta, principalmente nos casos em que são previstos blocos defletores neste local.

Para uma calha de um vertedouro salto esquí, tem-se que as linhas de corrente são deformadas na concavidade da concha, contudo tendem a permanecer paralelas ao fundo, modificando o perfil de pressões. Com isso, parte do ar incorporado anteriormente na calha é evacuado pelo aumento de pressão, ainda, os pequenos raios de curvatura contribuem para que não ocorram pressões baixas no local (MASON, 1993<sup>13</sup> apud MANSO, 2006, p. 77). Manso explica que devido ao aumento de pressão na concha do salto esquí, espera-se que a velocidade diminua (localmente), aumentando a intensidade de turbulência no ponto de lançamento em comparação com o ponto inferior da concavidade.

<sup>11</sup> MAY, R. W. P. Cavitation in Hydraulic Structures: Occurrence and Prevention. **Hydraulics Research**. Report, No. SR 79, Wallingford, UK, 1987.

<sup>12</sup> FALVEY, H. T. Cavitation in Chutes and Spillways. **USBR Engrg. Monograph**, No. 42, Denver, Colorado, USA, 160 pages, 1990.

<sup>13</sup> MASON, P. J. Practical guidelines for the design of ip buckets and plunge pools. **Water Power and Dam Construction** 45(September/October): 4045.

O efeito da largura do canal na concentração de ar, em modelos, foi investigado por Kramer (2004<sup>14</sup> apud PFISTER e HAGER, 2009, p. 468). Ele achou pequenas anomalias em uma distância transversal da parede de 5cm, enquanto que para 10cm os efeitos não foram significativos.

### 3.2 TURBULÊNCIA

Conforme citações de Pinto (1994, p. 23), o estudo das características turbulentas em escoamentos hidráulicos iniciou com Boussinesq (1877). O autor comenta que várias têm sido as teorias apresentadas desde então para explicar o mecanismo da turbulência, designação atribuída a William Thomson – Lord Kelvin, segundo Rouse (1967<sup>15</sup>). Foi no entanto Reynolds (1895) quem pela primeira vez considerou que a velocidade instantânea ( $V$ ) dos escoamentos turbulentos poderia ser considerada como uma soma de uma velocidade média ( $\bar{V}$ ) com uma flutuação ( $V'$ ) em torno deste valor, ou seja:  $V(t) = \bar{V} + V'(t)$ . A pressão pode ser expressa segundo o mesmo formato:  $P(t) = \bar{P} + P'(t)$ .

Pinto (1994, p. 24) define como efeito da turbulência: a existência de determinadas condições impostas pela interação e ruptura de turbilhões de várias dimensões, entre os quais existe um determinado mecanismo de transferência de energia, dando origem, no seu conjunto, a intensas ações de mistura.

Segundo Lencastre (1961<sup>16</sup> apud PINTO, 1994, p. 30), os grandes turbilhões que estão associados com as baixas frequências de flutuação são determinados pelo contorno sólido do escoamento, e suas dimensões são da mesma ordem de grandeza que as desse domínio do escoamento. A turbulência dos grandes turbilhões ou vórtices é visualmente chamada de **macroturbulência**. Já os turbilhões pequenos, associados com as altas frequências de flutuação estão ligados com as forças viscosas, dando origem ao que se chama **microturbulência**.

<sup>14</sup> KRAMER, K. **Development of aerated chute flow**. VAW Mitteilung 183, H.-E. Minor, ed. ETH, Zurich, 2004.

<sup>15</sup> ROUSE, H. **Engineering hydraulics**. New York: John Wiley, 1039 p., 1967.

<sup>16</sup> LENCASTRE, A. **Descarregadores de lâmina livre: bases para o seu estudo e dimensionamento**. Lisboa: LNEC, 1961. 137 p. (Memória, 174).

Grandes vórtices correspondem a baixas frequências, e pequenos vórtices a altas frequências. O processo de decomposição sucessiva dos maiores vórtices em tamanhos cada vez menores leva a um maior gradiente de velocidade dentro dos vórtices e, portanto, as tensões viscosas que atuam contra o movimento cisalhante são maiores, causando uma maior perda de energia. Essa tendência é interpretada em um espectro de energia dessas flutuações, como pode ser visto na Figura 3.6, onde é mostrada uma tendência a aumentar as frequências de flutuação, conforme a energia é dissociada na massa de fluido (PINTO, 1994, p. 25-26).

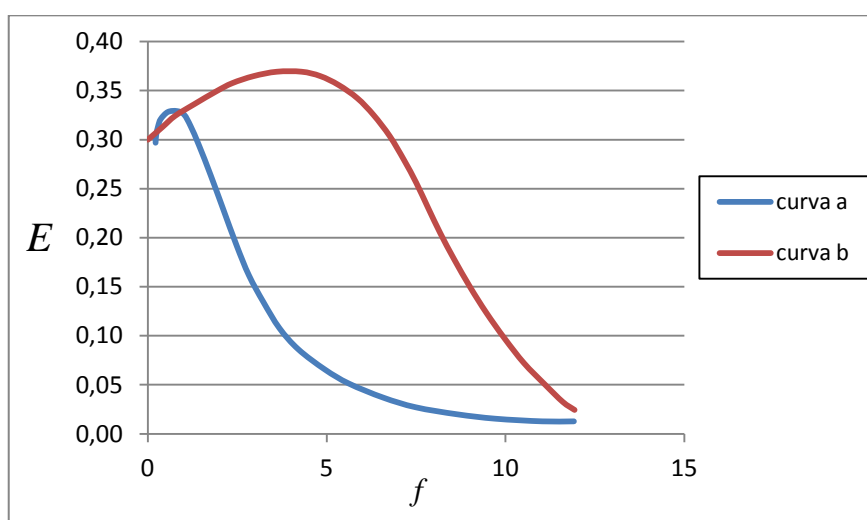


Figura 3.6 – distribuição espectral de energia de turbulência para: (a) um escoamento turbulento normal e para; (b) um escoamento macroturbulento (DUMITRESCU & RAZVAN, 1971<sup>17</sup> apud PINTO, 1994, p. 27)

### 3.3 JATO

Conforme Pinto (1994, p. 59), a partir do lançamento da estrutura coexistem as fases emersas (jato livre) e imersas (dentro do colchão d'água). Com conhecimento desta trajetória, e ainda, da evolução de sua seção transversal no ar, é possível estimar a extensão da zona de impacto, que é indispensável para se poder avaliar o grau de segurança da estrutura e das margens do leito do rio.

<sup>17</sup> DUMITRESCU, D.; RAZVAN, E. Disiparea energiei si disipatori de energie. **Bucuresti**: Tehnica, 480 p., 1971.

### 3.3.1 Espalhamento lateral do jato

Conforme Vischer et al. (1997<sup>18</sup> apud CID SOLÉ, 2004, p. 65), o ângulo de expansão em planta do jato, a partir da parede da calha de lançamento, é dado por  $E$ , o qual é obtido pela fórmula (3.6). Nesta fórmula,  $Z_{concha}$  é a altura do ponto de lançamento do jato e  $L_{proj}$  é a distância horizontal projetada do jato, desde o ponto de lançamento.

$$E = \operatorname{atan} \left[ 1,05 \cdot \frac{\sqrt{\frac{Z_{concha}}{V_j^2 / 2 \cdot g + Z_{concha}}}}{\operatorname{tanh} \left( 6 \cdot \frac{\sqrt[3]{q}}{\sqrt[6]{g \cdot L_{proj}}} \right)} \right] \quad (3.6)$$

### 3.3.2 Comprimento de quebra do jato

O comprimento de quebra do núcleo de um jato retangular ( $L_b$ ) foi proposto por Horeni (1956<sup>19</sup> apud ANNANDALE, 2006, p. 148), na equação (3.7), onde  $q$  é a vazão específica. A partir deste ponto, há forte aeração incipiente ao jato livre, pois a quebra do núcleo permite a interação da turbulência gerada entre as duas extremidades do jato.

$$L_b = 6 \cdot q^{0,32} \quad (3.7)$$

Annandale (2006, p. 373-374), a partir de dados observados do evento ocorrido na barragem de Ricobayo em 1936 (Figura 3.7), obteve boa correlação deste com a fórmula anterior, que caracteriza o início de forte aeração incipiente ao escoamento em queda livre.

<sup>18</sup> VISCHER, D. L.; HAGER, W. H. **Dam Hydraulics**. John Wiley & Sons, 1997, ETH-Zentrum, Zürich, Switzerland.

<sup>19</sup> HORENI, P. Desintegration of a Free Jet of Water in Air. **Sesit** 93, 1956, Praha, Pokbaba.



Figura 3.7 – início de quebra do jato – barragem de Ricobayo, Espanha  
(ANNANDALE, 2006, p. 374)

### 3.3.3 Dispersão e aeração do fluxo do jato

O lançamento de um jato de água através da atmosfera é estudado a partir da teoria dos jatos turbulentos livres, como mostrou Rajaratnam (1976<sup>20</sup>), citado por Castillo (1989), e explicado por Pinto (1994, p. 63): em geral, a geometria de um jato que cai livremente é modificada por efeito da aeração incipiente, que causa a dispersão do jato, diminuindo gradativamente seu núcleo central compacto. Posteriormente, com o núcleo já disperso, o jato areado sofre pulverização, aumentando ainda mais a área da seção dispersa.

Conforme explica Bollaert (2002, p. 36), a aeração influencia fortemente as variáveis hidrodinâmicas. Isso acontece em três fases diferentes: a aeração de queda do jato, aeração de impacto do jato no colchão d'água e, finalmente, a aeração dentro das fissuras da rocha. A primeira fase pode ser expressa pelo comprimento de dispersão total do jato, dependente da intensidade de turbulência inicial do jato. As expressões podem ser encontradas em Baron (1949<sup>21</sup>), Horeni (1956<sup>22</sup>), McKeogh (1978<sup>23</sup>, 1980<sup>24</sup>) e Withers (1991<sup>25</sup>). A segunda fase diz respeito à relação entre a aeração da bacia de dissipação e correlata flutuação de pressão no

<sup>20</sup> RAJARATNAM, N. Hydraulic jumps. **ADVANCES in HYDROSCIENCE**, v. 4, pp. 197-280, 1967.

<sup>21</sup> BARON, T. **Technical Report**. University of Illinois, Nº 4, 1949.

<sup>22</sup> HORENI, P. Disintegration of free jet of water in air. Byzkumny ustav vodohospodarsky prace a studie. **Sesit** 93, Praha, 1956.

<sup>23</sup> McKEOGH, E. **A study of air entrainment using plunging water jets**. PhD Thesis, Queens University Belfast, Ireland, 1978.

<sup>24</sup> McKEOGH, E. J.; ELSAWY, E. M. Air retained in pool by plunging water jet. **Journal of the Hydraulics Division**, Vol. 106, 1980, Nº 10, pp. 1577-1593.

<sup>25</sup> WITHERS, W. **Pressure fluctuations in plunge pool of an impinging jet spillway**. PhD Thesis, University of Glasgow, 1991.

fundo da mesma, fase que tem sido pouco estudada. May e Willoughby (1991<sup>26</sup>) estudaram o efeito de concentração de ar a 10% e 20% em pressões médias e flutuantes, para jatos de seção retangular, e encontraram influência relativamente pequena com mudanças na concentração de ar (BOLLAERT, 2002, p. 36).

### 3.3.4 Entrada de ar no colchão d'água

A entrada de ar no impacto do jato com o colchão d'água é explicada por Chanson (1997<sup>27</sup> apud CHANSON, AOKI & HOQUE, 2002, p. 6), podendo ocorrer de três maneiras:

- a) Se o jato incidente contém ar em seu interior devido à quebra da tensão superficial, o ar aprisionado é dirigido para o fundo do colchão;
- b) Outra forma de entrada de ar é causada pela camada cisalhante exterior do jato, a qual arrasta uma parcela de ar para dentro do colchão;
- c) O terceiro mecanismo é a aspiração de pacotes de ar que são formados devido à indução de uma tromba de ar entre o colchão e o fluxo do jato que mergulha dentro do mesmo. Essa estrutura eventualmente é rompida, formando os pacotes de ar, os quais rompem-se em seguida em bolhas menores que são carregadas ao fundo.

Van de Sande e Smith (1973<sup>28</sup> apud CHANSON, 1995, p. 57) dividiram as modelagens de entrada de ar no colchão devido ao impacto de jatos em três categorias, de acordo com a velocidade do jato:

- a) Para velocidades baixas ( $V_j < 5\text{m/s}$ ), de ocorrência na grande maioria dos modelos com semelhança de Froude, sob forte influência da tensão superficial da água, a entrada de ar ocorre principalmente segundo o terceiro mecanismo visto anteriormente;
- b) Para velocidades intermediárias ( $5 < V_j < 10\text{m/s}$ ), foi observada maior influência dos outros efeitos;
- c) Já para velocidades altas ( $V_j > 10\text{m/s}$ ), próximas às de protótipo, os dois primeiros mecanismos vistos anteriormente são mais atuantes.

<sup>26</sup> MAY, R. W. P.; WILLOUGHBY, I. R. Impact pressures in plunge pool basins due to vertical falling jets. **Report SR 242**, HR Wallingford, UK, 1991.

<sup>27</sup> CHANSON, H. Air Bubble Entrainment in Free-Surface Turbulent Shear Flows. **Academic Press**, 1997, 348 pages.

<sup>28</sup> VAN DE SANDE, E.; SMITH, J. M. Surface Entrainment of Air by High Velocity Water Jets. **Chem. Eng. Science**, 1973, Vol. 28, pp. 1161-1168.



Ervine et al. (1980<sup>29</sup> apud CHANSON, 1988, p. 20) expressaram a mínima velocidade do fluxo necessária para haver entrada de ar no colchão d'água ( $V_{\min}$ ) em relação à turbulência do fluxo ( $Tu$ ). O gráfico pode ser visto a seguir.

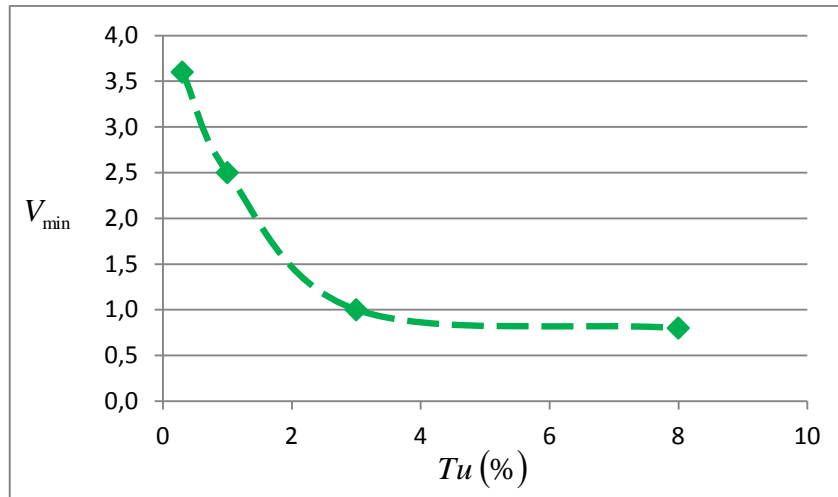


Figura 3.8 – velocidade mínima para entrada de ar (ERVINE et al., 1980 apud CHANSON, 1988, p. 20)

Conforme Ervine e Elsaywy (1975<sup>30</sup> apud MELO et al., 2003, p. 27-29), a quantidade de ar que entra no colchão ( $\beta$ ) pode ser obtida através da taxa de arrastamento de ar ao longo da trajetória do jato ( $\beta = q_{ar}/q_{água}$ ). Para um jato livre bidimensional  $\beta$  pode ser estimado pela equação (3.8), onde:  $H_0$  é a altura de queda livre do jato;  $B_0$  é a espessura do jato na seção de impacto com a superfície livre do colchão;  $V_0$  é a velocidade do jato na seção de entrada; e  $V_{0,\min}$  é o valor mínimo da velocidade média do jato para se dar início ao arrastamento de ar<sup>31</sup>.

$$\beta = 0,13 \cdot \left( \frac{H_0}{B_0} \right)^{0,446} \cdot \left( 1 - \frac{V_{0,\min}}{V_0} \right) \quad (3.8)$$

<sup>29</sup> ERVINE, D. A.; McKEOGH, E.; ELSAWY, E. M. Effect of Turbulence Intensity on the rate of Air Entrainment by Plunging Water Jets. **Proc. Instn Civ. Engrs, Part 2**, 1980, June, pp. 425-445.

<sup>30</sup> ERVINE, D.A.; ELSAWY, E.M. The effect of falling nappe on river aeration. In Proc 16th **IAHR** Congress. 1975. Sao Paulo, Brazil.

<sup>31</sup> conforme Ervine (1976),  $V_{0,\min} = 1,1$ . [ERVINE, D. A. The entrainment of air in water. **Water Power and Dam Construction**, 1976. pp 27-30.]

Ervine e Falvey (1987<sup>32</sup> apud MELO et al., 2003, p. 27-29) apresentaram uma fórmula (3.9) simplificada para jatos livres, assimétricos e turbulentos:

$$\beta = 0,13 \cdot \sqrt{\frac{H_0}{B_0}} \quad (3.9)$$

### 3.3.5 Dissipação de energia

Em observações iniciais sobre a transferência de ar da atmosfera para dentro do colchão d'água, Führböter (1970<sup>33</sup> apud HOQUE, 2002, p. 90) sugeriu que a energia despendida nesse processo é transformada em energia potencial. Hoque (2002, p. 72-74) mostrou que a taxa de dissipação de energia no ressalto hidráulico é diretamente proporcional ao volume de ar que é arrastado para dentro do mesmo em função de seu comprimento. Com dados fornecidos por Chanson (1997<sup>34</sup>), o autor comenta que aproximadamente 25% da perda de energia que ocorre no ressalto é devido à transferência de energia cinética turbulenta às bolhas de ar à medida que estas são arrastadas para dentro do colchão. O movimento ascensional das bolhas, devido ao empuxo, é uma maneira de liberação dessa energia armazenada. Hoque (2002, p. 75-78) também analisou os dados de Cummings e Chanson (1997<sup>35</sup>) sobre jatos mergulhantes em colchões d'água, obtendo uma perda de energia devido à imersão das bolhas de somente 1,4% da perda de carga total. Porém, os jatos ensaiados por aqueles autores, aparentemente, devido ao efeito da tensão superficial, não desenvolveram uma zona de dispersão ao longo de sua trajetória antes de mergulhar no colchão, o que aumentaria o volume de ar a ser arrastado para o interior do mesmo. Nesse caso, levaria a uma maior perda de energia ao arrastar as bolhas para o fundo, forçando-as contra sua flutuabilidade.

No decorrer de um escoamento com incipiência de ar, parte da energia cinética do fluxo é transferida para as bolhas quando estas são imersas no escoamento. Posteriormente, parte desta energia é perdida devido à ascensão natural das bolhas, as quais atravessam a superfície,

<sup>32</sup> ERVINE, D. A.; FALVEY, H. R. Behavior of turbulent jets in the atmosphere and in plunge pools. **Proc. Of the Institution of Civil Engineers**, pt. 2, 1987, vol. 82, 295-314.

<sup>33</sup> FÜHRBÖTER, A. Air entrainment and energy dissipation in breakers. **Proc. 12th ICCE, ASCE**, 1970, pp. 391-398.

<sup>34</sup> CHANSON, H. Air Bubble Entrainment in Free-Surface Turbulent Shear Flows. **Academic Press**, 1997, 348 pages.

<sup>35</sup> CUMMINGS, P. D.; CHANSON, H. Air entertainment in the developing flow region of plunging jets-Part2: Experimental. **J. of Fluids Eng, Trans. ASME**, 1997, Vol. 119, pp. 603-608.

deixando o escoamento. Em uma transição de fluxo supercrítico para subcrítico, através de um ressalto, essa ascensão natural é perceptível, podendo ser vista através das bolhas que emergem de forma localizada a jusante do ressalto, onde a componente de velocidade ascensional das bolhas é maior que a velocidade do escoamento. Nesta zona, a energia potencial armazenada nas bolhas, eleva o nível d'água, e vai sendo dissipada a medida que as mesmas vão deixando o escoamento (HOQUE, 2002, p. 68).

### 3.3.6 Efeitos de escala

Os mecanismos de entrada de bolhas de ar no escoamento, quebra, ou coalescência destas bolhas são dominados pelos efeitos de tensão superficial. Isto implica na necessidade de modelos com similaridade de Weber para a correta representação desses fenômenos (WOOD, 1991<sup>36</sup>; CHANSON, 1997<sup>37</sup> apud HOQUE, 2002, p. 34).

Em modelos com velocidades de jato próximas às de protótipo, onde o mecanismo principal de entrada de ar no colchão é pelo ar que adere ao jato durante a trajetória, os outros mecanismos de entrada de ar, onde a tensão superficial é dominante, podem ser negligenciados. Nestes casos, simplesmente a modelagem com semelhança de Froude é possível. Caso contrário, a incipiência de ar ao fluxo ( $\beta$ ) é dada em função dos números de Reynolds, Froude, Weber e Euler (WOOD, 1985<sup>38</sup> apud CHANSON, 1988, p. 19).

Toombes e Chanson (2007<sup>39</sup> apud PFISTER & HAGER, 2009, p. 468) demonstraram que a similaridade dinâmica em jatos de superfície livre é impossível usando os modelos de semelhança geométricos, porque a **turbulência interna do jato**, representada pelo número de Reynolds ( $R = V \cdot y / \nu$ ), é subestimada, enquanto a **tensão superficial**, representada pelo número de Weber ( $W = V / [\sigma / (\rho \cdot y)]^{0.5}$ ), é sobrestimada (ERVINE & FALVEY, 1987<sup>40</sup> apud PFISTER & HAGER, 2009, p. 468). De acordo com Toombes e Chanson (2007<sup>41</sup> apud

<sup>36</sup> WOOD, I. R. **Air Entrainment in Free-Surface Flows**. A. A. Balkema, 1991, 142 pages.

<sup>37</sup> CHANSON, H. Air Bubble Entrainment in Free-Surface Turbulent Shear Flows. **Academic Press**, 1997, 348 pages.

<sup>38</sup> WOOD, I. R. Air Water Flows. **IAHR**, 21<sup>st</sup> Congress, Aug. 1985, Melbourne, Australia, 1985.

<sup>39</sup> TOOMBES, L., CHANSON, H. Free-surface aeration and momentum exchange at bottom outlet. **J. Hydr. Res.**, 2007, 45(1), 100–110.

<sup>40</sup> ERVINE, D.A., FALVEY, H.T. Behavior of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools. **Proc. Inst. Civil Engrs.**, 1987, 83(2), 295–314.

<sup>41</sup> op. cit.

PFISTER & HAGER, 2009, p. 468), o número de Reynolds e o número de Weber devem ficar numa faixa de, respectivamente:  $1,7 \times 10^5 \leq R \leq 5,2 \times 10^5$  e  $109 \leq W \leq 234$ , para minimizar os efeitos de escala.

### 3.4 BACIA DE DISSIPAÇÃO

O jato que impacta na bacia de dissipação pode gerar diferentes estruturas hidrodinâmicas, as quais dependem da geometria da bacia e das condições a jusante, isto é, o nível do colchão d'água em regime permanente. Cada estado possível, vistos a seguir, regula a dinâmica da turbulência que atua na bacia de dissipação. As estruturas hidrodinâmicas formadas a jusante do impacto do jato em uma bacia de dissipação (em fundo plano), são divididas no presente trabalho, em três tipos a que se deve ter atenção especial (ver [Figura A.12](#)):

- a) o primeiro, denominado **onda de choque**, ocorre quando o jato incide diretamente na bacia de dissipação sem imediatamente trocar de regime supercrítico para subcrítico, isto é, o fluxo supercrítico desliza pela soleira da bacia de dissipação sem formação de ressalto;
- b) o segundo é específico à situação em que o início do ressalto hidráulico ocorre logo a jusante do impacto do jato, caracterizando o **ressalto clássico**;
- c) o terceiro se dá quando as condições de jusante permitem a formação de um colchão d'água no local onde o jato incide, ocasionando um **ressalto afogado** a jusante do mergulho do jato.

#### 3.4.1 Onda de choque

De acordo com Vischer e Hager (1995<sup>42</sup> apud STEINER et al., 2008, p. 5), ondas de choque são resultado do impacto de jatos na soleira do canal a jusante de estruturas de queda d'água. Essas estruturas hidrodinâmicas produzem significativa turbulência logo após o local de impacto. Segundo os autores, a altura da onda de choque ( $y_s$ ) é difícil de determinar devido ao spray d'água formado e seu elevado grau de turbulência.

---

<sup>42</sup> VISCHER, D. L.; HAGER, W. H. **Energy dissipaters**. Balkema, Rotterdam, The Netherlands, 1995.

Conforme observaram Steiner et al. (2008, p. 5), através de seus experimentos, a altura relativa da onda de choque ( $y_s/y_j$ ) aumenta com  $F_j$  e o ângulo de uma rampa de lançamento ( $\gamma$ ), ou seja, um elevado ângulo de impacto relativo à soleira produz ondas de choque maiores, conforme a fórmula (3.10) publicada pelos autores, parecida com a de Heller et al. (2005<sup>43</sup> apud STEINER et al., 2008, p. 5). Para correção da fórmula de rampa de lançamento para concha de lançamento, tem-se que:  $\gamma = \theta_1/2$ , oferecendo resultados satisfatórios.

$$\frac{y_s}{y_j} - 1 = (F_j - 1) \cdot \tan^{0,40}(\gamma) \quad (3.10)$$

Com:

$$1 \leq (F_j - 1) \cdot \tan^{0,40}(\gamma) \leq 6 \quad (3.11)$$

### 3.4.2 Ressalto hidráulico

Bélangier (1849<sup>44</sup> apud BHUTTO, 1987, p. 21), através da equação de conservação de quantidade de movimento, desenvolveu uma equação para o cálculo das alturas conjugadas do ressalto hidráulico em um canal retangular com fundo horizontal atribuindo uma parcela de perda de carga no balanço de energia. A fórmula de Bélangier (1828) pode ser expressa nos formatos das equações (3.12) e (3.13), onde as alturas conjugadas do ressalto são compostas pela: altura rápida do ressalto ( $y_1$ ), supercrítica, localizada imediatamente no início do ressalto; e pela altura lenta do ressalto ( $y_2$ ), subcrítica, localizada a jusante do ressalto. Estas fórmulas são utilizadas na condição de ressalto clássico, que no caso do presente trabalho ocorre quando a seção do fluxo supercrítico de entrada ao ressalto está posicionada imediatamente a jusante do local de incidência do jato na bacia de dissipação. Nas equações abaixo,  $F_1$  é o número de Froude rápido (entrada do ressalto),  $F_2$  é o número de Froude lento (saída do ressalto) e  $y_{2,S=1}$  é a altura lenta conjugada do ressalto, onde o índice:  $S = 1$ , caracteriza a condição de ressalto clássico, a qual será vista mais adiante.

<sup>43</sup> HELLER, V.; HAGER, W. H.; MINOR, H.-E. Ski jump hydraulics. **J. Hydraul. Eng.**, 2005, 131(5), pp. 347–355.

<sup>44</sup> BÉLANGIER, J.B. Notes sur le Cours d'Hydraulique. **Mém. Ecole Nat. Ponts et Chaussées**, Paris, France, 1849, session 1849-1850, 222 pages (in French).

$$\frac{y_{2,S=1}}{y_1} = \frac{1}{2} \cdot \left( \sqrt{1+8 \cdot F_1^2} - 1 \right) \quad (3.12)$$

$$\frac{y_1}{y_{2,S=1}} = \frac{1}{2} \cdot \left( \sqrt{1+8 \cdot F_2^2} - 1 \right) \quad (3.13)$$

### 3.4.2.1 Submergência

Enquanto a **altura lenta conjugada do ressalto clássico** ( $y_{2,S=1}$ ) é caracterizada pelo início do ressalto estar localizado no pé do vertedouro, isto é, sem afogá-lo, Peterka (1958, p. 12) mostrou que quando a **altura lenta do ressalto afogado** ( $y_2$ ), do ressalto em questão, é maior que  $y_{2,S=1}$ , o qual é definido para a condição do fluxo rápido a montante do ressalto, então, o grau de afogamento do ressalto é dado por  $S$ , razão vista na fórmula (3.14). Assim, quando o ressalto hidráulico é afogado, tem-se que:  $S > 1$ .

$$S = \frac{y_2}{y_{2,S=1}} \quad (3.14)$$

Em estudos sobre ressaltos submersos, que são aqueles ocorridos a jusante de comportas, Govinda Rao e Rajaratnam (1963<sup>45</sup> apud FREEMAN & GARCÍA, 1996, p. 11) definiram o grau de submergência conforme a equação (3.15), onde  $y_{2,Sub=0}$  é a altura subcrítica de um ressalto clássico, calculada pela equação de Bélanger (1828), e  $y_2$  é a altura subcrítica do ressalto submerso. No presente trabalho, a equação (3.15) será utilizada na forma (3.16).

$$Sub = \frac{y_2 - y_{2,Sub=0}}{y_{2,Sub=0}} \quad (3.15)$$

$$Sub = S - 1 \quad (3.16)$$

---

<sup>45</sup> GOVINDA RAO, N. S.; RAJARATNAM, N. The Submerged Hydraulic Jump. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, Vol. 89, N° HY1, 1963, pp. 139-162.

### 3.4.2.2 Características dos ressaltos

Govinda Rao e Rajaratnam (1963<sup>46</sup> apud FREEMAN & GARCÍA, p. 11) concluíram, em seu estudo, que a perda de energia de um ressalto submerso é maior que a ocorrida em um ressalto clássico somente para condições de submergência menores que a chamada: **submergência ótima**. Descobriram também que, para maiores graus de submergência, o fluxo junto ao fundo contém maiores velocidades e é menos disperso, aumentando o comprimento do ressalto e seu potencial erosivo.

Narasimhan e Bhargava (1976<sup>47</sup> apud FREEMAN & GARCÍA, p. 13) apontaram que há maiores flutuações de pressão no ressalto livre do que no ressalto submerso, sugerindo que este último seria um dissipador de energia mais seguro considerando o projeto estrutural da bacia de dissipação, pois a flutuação de pressão também é potencial causadora de fenômenos erosivos. A Figura 3.9 mostra as diferentes categorias de ressalto hidráulico conforme o número de Froude do escoamento no final do ressalto.

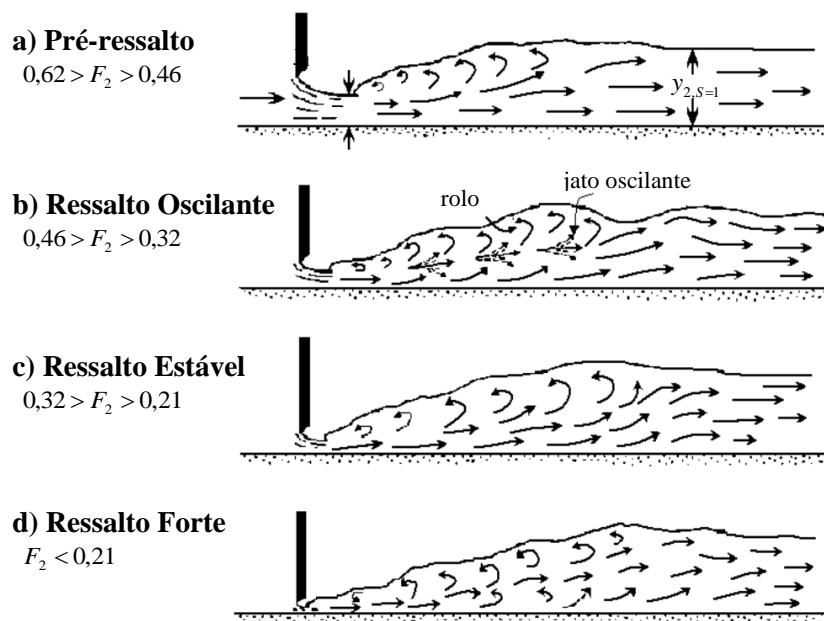


Figura 3.9 – Formas do ressalto clássico em função do número de Froude lento do ressalto (adaptado de PETERKA, 1974<sup>48</sup> apud TRIERWEILER, 2006, p. 12)

<sup>46</sup> GOVINDA RAO, N. S.; RAJARATNAM, N. The Submerged Hydraulic Jump. Journal of the Hydraulic Division, ASCE, Vol. 89, N° HY1, 1963, pp. 139-162.

<sup>47</sup> NARASIMHAN, S.; BHARGAVA, V. P. Pressure Fluctuations in Submerged Jump. Journal of the Hydraulics Division, ASCE, Vol. 102, N° HY3, 1976, pp. 339-350.

<sup>48</sup> PETERKA, A J. **Hydraulic design of stilling basins and energy dissipators**. US Department Interior, Bureau of Reclamation, Engineering Monograph 25, Denver, 1974.

### 3.4.3 Pressões no fundo devido ao impacto

Conforme Bollaert (2002, p. 51), o impacto do núcleo do jato combina uma pequena camada de cisalhamento não completamente desenvolvida com o impacto direto do centro do jato. As pressões correspondentes têm um alto valor médio com preponderância de pequenas flutuações em torno deste valor médio (RMS baixo). Os turbilhões em desenvolvimento são de pequeno tamanho e, portanto, resultam no aparecimento de altas frequências no espectro do sinal de pressão.

Assim como o impacto do núcleo do jato, Bollaert (2002, p. 51) explica que o impacto do jato desenvolvido (sem núcleo) também gera uma zona de grande camada de cisalhamento, mas também é caracterizada por turbilhões de tamanhos intermediários. No caso de impacto do jato desenvolvido a pressão dinâmica média diminui, em relação ao impacto do núcleo do jato, enquanto as flutuações de pressão aumentam. Ainda, o espectro das flutuações de pressão indica que a energia está concentrada em turbilhões de dimensões intermediárias, conforme pode ser visto mais adiante em 3.4.4. Em outras palavras, a capacidade de excitação do jato nesta condição é completamente diferente do impacto de um jato com núcleo, pois tem maior influência sobre as flutuações de pressão nas diaclases da rocha subjacente.

Bollaert (2002 apud MANSO, 2006, p. 46) mostrou que a flutuação de pressão na interface da rocha leva a transientes no interior das fissuras e que o pico de pressão pode levar a abertura de fissuras por ruptura frágil, ainda, a incidência regular de flutuação de pressão pode levar a ruptura por fadiga. Finalmente, Bollaert (2002 apud MANSO, 2006, p. 46) e Bollaert e Schleiss (2005<sup>49</sup> apud MANSO, 2006, p. 46) constataram que a erosão causada em bacias de fundo plano é conferida à pressão média do núcleo do jato, enquanto que, se um jato desenvolvido atinge a soleira, a erosão é causada principalmente pelas flutuações de pressão que é somada à pressão média do local.

### 3.4.4 Espectro de frequência

Lencastre (1984, p. 102) alerta que o estudo da ação dinâmica do jato nas estruturas de dissipação somente tem fidelidade se forem considerados os fenômenos de flutuação de

---

<sup>49</sup> BOLLAERT, E.; SCHLEISS, A. Physically based model for evaluation of rock scour due to high-velocity jet impact, *Journal of Hydraulic Engineering*, 2005, 131(3), pp. 153-165.



pressão decorrentes desta interação com uma descrição detalhada no domínio do tempo e, sobretudo, no domínio da frequência. Pinto (1994, p. 45-46), por sua vez, recomenda a comparação entre a faixa de frequências dominantes induzida pelo escoamento e a frequência da própria estrutura submetida a esta ação, com isso, pode-se estimar a probabilidade de se produzirem fenômenos ressonantes, evitando-se o colapso da estrutura.

Conforme explica Lencastre (1984, p. 110), o decaimento da energia cinética é mais rápido na zona de frequências de Kolmogorov (1941<sup>50</sup>), isto é, de frequências muito elevadas. Visto tratar-se de uma zona de dissipação, os vórtices desta zona são excitados pela transferência de energia por forças de inércia dos vórtices maiores, assim, admite-se que, em contraste com os grandes vórtices, esta zona de dissipação é independente das condições externas que geram a turbulência dos vórtices maiores.

Bollaert (2002, p. 49-50) compara o decaimento da energia de altas frequências entre a condição de impacto do núcleo de um jato na soleira, com a condição de impacto de um jato desenvolvido nesta interface. Como pode ser visto na Figura 3.10, a declividade da dissipação no primeiro caso (a) indica que, apesar da alta frequência dos vórtices, estes não atingem uma escala suficiente para que haja basicamente a dissipação viscosa, declividade esta proposta por Kolmogorov (1941), igual a  $-5/3$ . Já no segundo caso (Figura 3.10b), o desenvolvimento do jato permite o surgimento de vórtices de pequena escala, capazes de dissipar energia na forma de calor.

---

<sup>50</sup> KOLMOGOROV, A. N. Local structure of turbulence in an incompressible fluid for very large Reynolds numbers. *Comptes rendus (Doklady) de l'Academie des Sciences de l'U.R.S.S.*, 31: 301–305, 1941. Reprinted in: S.K. Friedlander & L. Topper (editors). 1961. *Turbulence: Classic Papers on Statistical Theory*, New York: Interscience Publishers.

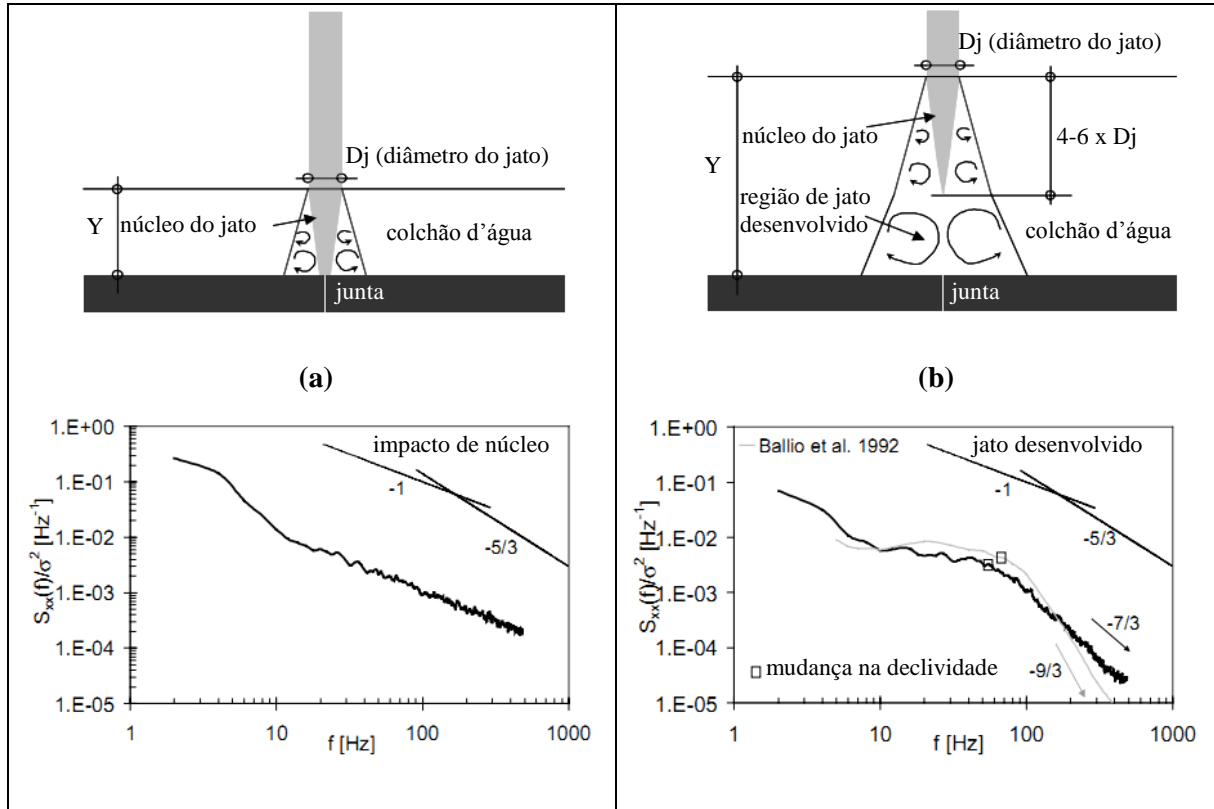


Figura 3.10 – comparação do decaimento da energia de altas frequências entre a condição de impacto do núcleo de um jato na soleira (a) e a condição de impacto de um jato desenvolvido nesta interface (b) (adaptado de BOLLAERT, 2002, p. 50)

Segundo colocam Bollaert e Schleiss (2003a, p. 460), a partir de resultados experimentais anteriores, obtidos por Bollaert e Schleiss (2001<sup>51</sup>) e Bollaert (2002), revelam uma considerável energia do jato para faixas de frequências médias e altas (<50-100Hz), e significativa ampliação da pressão dentro das juntas 1D mesmo para comprimentos curtos de junta (menos de 1 m). Celeridades de onda muito baixas foram deduzidas (<50-100m/s) devido à significativa aeração no interior das juntas. Nos estudos desses autores, o pico de pressão nas juntas foi amplificado em até 5-6 vezes a pressão máxima correspondente no fundo da bacia de dissipação.

### 3.4.5 Momentos estatísticos

Uma análise de ergodicidade foi realizada por Manso (2006, p. 99) para definir a duração acumulada de aquisição de pressão, que fornece estimativas de média e desvio padrão de uma série de dados, com pelo menos 5% de diferença do conjunto obtido destes momentos

<sup>51</sup> BOLLAERT, E.; SCHLEISS, A. Air Bubble Effects on Transient Water Pressures in Rock Fissures due to High Velocity Jet Impact. **Proceedings** of the XXIXth IAHR Congress, Beijing, September 2001.

estatísticos. A frequência de amostragem foi de 1 kHz, seguindo o trabalho de Bollaert (2002), o qual delineou a existência de uma considerável energia espectral, mesmo para altas frequências, quando as velocidades do jato ensaiadas são próximas às de protótipo (BOLLAERT et al., 2002<sup>52</sup> apud MANSO, 2006, p. 99). Os resultados da média e desvio padrão, para colchão raso, são mostrados na Figura 3.11.

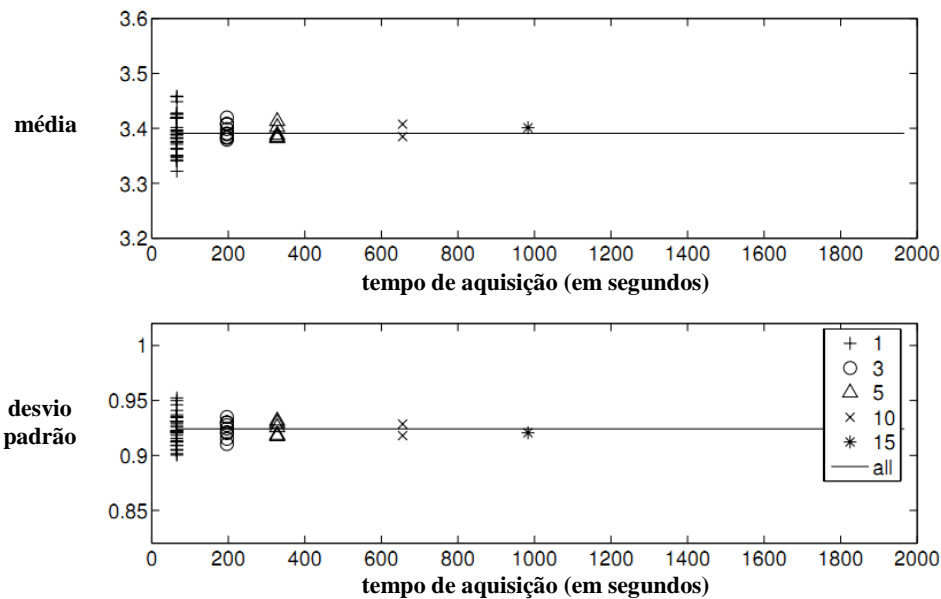


Figura 3.11 – estimativa de média e desvio padrão dos dados de pressão em termos do tempo de aquisição dos dados, para colchão raso (MANSO, 2006, p. 101)

#### 3.4.5.1 Coeficientes de assimetria e curtose

Conforme Manso (2006, p. 108), o jato tem assimetria negativa e curtose positiva, seja para o caso de impacto do núcleo do jato na soleira, seja para a condição do núcleo em sua emissão, ou até mesmo quando há impacto com colchão raso ( $y_2/B \leq 2,8$ ). Já em condições de impacto do jato desenvolvido, os valores de assimetria são positivos. Com relação à curtose, é esperado que este momento estatístico tenda ao Gaussiano, mesmo com o maior desenvolvimento do jato.

Para o caso da formação de um ressalto hidráulico, o coeficiente de assimetria das pressões, causadas ao longo do mesmo muda de sinal no local da bacia de dissipação em que há um despreendimento da soleira do fluxo de fundo, caracterizando o comprimento do rolo do

<sup>52</sup> BOLLAERT, E.; FALVEY, H. T.; SCHLEISS, A. Assessment of turbulent jet impingement on rocky riverbeds: the particular properties of a near-prototype physical model study. **Proc. Of Riverflow 2002**, Louvain-la-Neuve, pp. 395-403.

ressalto (LOPARDO & HENNING, 1985<sup>53</sup>; FIOROTTO & RINALDO, 1992<sup>54</sup> apud MANSO, 2006, p. 110).

### 3.5 FOSSA DE EROSIÃO

A previsão de uma fossa de erosão pode ser muito complexa, principalmente se o material que compõe o leito é rochoso e coesivo, que tem comportamento diferente de materiais granulares. No caso de um maciço fraturado, as fissuras da rocha estão quase sempre preenchidas por um material que é gradualmente lavado sob a ação do escoamento. Então, com as juntas abertas, a propagação das flutuações de pressão, que atuam no fundo, leva o maciço a desagregar-se em blocos que são arrastados pelo escoamento (LENCASTRE, 1984, p. 145).

Conforme Brighetti (2004, p. 9), deve-se ter conhecimento da profundidade da fossa no estudo de estabilidade da obra. Ainda que se tenha uma rocha boa, fraturas horizontais ou inclinadas podem ocasionar instabilidade da estrutura em função da profundidade da fossa.

#### 3.5.1 Barra formada a jusante

Na ruptura, os blocos destacados do maciço são retirados da escavação e arrastados pela corrente a longas distâncias, ou acumulam-se junto à escavação, formando uma barra logo a sua jusante, conforme visto na Figura 3.12, que pode variar em diferentes alturas e formas. O volume da barra depende da quantidade de material transportado, enquanto a forma e a altura podem depender das dimensões do material e das características de escoamento (YUDITSKII, 1963, p. 31).

---

<sup>53</sup> LOPARDO, R. A.; HENNING, R. E. Experimental advances on pressure fluctuations beneath hydraulic jumps. *Proc. 21st IAHR Congress*, 1985, Vol. 3, IAHR, Melbourne, pp. 633-638.

<sup>54</sup> FIOROTTO, V.; RINALDO, A. Turbulent pressure fluctuations below hydraulic jumps. *Journal of Hydraulic Research*, 1992, 30(4), pp. 499-520.

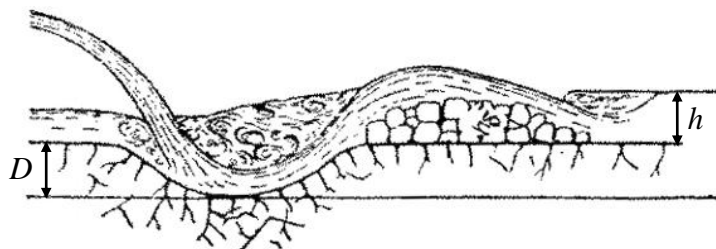


Figura 3.12 – fossa de erosão com formação de barra a jusante  
(YUDITSKII, 1963, p. 31)

Mesmo para rochas de boa qualidade, é comum a erosão do leito com deposição de blocos de dimensões variadas a jusante, formando a barra submersa. Dependendo das condições topográficas locais, essa barra pode elevar do nível d'água da fossa. Se por um lado esta elevação da profundidade é favorável para a dissipação da energia do jato mergulhante, há também consequências desfavoráveis, tais como a redução na geração de energia pela diminuição da carga do reservatório em relação a jusante, e interferências nas estruturas próximas, podendo até provocar o extravasamento da calha do rio de jusante, pois a formação da barra em conjunto com a agitação gerada, pode elevar o nível de água em vários metros (BRIGHETTI, 2004, p. 3).

Conforme Brighetti (2004, p. 6), o efeito da barra é mais preocupante quando o vale é estreito. No caso da barragem de Picote, vista na Figura 3.1, a barra chegou a atingir uma dezena de metros, mas, por motivos de segurança, a cota da concha de lançamento do vertedouro salto esquí estava muito mais elevada.

Quanto à altura da barra, segundo Taraimovich (1980<sup>55</sup> apud LENCASTRE, 1984, p. 148), a altura máxima é da ordem de 30 a 35% da profundidade de escavação medida a partir do terreno natural (leito do rio). A relação entre os volumes da barra e da escavação é da ordem de 0,4 a 0,6, e os ângulos de inclinação dos taludes de montante ( $\alpha_1$ ) e jusante ( $\alpha_2$ ) da fossa de erosão são dados em função do ângulo de lançamento ( $\theta_1$ ) conforme visto na Figura 3.13.

<sup>55</sup> TARAİMOVICH, I. I. Calculation of local scour of rock foundations by high-velocity flows. **Hydrotechnical Construction**, Nº 8, Aug. 1980.

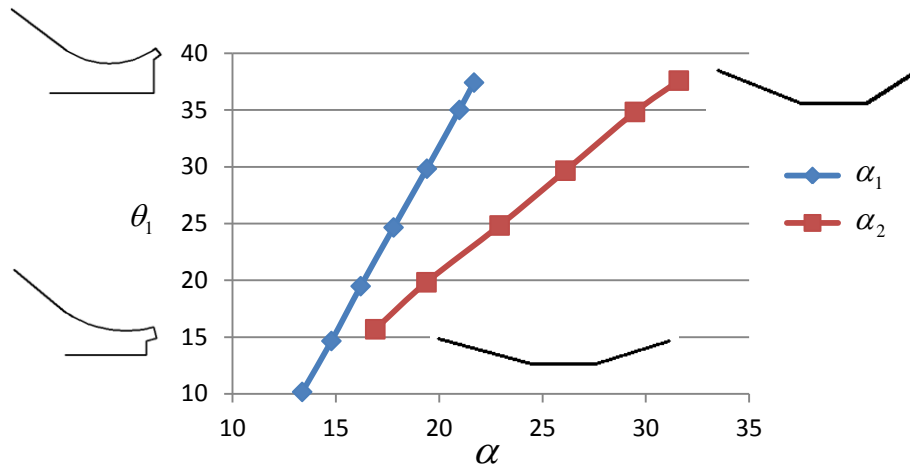


Figura 3.13 – ângulos de escavação para diferentes ângulos de lançamento (adaptado de TARAİMOVICH, 1980<sup>56</sup> apud LENCASTRE, 1984, p. 148)

### 3.5.2 Erosão regressiva e pré-escavação da fossa

Segundo Lencastre (1984, p. 140), a fossa de erosão provocada por jatos de vertedouros salto esquí não corre o risco de sofrer erosão regressiva instável, na medida em que, durante sua formação, o material do talude de montante é transportado e acumulado a jusante, formando uma barra que eleva o nível do colchão d'água. Isto reduz o ciclo do processo erosivo do talude de montante.

Conforme Brighetti (2004, p. 9), a utilização de uma fossa pré-escavada não é somente útil para fixar a área de erosão, mas, principalmente, pode ser necessária por motivos construtivos, como fonte de agregados graúdos e finos a ser utilizado na obra da barragem. Segundo o autor, seu dimensionamento hidráulico pode ser feito adotando a profundidade correspondente à ação do jato para a vazão com período de retorno de 100 anos, e a sua largura igual à largura do vertedouro, evitando assim, alargar a fossa e diminuir a sua distância do pé do vertedouro.

### 3.5.3 Proteções de leito

Quando há rochas fraturadas no leito da fossa, uma das maneiras de prevenir a erosão é ancorando os blocos de rocha, aumentando assim, o tamanho efetivo dos mesmos, e com isso, dificultando a capacidade erosiva da água. Outro benefício dessa proteção é causado pelo

<sup>56</sup> TARAİMOVICH, I. I. Calculation of local scour of rock foundations by high-velocity flows. **Hydrotechnical Construction**, Nº 8, Aug. 1980.

travamento dos blocos, reduzindo a possibilidade das trincas de se propagarem (ANNANDALE, 2006 p. 324). Outro modo de proteção do leito é por enrijecimento, podendo ser feita com o objetivo de cessar a ação erosiva. Uma proteção com essa finalidade pode ser feita com revestimento de concreto, malhas grampeadas ou *rip-rap* (ANNANDALE, 2006 p. 328).

Conforme exemplifica Annandale (2006, p. 344), uma das soluções ótimas abordadas para proteger a bacia de dissipação da barragem de Bull Run 2, em Oregon, contra os processos erosivos, é vista na Figura 3.14. Essa abordagem implicou em elevar a altura do nível d'água da bacia a fim de aumentar a dissipação de energia do jato mergulhante, bem como a pré-escavação da fossa, para regular a elevação do nível d'água. Também foram proporcionadas análises de revestimento da fossa para proteger o fundo contra erosão, além de implementação de *rip-rap* (ANNANDALE, 2006 p. 344).

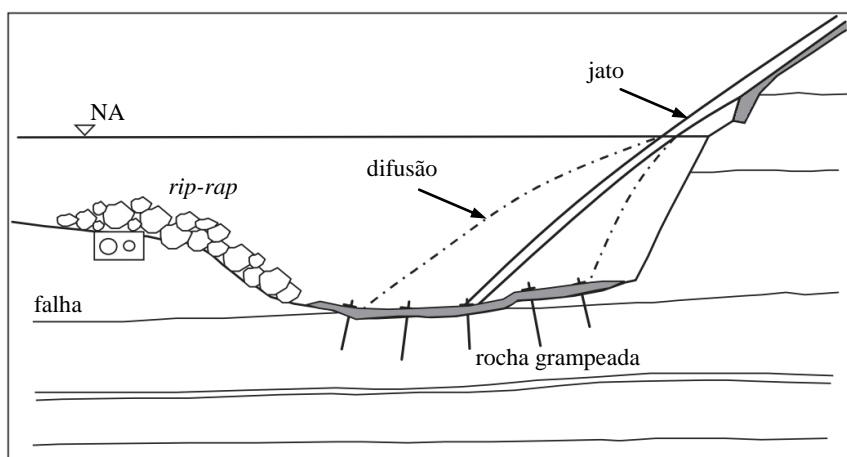


Figura 3.14 – solução de proteção da bacia de dissipação (ANNANDALE, 2006 p. 345)

### 3.5.4 Descontinuidades do leito

Conforme explicam Federspiel et al. (2009, p. 1), a amplificação das flutuações de pressão nas fissuras da rocha se deve ao caráter bifásico da mistura ar-água dentro das juntas que permite a reflexão da onda de pressão propagada, podendo ocorrer, com isso, sua ampliação e até mesmo sua ressonância. As flutuações de pressão dentro das juntas de rocha são causadas pela excitação do jato na entrada das mesmas, essa excitação não depende apenas da forma da bacia de dissipação e do padrão do fluxo macro-turbulento associado, mas da geometria das fissuras.

Segundo Federspiel et al. (2009, p. 1), os estudos realizados até agora, nesse sentido, foram com juntas de forma simples, ou seja, unidimensionais ou geometrias bidimensionais muito simplificadas, sendo que as fissuras em uma rocha real têm uma configuração muito mais complexa e frequentemente estão interligadas. Parâmetros como a espessura e a forma das juntas e suas interconexões têm, certamente, alguma influência sobre as ondas de pressão dentro do sistema. Os autores deram início, recentemente, a estudos sobre o comportamento de um único bloco de rocha inserido em uma cavidade ou rede de juntas tri-dimensional, influenciadas por um jato de alta velocidade. O bloco de rocha é simulado por uma caixa de aço, que é instrumentada com uma larga série de transdutores de pressão, acelerômetros e transdutores de deslocamento, por isso, essa caixa foi chamada, pelos autores, de bloco inteligente.

#### 3.5.4.1 Descontinuidade isolada (junta com final fechado)

A máxima pressão que pode ocorrer no interior de uma junta ( $P_{\max}$ ), com somente uma saída para a interface da soleira, é a soma da pressão média com a flutuação de pressão dinâmica. Enquanto a parcela de pressão média é transferida da interface da soleira para dentro da junta de modo integral, a parcela de flutuação de pressão pode ser amplificada por ressonância. Conforme Bollaert (2002 apud ANNANDALE, 2006, p. 187), a máxima pressão dentro de uma junta isolada ( $P_{\max}$ ) é dada pela equação (3.17), onde  $\Gamma^+$  é o fator de amplificação,  $C_{pa}$  é o coeficiente de pressão dinâmica médio, e  $C'_{pa}$  é o coeficiente de flutuação de pressão.

$$P_{\max} = \gamma \cdot (C_{pa} + \Gamma^+ \cdot C'_{pa}) \cdot \frac{\phi \cdot V_j^2}{2 \cdot g} \quad (3.17)$$

Um aspecto conveniente a ser considerado no caso de uma descontinuidade isolada, é a ocorrência de **transiente em junta com final fechado**. A partir de experimentos, Manso (2006, p. 246) observou que os espectros computados na secção final da fissura, na maioria dos casos, foram semelhantes ao dos espectros de entrada. Contudo, os transientes hidráulicos dentro de uma fissura com final fechado pode gerar oscilações de pressão maiores que as flutuações de pressão na superfície da rocha.



A maturação do jato desenvolvido no colchão d'água aumenta a energia das pressões do intervalo de frequência que é capaz de excitar fissuras de final fechado. Foram observadas ampliações de flutuação de pressão de até 5 vezes a energia cinética de entrada em bacias de dissipação com fundo plano, conforme visto na Figura 3.10, para grandes profundidades ( $Y/D_j > 9$ ), ou, quando lateralmente confinadas, para pequenas profundidades ( $Y/D_j = 4,2$ ). Embora, a energia acumulada das flutuações de pressão no final da fissura seja maior se o jato estiver incidindo sobre um local com confinamento lateral (MANSO, 2006, p. 246).

#### 3.5.4.2 Encontro de descontinuidades procedentes da soleira da fossa (junta aberta)

As flutuações de pressão causadas no fundo da bacia de dissipação são transferidas desta interface para o interior das juntas e, dentro destas, podem sofrer amplificação devido a fenômenos transientes e ressonantes. Se tratando de encontros de descontinuidades procedentes da soleira da fossa, as ondas de pressão que entram em cada uma das juntas devido à agitação do colchão d'água acima, se chocam no interior do maciço, resultando em uma pressão líquida igual ao somatório das ondas de pressão originais. Se a água contida dentro das fissuras contém bolhas de ar, então cresce a possibilidade de ocorrer ressonância, elevando ainda mais as pressões (ANNANDALE, 2006, p. 186).

Bollaert (2002 apud ANNANDALE, 2006, p. 186) descreve esses fenômenos e apresenta uma equação (3.18) que reproduz esses efeitos abaixo de uma massa rochosa capaz de ejetá-la do maciço. Nesta equação,  $P_{up}$ , em [Pascal], é a pressão líquida de ejeção atuante em um bloco sob incidência de um jato,  $C_I$  é o coeficiente de impulso dinâmico líquido (3.19), dado para  $y_2/B < 1,8$ , e  $\phi$  é o coeficiente de energia cinética. Conforme Bollaert (2002, p. 261), o coeficiente de impulso dinâmico líquido pode ser calculado pela fórmula (3.20), onde  $C_{up}$  é o coeficiente de ejeção líquido e  $T_{up}$  é um coeficiente de tempo, sendo que:  $T = 2 \cdot L/c$ , para juntas com duas saídas para a soleira, em que  $L$  é o comprimento interno da junta entre as duas saídas para soleira e  $c$  é a celeridade da onda dentro desta junta.

$$P_{up} = \gamma \cdot C_I \cdot \phi \cdot \frac{V_j^2}{2 \cdot g} \quad (3.18)$$

$$C_I = 0,0035 \cdot \left(\frac{y_2}{B}\right)^2 - 0,119 \cdot \left(\frac{y_2}{B}\right) + 1,2 \quad (3.19)$$

$$C_I = C_{up} \cdot T_{up} \quad (3.20)$$

Um aspecto conveniente a ser considerado no caso de um encontro de descontinuidades procedentes da soleira da fossa, é a ocorrência de **ejeção de um bloco de rocha**. Caso as descontinuidades existentes no maciço rochoso formem uma matriz de blocos, a força devido à pressão de ejeção atuante na superfície inferior do bloco ( $F_u$ ), que se opõe às demais forças resistentes, pode ser capaz de destacar cada um dos blocos pela ação hidrodinâmica do jato. Conforme Bollaert (2002, p. 260), as forças resistentes à ejeção são: a força hidrodinâmica que pressiona o bloco para baixo ( $F_{down}$ ), a força devido ao peso submerso do bloco ( $W_g$ ), e a força de cisalhamento ao longo das juntas ( $F_{sh}$ ), conforme visto na Figura 3.15.

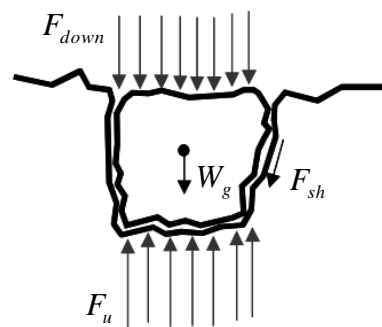


Figura 3.15 – balanço de forças em um bloco de rocha característico – adaptado de Bollaert e Schleiss (2001 apud BOLLAERT, 2002, p. 116)

Annandale (2006, p. 204-209) mostra o desenvolvimento detalhado da expressão (3.21), vista abaixo, a qual é obtida através da integral do somatório das forças mencionadas anteriormente, no intervalo de tempo de um pulso ( $T_{up}$ ). Esse cálculo resulta do impulso dinâmico  $I_T$ , visto na equação (3.22) e aplicado na equação (3.23). Com isso, é possível calcular a altura de salto do bloco ( $h_{up}$ ), a qual é dada pela expressão (3.21) citada, podendo ser avaliada através da Tabela 3.1, onde  $h_j$  é a altura da cavidade.

$$h_{up} = \left(\frac{2 \cdot L}{c}\right)^2 \cdot \frac{1}{2 \cdot g \cdot (A \cdot h_j \cdot \rho_s)^2} \cdot (F_{up} - W_g - F_{sh}) \quad (3.21)$$

$$I_T = m \cdot V_T = \int_0^T \sum F dt \quad (3.22)$$

$$h_{up} = \frac{V_T^2}{2 \cdot g} \quad (3.23)$$

Tabela 3.1 – critério para estimar o potencial erosivo devido ao impulso dinâmico (BOLLAERT, 2002 apud ANNANDALE, 2006, p. 241)

$h_{up}/h_j \leq 1$	O bloco permanece no lugar.
$0,1 < h_{up}/h_j < 0,5$	O bloco vibra mas permanece no lugar.
$0,5 \leq h_{up}/h_j < 1,0$	O bloco vibra e pode ser deslocado.
$h_{up}/h_j \geq 1,0$	O bloco é removido de sua matriz.

Conforme visto na expressão (3.21), a altura de salto do bloco é inversamente proporcional ao quadrado da celeridade da onda de pressão ( $c$ ), a qual é mostrada na Figura 3.16 em função da concentração de ar (ANNANDALE, 2006, p. 209). O autor recomenda também, para um cálculo simplificado,  $\phi = 1$  e  $F_{sh} = 0$ .

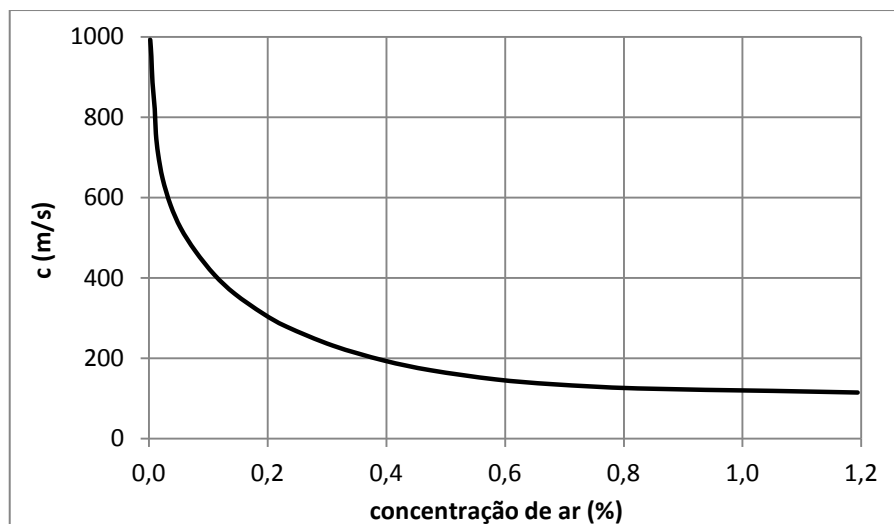


Figura 3.16 – mudança na celeridade das ondas de pressão com a concentração de ar (ANNANDALE, 2006, p. 240)

Para uma análise mais detalhada, Bollaert (2010, p. 1274) comenta que as forças desestabilizadoras não são causadas somente pela turbulência do fluxo, mas sim,

principalmente, devido às forças de arraste e sustentação no bloco, as quais são originárias pela saliência do mesmo em relação à soleira da bacia de dissipação. Desta maneira, quando o fluxo de fundo da bacia encontra uma alteração de contorno sólido dessa natureza, causa padrões de turbulência locais favoráveis à ejeção do bloco.

#### 3.5.4.3 Considerações sobre a força e o impulso líquido do bloco

É feita uma distinção entre tempo médio das diferenças de pressão, e as diferenças de pressão instantâneas. O primeiro corresponde à diferença dos valores de tempo médio das pressões sobre e sob o bloco, medida durante certo intervalo de tempo. O último define a máxima diferença de pressão instantânea que pode ocorrer em qualquer instante de tempo entre as faces superior e inferior do bloco. Para este caso, a correlação entre as pressões de superfície e inferior pode tornar-se significativa (BOLLAERT, 2002, p. 37).

A determinação da máxima força líquida de ejeção sobre o bloco, expressa em função do tempo e das pressões devido à turbulência, é realizada com a medição da flutuação de pressão nas faces superior e inferior do bloco simultaneamente. As primeiras séries desse experimento de medições simultâneas foram feitas por Bollaert (2002), com uma série de jatos verticais incidindo em diferentes velocidades, próximas às de protótipo, com diferentes alturas de colchão d'água sobre o bloco modelado (BOLLAERT & HOF LAND, 2004, p.2). No entanto, a estabilidade de um bloco é difícil de determinar, pois depende exponencialmente de seu grau instantâneo de saliência para fora do substrato, o que é difícil de considerar (FENTON & ABBOTT, 1977<sup>57</sup>; COLEMAN et al., 2003<sup>58</sup> apud BOLLAERT & HOF LAND 2004, p. 1).

Conforme Bollaert (2002, p. 117), a propagação das ondas de pressão dentro das juntas nem sempre pode ser considerada instantânea em relação à condição de escoamento na superfície da bacia. Sob certas circunstâncias, o espectro de impacto do fluxo e a celeridade das ondas de pressão dentro das juntas estão fortemente relacionados. Isso pode acontecer, por exemplo, em caso de presença de bolhas de ar no interior das juntas, o que reduz a celeridade das ondas de pressão. Outro exemplo é um fluxo de impacto com uma faixa de frequência muito alta. A alta velocidade de impacto do jato sobre as juntas apresenta ambos os fenômenos. Assim, os

---

<sup>57</sup> FENTON, J. D.; ABBOTT, J. E. Initial movement of grains on a stream bed: The effect of relative protrusion. *Proc. R. Soc. London, Ser. A.*, 1977.

<sup>58</sup> COLEMAN, S. E.; MELVILLE, B. W.; GORE, L. Fluvial Entrainment of Protruding Fractured Rock. *J. Hydraulic Eng.*, 2003.

campos de pressão sobre e sob os blocos de rocha não são mais independentes e têm de ser correlacionados.

Tal análise dá a mesma atenção às pressões superiores e inferiores da junta, em escala de tempo muito pequena, da ordem de  $10^{-3}$  segundos. As pressões superiores são capazes de criar ondas de pressão permanentes e ressonância dentro das articulações, gerando grandes gradientes de pressão dentro de períodos de tempo muito pequenos. Como resultado, não apenas os valores líquidos de pressão instantânea são importantes, mas também o período de tempo que estes valores líquidos seguram o bloco. A integração ao longo do tempo das pressões líquidas determina o impulso líquido no bloco (BOLLAERT, 2002, p. 118).

#### 3.5.4.4 Avaliação das pressões dinâmicas no deslocamento de blocos

Conforme cita Manso (2006, p. 250): Montgomery (1984<sup>59</sup>) estudou o deslocamento de blocos de rocha solta sob ressalto hidráulico, focando-se na ação das pressões médias; Annandale et al. (1998<sup>60</sup>) realizaram experimentos em grande escala, com elementos de concreto sob jatos mergulhantes para validar o Índice de Erodibilidade (Erodibility Index); e Amelung (1995<sup>61</sup>) investigou o movimento de cubos de concreto sob o impacto de jatos verticais submersos. Com esses estudos, vários tipos de mecanismos e estágios de deslocamento de rocha foram identificados. Os blocos tendem a vibrar e levantar, emergindo parcialmente ou totalmente a partir da massa de rocha, tendo suas bordas aparadas por moagem, e, eventualmente, acabam sendo arrastados pela ação das correntes de cisalhamento junto ao fundo da bacia de dissipação. Porém, em nenhum destes casos, a influência de pressões dinâmicas foi avaliada diretamente, sendo assim, Manso (2006) realizou uma análise neste sentido, com o objetivo de subsidiar estudos que relacionem amplitude, duração e periodicidade dos picos de pressão, para o deslocamento do bloco ou para a propagação de trincas.

---

<sup>59</sup> MONTGOMERY, R. **Investigations into rock erosion by high-velocity water flows**. Ph. D., The Royal Institute of Technology, 1984.

<sup>60</sup> ANNANDALE, G.; WITTLER, R.; RUFF, J.; LEWIS, T. Prototype validation of erodibility index for scour in fractured rock media. In: ASCE (ed.), **Proc. Int. Water Resources Eng. Conference**, 1998, ASCE, Memphis, pp. 1096-1001.

<sup>61</sup> AMELUNG, M. **Auskolkung Klüftiger Felssohlen durch Entlastungsstrahlen**. Ph.D. thesis, Technischen Universität Carolo-Wilhelmina, Shaker Verlag, Braunschweig, Germany, 1995. [In German.]

No caso de fundo de uma cavidade de erosão em 3D, um bloco de rocha é submetido a um campo hidrodinâmico de fluxo também em 3D. Quanto maior é a superfície de entrada da fissura, menor é a probabilidade de que sejam gerados pulsos de alta pressão dentro dela. Esta é uma consequência direta da pressão média de impacto que é transmitida à fissura. Se o padrão de fluxo turbulento for considerado constante em uma direção, uma abordagem 2D pode ser usada para investigar a estabilidade de blocos de rocha (MANSO, 2006, p. 253). Em uma abordagem mais simplificada, pode ser considerada apenas 1D, para sinais de pressão únicos, sobre e sob o bloco. Essa abordagem negligencia qualquer noção de correlação espacial, considerando que as medições em um ponto são características do campo de pressão sobre uma determinada área. Nessas condições, a diferença entre os dois sinais de pressão pode ser diretamente comparada com as demais cargas atuantes. A força resultante atua sobre o centro de gravidade do bloco (MANSO, 2006, p. 254).

De acordo com Manso (2006, p. 255), se as pressões acumuladas abaixo do bloco gerarem um deslocamento vertical, então, assim que o deslocamento ocorre, as pressões na junta diminuem. Nesse caso, o bloco cai de volta. Uma dada persistência no tempo do campo de pressões no interior da junta é necessária ou, em outras palavras, o pulso que gera elevação não se dá de forma instantânea. Assim, a história de flutuações de pressão é importante para a análise de deslocamento de blocos.

Conforme teorizado por Pinheiro (1995 apud MANSO, 2006, p. 267-269), se a fatia dos campos de pressão relevantes sobre o bloco fossem descritos como uma função de densidade de probabilidade Gaussiana, então seria muito mais simples combinar analiticamente a probabilidade de deslocamento do bloco com a probabilidade de ocorrência de outros processos. Fenômenos estes situados anteriormente ao processo de erosão da rocha, como as pressões de impacto e a propagação de trincas.

Em suma, Manso (2006, p. 271) observou que os valores de pressão extrema têm uma persistência muito baixa, fazendo com que o seu papel no processo de destacamento do bloco seja secundário, a menos que sua área de aplicação esteja fora da ordem de grandeza das dimensões do bloco, isto é, blocos muito menores em comparação com a macroturbulência do escoamento. Senão, a correlação da distribuição espacial de pressões é necessária, conforme

mostrou Melo et al. (2006<sup>62</sup> apud MANSO, 2006, p. 271) para lajes de concreto. Neste aspecto, Manso (2006, p. 270), através de suas medições, tendo em vista uma modelagem probabilística da ejeção de blocos de rocha, realizou uma abordagem em 1D, analisando a persistências dos pulsos de pressão no impacto e dentro das fissuras.

Melo et al. (2006<sup>63</sup> apud MANSO, 2006, p. 250) apresentam um estudo experimental e um modelo de estabilidade para lajes de concreto em bacias de dissipação revestidas. Os autores afirmam que as flutuações de pressão são de importância secundária em comparação com as pressões médias, devido à baixa correlação espacial de variações de pressão, tanto nas faces superior e inferior da laje, em sistemas de junta aberta. Apesar de reproduzir de forma confiável jatos aerados, seus experimentos foram realizados com baixas velocidades. No entanto, os autores afirmam em seu trabalho que a discussão sobre o papel das flutuações de pressão na elevação de um bloco está longe de acabar.

#### 3.5.4.5 Rede de fissuras

A pressão da face de jusante do bloco não depende só da pressão nas juntas adjacentes ao seu contorno em planta, mas também da pressão nas juntas entre os blocos próximos, devido ao grau de liberdade de cada bloco. Por isso, a existência de uma rede de fissuras deve influenciar, relativamente, a pressão global instantânea no bloco (YUDITSKII, 1963, p. 27).

Em uma analogia com o trabalho de Melo, Pinheiro e Ramos (2006, p. 49), tem-se que no tratamento da laje de revestimento de uma bacia de dissipação, o conhecimento do campo de pressão atuante, com as juntas seladas bem como para as juntas abertas, é crucial para o projeto destas lajes. No qual, a falha do agente selador pode acarretar em uma solicitação crítica às lajes, na qual as pressões hidrodinâmicas são transferidas às fundações interconectadas das mesmas ou pelo sistema de drenagem. Conforme os autores, a condição mais severa para a estabilidade de lajes, em termos de ejeção, é para as lajes mais afastadas do ponto de estagnação do fluxo durante o impacto do jato, pois se o agente selador falhar neste local, a força resultante de ejeção será maior nas lajes mais afastadas, como pode ser visto na Figura 3.17a. Os autores completam que a condição menos crítica em termos de ejeção, se dá nos casos em que todas as juntas estão abertas (Figura 3.17b).

<sup>62</sup> MELO, J. F.; PINHEIRO, A. N.; RAMOS, C. M. Forces on plunge pool slabs: influence of joints location and width. *Journal of Hydraulic Engineering*, 2006, 132(1): 49-60.

<sup>63</sup> op. cit.

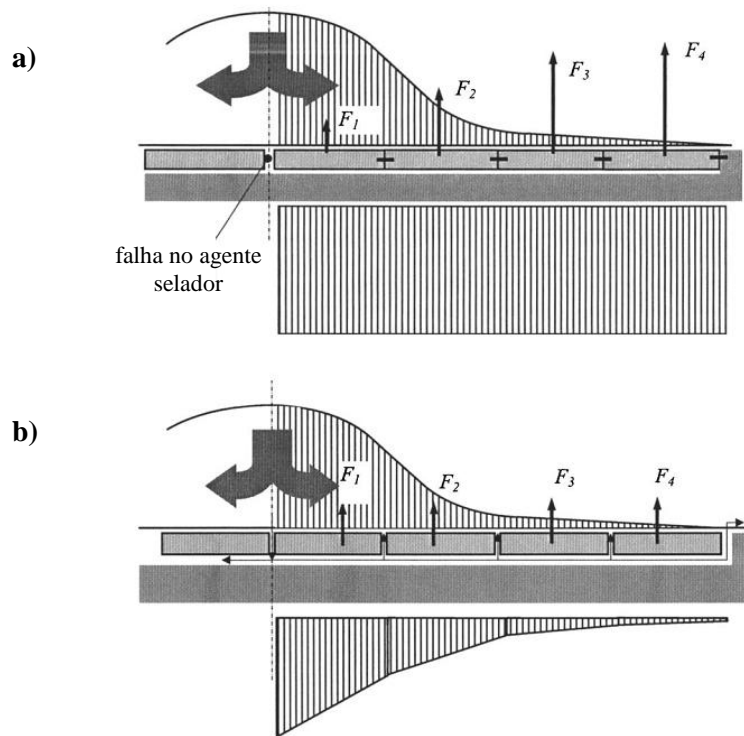


Figura 3.17 – diagramas de pressão em lajes, considerando: (a) falha no agente selador no ponto de estagnação; e (b) juntas sem agente selador (MELO, PINHEIRO & RAMOS, 2006, p. 50)

### 3.6 ÍNDICE DE ERODIBILIDADE

O Índice de Erodibilidade ( $K$ ), visto na equação (3.24), foi desenvolvido por Kirsten (1982<sup>64</sup> apud ANNANDALE, 2006, p. 100), a fim de caracterizar a resistência quanto à escavação mecânica de diferentes materiais. Nesta equação,  $M_s$  é número de solidez do material;  $K_b$  é o número de proporção dos blocos;  $K_d$  é o número de intertravamento entre blocos; e  $J_s$  é o número de arranjo estrutural. As tabelas que definem cada um destes parâmetros podem ser vistas no [Anexo 2](#).

$$K = M_s \cdot K_b \cdot K_d \cdot J_s, \quad (3.24)$$

<sup>64</sup> KIRSTEN, H. A. D. A Classification System for Excavation in Natural Materials. **The Civil Engineer in South Africa**, 1982, pp. 292-308, July (discussion in Vol. 25, No.5, May, 1983).



Em uma analogia à função inicial da equação (3.24), Annandale, em 1995<sup>65</sup>, utilizou o índice de Kirsten (1982) para a desagregação de solos pela ação erosiva da água. Então, este índice foi relacionado com a potência do escoamento ( $P$ ) à que é submetido. Nesta abordagem, foi possível a aplicação do método para casos desde solos granulares ou solos coesivos com raízes de vegetais, até rocha ou estruturas de concreto atirantadas. Conforme estudou Annandale (2006, p. 229), no caso de lajes ancoradas, pode ser feita uma analogia com as raízes de vegetais.

A continuidade desta linha de pesquisa foi proporcionada por Temple e Moore (1994<sup>66</sup>), Annandale (1995<sup>67</sup>), Van Schalkwyk et al. (1995<sup>68</sup>), e Kirsten et al. (1996<sup>69</sup>). Sendo que estes últimos autores foram mais longe, considerando dados de corte com jato d'água, em rochas não fraturadas, conforme visto na Figura 3.18 (ANNANDALE, 2006, p. 217).

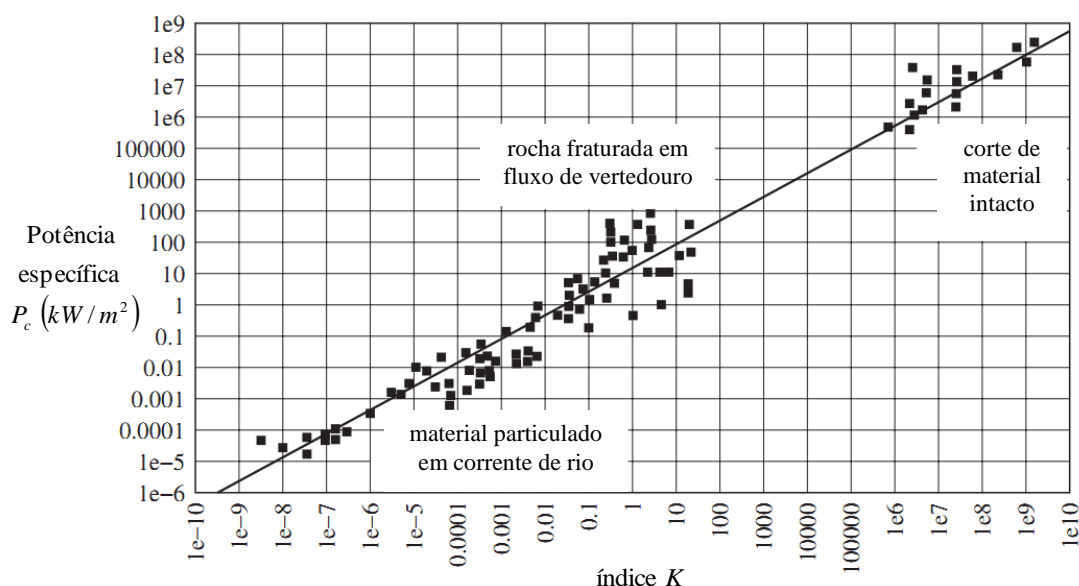


Figura 3.18 – limite de erosão desenvolvido por Kirsten (apud ANNANDALE, 2006, p. 222)

Pode-se notar, na figura anterior (Figura 3.18), que para um mesmo Índice de Erodibilidade, se tratando de rochas fraturadas, a potência específica do escoamento crítico ( $P_c$ ), necessária

<sup>65</sup> ANNANDALE, G. W. Erodibility. **Journal of Hydraulic Research**, 1995, Vol. 33, No. 4, pp. 471-494.

<sup>66</sup> TEMPLE, D. M.; MOORE, J. S. Headcut Advance Prediction for Earth Spillways. **Proc. of ASAE International Winter Meeting**, Atlanta, Paper No. 942540, 1994.

<sup>67</sup> ANNANDALE, G. W. Erodibility. **Journal of Hydraulic Research**, 1995, Vol. 33, No. 4, pp. 471-494.

<sup>68</sup> VAN SCHALKWYK, A.; JORDAAN, J. M.; DOOGE, N. The Erodibility of Different Rock Formations. **Water Research Commission**, Report No. 302/1/95, Pretoria, South Africa, 1995.

<sup>69</sup> KIRSTEN, H. A. D.; MOORE, J. S.; KIRSTEN, L. H.; TEMPLE, D. M. Erodibility Criterion for Auxiliary Spillways of Dams. **ASAE International Meeting**, Phoenix, Arizona Paper No. 962099, 1996.

para erodir o material ficou em até  $10^2$  vezes menor que o estimado pela linha de fronteira, por isso devem-se ter os cuidados necessários para aplicação desta técnica em um projeto, como em qualquer outro método de engenharia que não traga coeficientes de segurança explícitos.

Annandale (2006, p. 223) aumentou a resolução das linhas de fronteira entre a ocorrência de erosão e a resistência do material à erosão. Para isso, o autor dividiu o índice  $K$  entre os materiais com maior facilidade de erosão, isto é, os solos não coesivos ( $K \leq 0,1$ ), separando-os dos materiais com maior resistência ( $K > 0,1$ ), dados pelos solos coesivos com raízes de vegetais até as rochas fraturadas. Os dados usados foram oriundos de observações de protótipos e ensaios com condições próximas às de protótipo. Assim, o autor obteve melhor definição das linhas de fronteira entre os dados de ocorrência e não ocorrência de erosão, as quais determinam a potência crítica do escoamento ( $P_c$ ) que causa erosão no leito. São mostradas a seguir as duas equações propostas pelo autor.

$$P_c = 0,48 \cdot K^{0,44}, \text{ para } K \leq 0,1 \quad (3.25)$$

$$P_c = K^{0,75}, \text{ para } K > 0,1 \quad (3.26)$$

### 3.7 PRIMEIRAS TENTATIVAS DE DESENVOLVIMENTO DE MODELOS COMPUTACIONAIS PARA A PREVISÃO DE FOSSA DE EROSÃO

Bollaert (2002, p. 280) discorre sobre as características dos parâmetros que descrevem o fenômeno de formação da fossa, apresentando uma análise de sensibilidade destes parâmetros e sua influência no processo. O autor conclui que seu modelo de erosão proposto representa uma avaliação abrangente do fraturamento hidrodinâmico de juntas com final fechado e elevação hidráulica dos blocos então formados. Esse modelo foi comparado com o método do Índice de Erodibilidade, permitindo a determinação da sensibilidade do modelo de erosão proposto, em função dos principais parâmetros do método confrontado (BOLLAERT, 2002, p. 296).

Segundo Bollaert e Schleiss (2003a, p. 460), para o impacto do jato ou um ressalto hidráulico em bacias de dissipação, supõe-se que os efeitos da onda transitória no interior das juntas

podem influenciar significativamente a subpressão líquida causadora da elevação hidráulica de lajes ou blocos de rocha, e que constituem em uma modelagem potencial para previsão de erosão do maciço rochoso ou falha de lajes. Essa abordagem parece ser arriscada devido à natureza complexa das fissuras da rocha e devido às características desconhecidas de ondas de pressão que viajam no interior das juntas. Uma análise correta do problema requer um sistema computacional sofisticado, capaz de reproduzir fenômenos violentos de transientes em fluxo bifásico.

Simões e Vargas (2001<sup>70</sup> apud DASGUPTA et al. 2011, p. 435) desenvolveram uma metodologia de modelagem mecânica baseada em um bloco discretizado, envolto hidrodinamicamente pelo fluxo de água dentro das fissuras. Nessa modelagem hidromecânica desenvolvida pelos autores, foi utilizado o método dos elementos finitos no cálculo do fluxo e propagação de onda dentro das fissuras, sendo estas acopladas com elementos discretos para se ter o equilíbrio do bloco.

Com ênfase à interação da flutuação de pressão hidrodinâmica dentro das discontinuidades e à resistência mecânica de uma massa rochosa, Dasgupta et al. (2011, p. 445) abordam em seu trabalho o desenvolvimento de uma metodologia computacional que leva em conta as características do fluxo que impacta sobre a rocha. Esta abordagem computacional proposta utiliza CFD (computational fluid dynamics) e uma modelagem das propriedades geomecânicas da massa rochosa, permitindo a realização de múltiplas análises de sensibilidade, facilitando a diretriz de projetos.

---

<sup>70</sup> SIMÕES, G. F.; VARGAS, E. A. Analysis of Erosion Process Downstream of Spillways in Large Dams. **Proceedings** of the 39th U.S. Symposium in Rock Mechanics. Vol. 2. pp. 959-966. 2001.

## 4 MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo são apresentadas as características do modelo físico utilizado e as condições em que os ensaios foram realizados. São vistas, ao final, as limitações experimentais do presente estudo e as decorrentes simplificações cometidas.

O modelo do presente trabalho vem de encontro às abordagens presentes na bibliografia. Nos estudos encontrados, que propiciam o estado da arte, o comportamento visual de blocos de rocha sob incidência de jato está bem descrito (item 3.5.4). Conforme avaliou Manso (2006, p. 250), a diretriz atual está na obtenção das pressões no entorno dos blocos, em conjunto com seus padrões de movimento observados, o que foi possível aprofundar com o presente trabalho. Outro aspecto abordado é a complexidade das descontinuidades do leito rochoso, que segundo Federspiel et al. (2009, p. 1), ainda carece de um detalhamento. Nesta linha indicada por estes autores, o presente modelo detém uma rede de descontinuidades tridimensional em torno de um bloco, e permite a obtenção das pressões, de maneira simultânea, em diversos pontos na base deste bloco.

### 4.1 CARACTERÍSTICAS DO MODELO

O canal que comporta o modelo é apresentado na Figura 4.1. Este canal possui 40cm de largura e detém ao longo de seu comprimento um espaço para o reservatório de montante ao vertedouro, um espaço para o próprio perfil do vertedouro salto esqui modelado, e um espaço a jusante, para a bacia de dissipação. A estrutura do canal é feita em aço, com painéis laterais em acrílico onde os principais fenômenos de dissipação ocorrem, isto é, o acompanhamento visual do escoamento pode ser feito assim que o jato é lançado no ar. O reservatório de montante é formado devido ao barramento da água pela estrutura do vertedouro posicionada no canal, que está situada entre este reservatório e a bacia de dissipação a jusante. A adução do reservatório de montante do modelo é feita por uma canalização de 300mm e, logo após percorrer o modelo, a água é encaminhada para um reservatório inferior.



Figura 4.1 – estrutura do modelo: reservatório de montante, vertedouro e bacia de dissipação

#### 4.1.1 Reservatório de montante

A água utilizada no modelo é recalçada de um reservatório inferior e chega ao reservatório de montante do modelo com uma velocidade máxima de  $0,8\text{m/s}$ , causando ondulações perceptíveis na superfície. Por isso, tranquilizou-se o fluxo com malhas de madeira, impedindo assim, que esses fenômenos oscilatórios interferissem nas medições do piezômetro que fica  $60\text{cm}$  a jusante deste tranquilizador. A crista do vertedouro vem em seguida, situada  $80\text{cm}$  a jusante deste piezômetro, o qual foi utilizado para conferir a carga hidráulica de montante do vertedouro. Na Figura 4.2 são apresentadas vistas de montante e jusante desse reservatório.

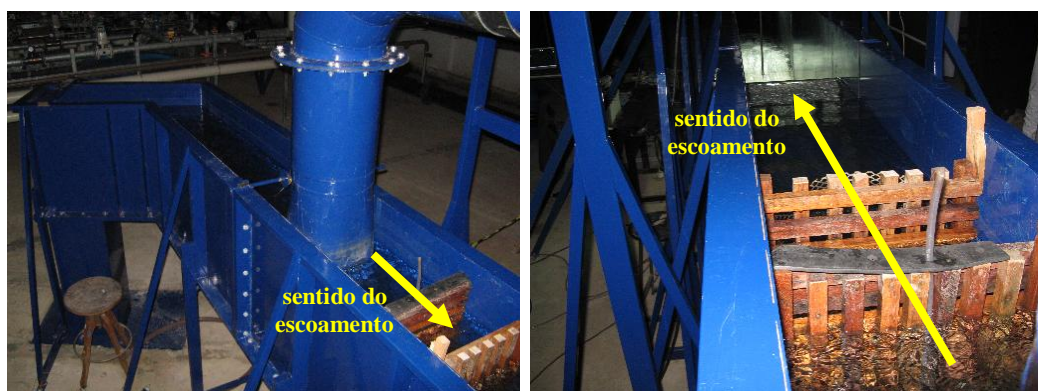


Figura 4.2 – reservatório de montante do modelo

### 4.1.2 Perfil do vertedouro

O vertedouro salto esqui modelado tem um protótipo existente, em escala geométrica cem vezes maior (escala 1:100), pertencente à UHE Luiz Carlos Barreto de Carvalho. Este protótipo não é representado fielmente, pois suas comportas e pilares não foram modelados, além da calha do vertedouro simulado ser uma representação em duas dimensões de um vertedouro real. Por isso, a vazão escoada sobre o perfil do vertedouro é referida em termos de vazão específica, sendo que a superfície vertente tem 40cm de largura, e o comprimento em planta é de 184,5cm. O perfil do vertedouro foi desenvolvido em resina e fibra de vidro, possuindo um perfil Creager na entrada do fluxo com altura da crista de 50cm, e uma concha de lançamento com raio de 20cm e ângulo de lançamento de 42°. A altura do ponto de lançamento do jato em relação à soleira da bacia de dissipação tem 20,8cm, conforme visto na Figura 4.3.

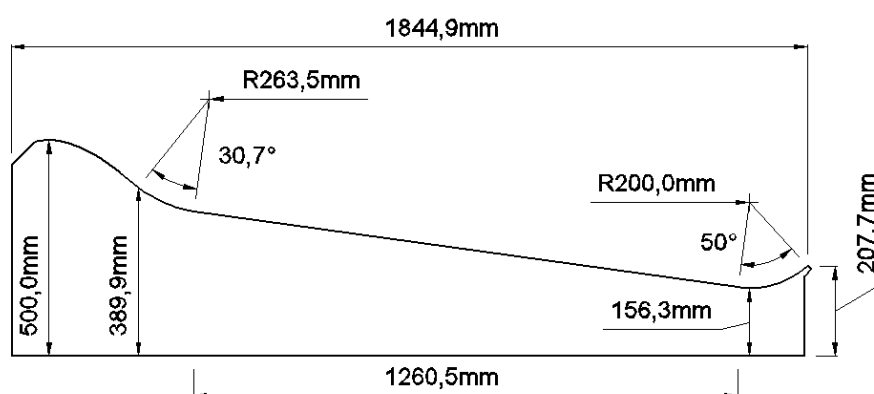


Figura 4.3 – perfil do vertedouro

### 4.1.3 Bacia de dissipação

A bacia de dissipação modelada possui superfície plana, generalizando o fundo de uma fossa de erosão, de onde é possível obter a distribuição de pressão ao longo da soleira ou no interior de juntas expostas em seu leito. A hidrodinâmica de impacto do jato na bacia de dissipação tem diferentes influências: a montante e a jusante do ponto de impacto. Por isso, para a obtenção do nível de montante da bacia de dissipação (ou **altura do poço de acumulação**) foi posicionado um piezômetro a 9cm do pé do vertedouro, enquanto que para a obtenção do nível de jusante da bacia (ou **altura lenta do ressalto**) foi posicionado um piezômetro a 3,9m do pé do vertedouro. Essas alturas de água são identificadas na Figura 4.4.



Figura 4.4 – bacia de dissipação do modelo

Para que fossem obtidos diferentes graus de dissipação de energia do jato no interior do colchão d'água, o controle do nível de água a jusante foi feito com auxílio de uma comporta, a qual possui um eixo que dista 2,2m do piezômetro de jusante da bacia. Esta comporta, vista na Figura 4.5, tem altura máxima de 72cm.



Figura 4.5 – comporta de jusante

Com o intuito de facilitar a posterior análise dos dados, os níveis de jusante da bacia foram ensaiados de modo que os graus de submergência fossem equivalentes a cada vazão ensaiada. Essas submergências ensaiadas no presente estudo variaram do grau zero (ou sem formação de ressalto), até ~2,5 vezes a altura conjugada lenta do ressalto clássico.

Para as condições de escoamento empregadas no modelo do presente trabalho, os ressaltos clássicos ( $S = 1$ ), medidos na bacia de dissipação com fundo plano, ficaram na categoria de ressalto oscilante, com números de Froude lentos na faixa de:  $0,34 < F_2 < 0,38$ , conforme

visto na Figura 3.9. Nesta categoria, segundo Peterka (1974<sup>71</sup> apud TRIERWEILER, 2006, p. 12), o ressalto hidráulico tem um contorno nítido, mas é instável e gera pulsações não periódicas que se propagam para jusante com amplitude quase constante, por um comprimento muito grande.

## 4.2 CONDIÇÕES DE ENSAIO

As vazões impostas ao modelo são aquelas equivalentes ao protótipo ( $Q_{\text{protótipo}}$ ), de: 2.000, 4.000, 6.000, 8.000, 10.000 e 12.000m<sup>3</sup>/s, correspondentes à seção de lançamento do jato. Ou seja, as vazões específicas ensaiadas foram relacionadas com o comprimento do lábio do salto esqui de protótipo e não à crista do vertedouro, a qual é composta por pilares, o que levaria a um comprimento líquido menor. A Tabela 4.1 mostra as condições de ensaio empregadas no vertedouro salto esqui modelado. São elas: as vazões volumétricas vertidas ( $Q$ ) e respectivas vazões específicas ( $q$ ), a carga de montante ao vertedouro ( $H_m$ ), além dos números de Froude ( $F$ ), Reynolds ( $R$ ) e Weber ( $W$ ), calculados na seção de lançamento do jato sem considerar as perdas de energia (sofridas pelo escoamento na calha do vertedouro).

Tabela 4.1 – características dos ensaios

$Q_{\text{protótipo}}$ (m <sup>3</sup> /s)	2.000	4.000	6.000	8.000	10.000	12.000
$Q$ (L/s)	9,4	19,0	28,7	38,3	47,6	57,1
$q$ (m <sup>2</sup> /s)	0,0235	0,0475	0,0718	0,0958	0,1190	0,1428
$H_m$ (m)	0,553	0,584	0,606	0,626	0,644	0,661
$F$	8,74	6,56	5,57	5,01	4,64	4,36
$R$	2,4E+04	4,8E+04	7,2E+04	9,6E+04	1,2E+05	1,4E+05
$W$	29	42	53	62	69	77

<sup>71</sup> PETERKA, A J. **Hydraulic design of stilling basins and energy dissipators**. US Department Interior, Bureau of Reclamation, Engineering Monograph 25, Denver, 1974.



De acordo com Lemos e Ramos (1985<sup>72</sup> apud PINTO, 1994, p. 75), conforme será detalhado em 4.5, a medição das pressões para a menor vazão ensaiada no presente trabalho (9,4L/s) fica prejudicada, sofrendo limitações por efeito de escala nas pressões medidas. Segundo os autores, não há efeito da tensão superficial na obtenção das pressões em modelo com número de Weber acima de 36,5, além de que os efeitos das forças viscosas podem ser desprezados se o número de Reynolds no modelo for superior a  $5 \times 10^4$ . Estas condições podem ser verificadas na tabela anterior (Tabela 4.1).

Apesar de somente as pressões medidas para a vazão ensaiada de 9,4L/s estarem sujeitas a grandes distorções ou efeito de escala, Toombes e Chanson (2007<sup>73</sup> apud PFISTER & HAGER, 2009, p. 468), demonstraram que usando modelos de semelhança geométricos, como o do presente trabalho, a similaridade dinâmica de jatos à superfície livre fica impossibilitada. Conforme visto em 3.3.6, o número de Reynolds e o número de Weber devem ficar numa faixa de, respectivamente:  $1,7 \times 10^5 \leq R \leq 5,2 \times 10^5$  e  $109 \leq W \leq 234$ , para minimizar os efeitos de escala em jatos.

A partir do ponto de emissão do jato, foi observado o desenvolvimento da trajetória no ar até seu ponto de impacto na bacia de dissipação. Neste trabalho, foram obtidas as pressões no local de impacto do jato em três configurações das tomadas de pressão, vistas na Figura 4.6, em que as tomadas de pressão foram posicionadas:

- a) ao longo do eixo do canal da bacia de dissipação, sem juntas;
- b) no fundo das juntas em torno de um bloco (25 blocos), nos locais de incidência do jato na bacia de dissipação;
- c) no fundo de uma cavidade com um bloco (1 bloco), nos locais de incidência do jato na bacia de dissipação.

---

<sup>72</sup> LEMOS, F. O.; RAMOS, C. M. Hydraulic modeling of free jet energy dissipation. In: **SYMPOSIUM on SCALE EFFECTS in MODELLING HYDRAULIC STRUCTURES**, Esslingen am Neckar, Germany, 1987. Proceedings. 2a.ed. Esslingen: Technische Akademie Esslingen /1985 / 1 v. Sec. 7.6, p. 1-5.

<sup>73</sup> TOOMBES, L., CHANSON, H. Free-surface aeration and momentum exchange at bottom outlet. **J. Hydr. Res.**, 2007, 45(1), 100–110.

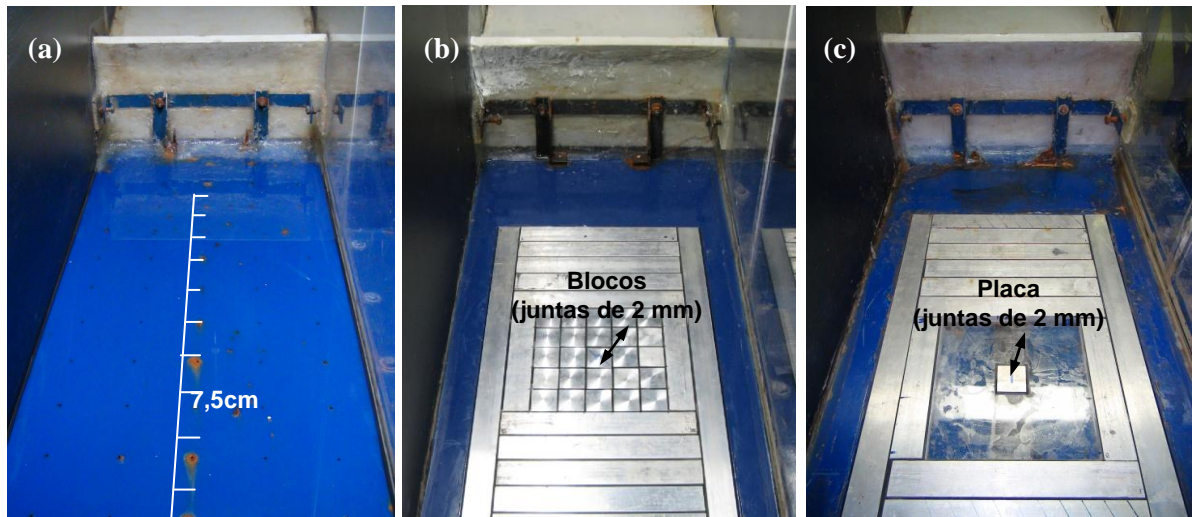


Figura 4.6 – bacia de dissipação com: (a) fundo sem juntas, (b) 25 blocos e (c) placa de acrílico com um bloco

#### 4.2.1 Ensaios com fundo sem juntas

Conforme é detalhado no [Apêndice 2](#), os ensaios foram realizados preliminarmente com o fundo da bacia de dissipação sem juntas. A Figura 4.6a mostra o local do posicionamento das tomadas de pressão, que ficam ao longo do eixo do canal, espaçadas de 7,5 em 7,5cm.

#### 4.2.2 Ensaios com fundo composto por juntas

Para a análise do comportamento das pressões no interior das juntas laterais a um bloco sob incidência do jato de um vertedouro salto esquí, foram feitas adaptações na bacia de dissipação, preliminarmente ensaiada com fundo sem juntas. Com isso, ela foi modificada para fundo rebaixado. Esta área rebaixada da bacia de dissipação, onde foram dispostas as juntas, abrange todos os alcances do jato, isto é, onde há incidência do jato na soleira da bacia de dissipação para as condições de vazão ensaiadas.

Nesta modelagem com juntas, simulando a rocha fraturada, o plano rebaixado (nível negativo) é preenchido por prismas de alumínio ( $\rho_{Al} = 2700\text{kg}/\text{m}^3$ ), pois a massa específica deste material é próxima à da rocha, a qual é aproximadamente de  $2600\text{kg}/\text{m}^3$ . Os prismas mencionados regularizam o nível da bacia para o mesmo nível correspondente aos ensaios preliminares realizados com fundo sem juntas, e são compostos por barras e cubos espaçados

entre si e do fundo por juntas de 2mm<sup>74</sup>, como podem ser vistos na Figura 4.7. Esse preenchimento se dá com as barras dispostas transversalmente ao sentido do fluxo, totalizando 47 prismas. A primeira barra está centrada a 20cm do pé do vertedouro, sendo que a largura de cada prisma é de 31,7mm.

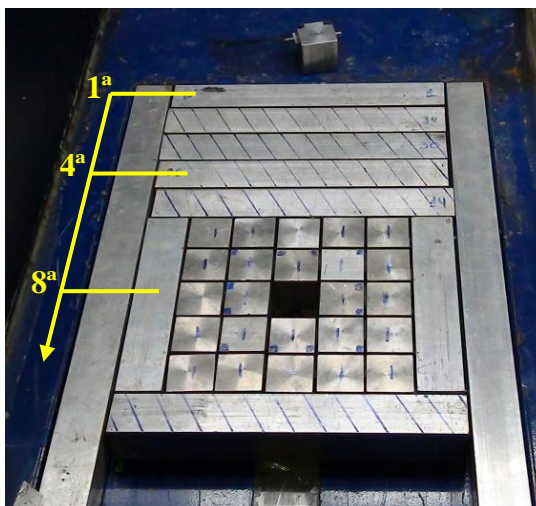


Figura 4.7 – montagem dos blocos com o bloco central na posição de incidência nº 8

A posição do bloco central visto na figura anterior (Figura 4.7) é definida em razão do comprimento de alcance do jato, de seu ponto de lançamento até o ponto em que impacta no fundo da bacia de dissipação sem colchão d'água. Desta forma, essa posição corresponde a uma vazão de jato incidente sem formação de ressalto hidráulico, como detalhado no [Apêndice 2](#).

O local de incidência do jato é função da vazão ensaiada, por isso, para se manter o jato incidindo diretamente sobre o bloco central, deslocou-se a superfície dos 25 blocos ou a placa de acrílico conforme estas diferentes condições. Para cada vazão ensaiada, a respectiva posição de incidência, descrita anteriormente, foi submetida a uma série de ensaios, variando-se a altura lenta do ressalto hidráulico.

O bloco central é instrumentado com um acelerômetro em seu interior e possui movimentação restrita devido à sua ligação a um cabo, o qual pode ser visto na Figura 4.8. Deste modo, o bloco é capaz de vibrar sem que ocorra o seu arrancamento para fora da cavidade pela ação da água.

<sup>74</sup> Conforme visto no [apêndice 6](#), esta espessura modelada é a condição de junta mais favorável para haver arrancamento do bloco pela ação do escoamento.

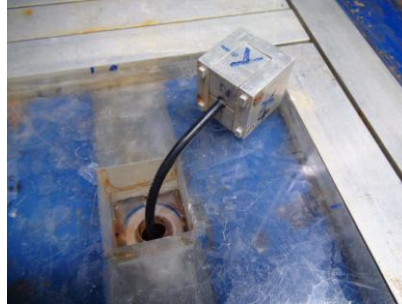


Figura 4.8 – bloco central, instrumentado com um acelerômetro

#### 4.2.2.1 Obtenção das pressões no fundo das juntas em torno de um bloco

Nesta modelagem, a bacia de dissipação foi configurada de modo que a área de maior influência do jato fosse composta por 25 blocos, espaçados por juntas de 2mm (Figura 4.6b). Esses blocos são fixos, com exceção do bloco central, sobre o qual o jato incide diretamente.

Os dados de pressões são obtidos através das tomadas de pressão localizadas no fundo das juntas. Essas tomadas estão situadas em torno do bloco central, e mais uma na parte inferior do mesmo, totalizando 9 tomadas. O posicionamento e identificação das tomadas de pressão são mostrados na Figura 4.9.



Figura 4.9 – posicionamento das tomadas no fundo das juntas, em torno do bloco central

#### 4.2.2.2 Obtenção das pressões no fundo de uma cavidade com um bloco

Nesta modelagem, a bacia de dissipação foi configurada de modo que o bloco central, no qual o jato incide diretamente, não sofresse interferência direta da hidrodinâmica do restante das juntas da bacia de dissipação. Nesta linha, a área composta pelos 25 blocos é substituída por uma placa de acrílico, a qual é delimitadora da cavidade onde o bloco central é disposto

(Figura 4.6c). Esta placa é fixa, enquanto o bloco central, instrumentado com um acelerômetro, tem movimentação restrita dentro da cavidade. A junta que contorna o bloco tem 2mm.

Somam-se 9 tomadas de pressão no fundo da cavidade, 8 delas situadas no perímetro do bloco central e uma na parte inferior do mesmo. O posicionamento e identificação das tomadas de pressão são mostrados na Figura 4.10.



Figura 4.10 – posicionamento das tomadas no fundo da cavidade, em torno do bloco

### 4.3 OBTENÇÃO DE DADOS

A obtenção dos dados de pressão no fundo de uma cavidade, conforme proposto, está sujeita à movimentação de um bloco no interior da mesma, o que causa diferentes relações de bloqueio do fluxo do jato sobre as tomadas de pressão. Sendo assim, devido à ausência de estudos de ergodicidade para tal condição, a amostragem de pressão nos ensaios teve duração de 12 minutos e uma frequência de amostragem de 256 Hz, com o auxílio do programa LabView Signal Express.

Os dados foram obtidos através da placa de aquisição NI USB-6225 da National Instruments. Os valores de tensão reproduzidos por esta placa, e coletados durante os ensaios, foram convertidos em metros de coluna de água (m.c.a.) em função das curvas de calibração de cada transdutor de pressão. A partir desses dados, foram obtidos os parâmetros estatísticos das amostras de pressões instantâneas: pressão média, pressões extremas, desvio padrão, assimetria e curtose.

Os transdutores de pressão utilizados são do modelo Sitron SP96, os quais trabalham na faixa de pressão de -1,53 a +1,53m.c.a., possuindo erro de até 0,5% do fundo de escala, isto é,

$\pm 1,53\text{cm}$ , porém, o erro esperado para a pressão média obtida nos ensaios é menor que 1mm de coluna de água, pois a resposta estática dos transdutores era conhecida antes de cada ensaio através de um processo de calibração, o qual possui esta precisão mencionada. A calibração estática dos transdutores é necessária para se negligenciar o efeito da variação de temperatura entre os dias de ensaio, ou mesmo o efeito da atuação contínua de uma determinada pressão sobre a membrana do transdutor. Já a calibração dinâmica, útil para o conhecimento da resposta dos transdutores a uma determinada frequência de vibração, não foi realizada neste trabalho devido à resposta dinâmica depender majoritariamente dos comprimentos de mangueira utilizados (item 4.6.3), e não do próprio transdutor em si.

Conforme mencionado, a obtenção das pressões junto aos contornos sólidos do modelo foi feita com transdutores conectados aos pontos de tomada de pressão por mangueiras (tubos de nylon). Estes tubos tinham comprimento de 12 a 15cm, diâmetro interno de 2mm e espessura da parede de 0,8mm. Como pode ser visto na Figura 4.11, os transdutores foram dispostos em uma estrutura independente do modelo físico estudado para se reduzir o efeito da transferência por vibração.

O bloco central, instrumentado com um acelerômetro, possui 82g e é ligado a um cabo com diâmetro de 5mm e massa linear de 0,25g/cm. As acelerações e deslocamentos medidos nesse bloco estão fora do escopo do presente trabalho.



Figura 4.11 – ligação das tomadas aos transdutores de pressão

#### 4.4 ENSAIOS COMPLEMENTARES DE EJEÇÃO HIDRODINÂMICA

Para a análise da ejeção de um bloco de rocha por ação hidrodinâmica foram realizados procedimentos adicionais aos detalhados em 4.2.2.2. Nesta outra etapa, foram feitos ensaios

nos quais se colocou um bloco maciço dentro da cavidade da bacia de dissipação, onde, anteriormente, estava posicionado o bloco instrumentado com o acelerômetro. Esse bloco maciço, diferente do bloco instrumentado com o acelerômetro, não possui cabo, portanto, não é impedido de ser arrancado pela ação do escoamento.

Conforme pode ser visto na Figura 4.12, um bloco de alumínio foi inserido em uma cavidade na bacia de dissipação do modelo estudado. Esta cavidade foi deslocada para diferentes condições de incidência do jato em fundo plano (sem fossa), conforme detalhado no [Apêndice 2](#). Segundo Yuditskii (1963, p. 23), que estudou a elevação hidráulica de um bloco, do ponto de vista de ruptura do leito rochoso, no ponto de incidência do jato, as condições mais favoráveis são para os ensaios com escoamentos em fundo plano. Ademais, segundo este autor, como pode ser visto no [Apêndice 6](#), a espessura de juntas utilizadas no modelo do presente trabalho, isto é:  $e_j = 2mm$ , também favorece a elevação hidráulica de blocos.

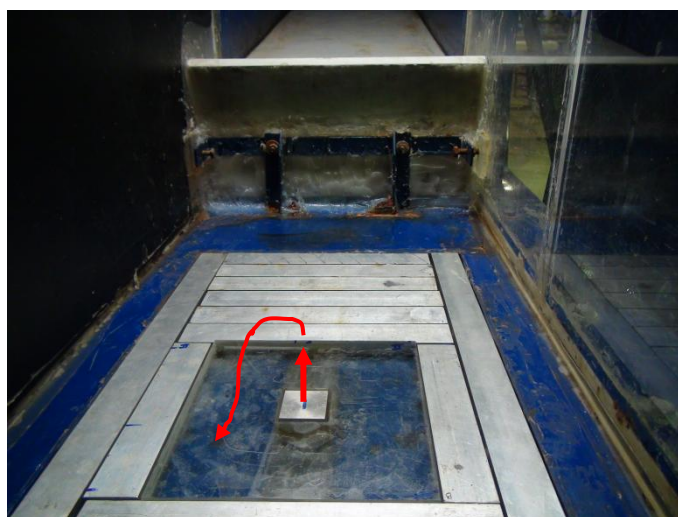


Figura 4.12 – ensaio de ejeção hidrodinâmica: bloco inserido no interior da cavidade, na posição nº 9, ou seja, para incidência do jato na condição de 9,4L/s em modelo

A face inferior do bloco em questão não toca o fundo da cavidade, pois tem quatro espaçadores aderidos em suas extremidades inferiores, os quais originam uma junta inferior de 2mm de espessura. As juntas laterais ao bloco, dentro da cavidade, também têm 2mm de espessura, mas sem espaçadores. Esse bloco, maciço, tem as mesmas dimensões externas do bloco instrumentado com o acelerômetro, porém, possui 86.24g de massa, ou seja, um acréscimo de densidade de 4.87% em relação ao bloco instrumentado com acelerômetro. A altura da fenda, isto é, a distância entre a interface da soleira da bacia de dissipação e o fundo

da cavidade, fica:  $h_j = 3,4\text{cm}$ . As características do bloco maciço (de alumínio) são vistas na tabela (Tabela 4.2) seguinte.

Tabela 4.2 – características do bloco maciço utilizado nos ensaios

Aresta de cubo (cm)	3,175
Volume do cubo (cm <sup>3</sup> )	32,01
Massa específica do alumínio (g/cm <sup>3</sup> )	2,69
Massa do cubo (g)	86,24

Na metodologia de ensaio para a verificação do arrancamento do bloco pela ação do escoamento, o mesmo era posicionado na cavidade depois de estabilizado o regime de escoamento definido, ou seja, para uma dada vazão de vertimento e altura de colchão d'água. Logo depois do bloco posicionado manualmente dentro da cavidade, pressionado-se com o dedo indicador, finalmente, o bloco era solto, o que possibilitava a ocorrência de arrancamento do bloco para certas condições de escoamento. Esse procedimento foi realizado para diversas alturas de colchão, dentre as possíveis de serem ensaiadas para não haver o galgamento da concha de lançamento do vertedouro salto esquí.

#### 4.5 LIMITAÇÕES POR EFEITOS DE ESCALA

Devido a efeitos de escala, alguns aspectos referentes à modelagem do presente trabalho, quanto à sua transposição para protótipo, ficam prejudicados. Por isso, a ciência destes fenômenos é de grande importância, auxiliando a adoção de medidas a favor da segurança para projetos.

Segundo Bollaert (2002, p. 135), cada fase do fluido tem diferentes leis de semelhança predominantes. Por exemplo, a fase líquida muitas vezes faz uso da semelhança de Froude, concentrando-se em uma modelagem correta da razão das forças de inércia com as de gravidade. O diâmetro do jato no momento do impacto é altamente influenciado pela aceleração gravitacional, o que resulta em uma contração do jato, no entanto, o arrastamento de ar é um fenômeno Froude-Reynolds-Weber combinado. As características de aeração de um jato em queda livre são ditadas pelas influências das duas forças opostas: a tensão superficial tende a manter o jato unido e é caracterizada pelo número de Weber, enquanto a



intensidade da turbulência inicial do jato tenta dispersar o jato, conforme rege o número de Reynolds. Além disso, a massa rochosa simulada, estritamente falando, precisa manter corretamente os efeitos de interação da dinâmica de fluidos, que é muito difícil de reproduzir em um modelo. As condições de fluxo pressurizado no interior das fissuras do maciço rochoso devem seguir uma similaridade correta de Strouhal, devido ao seu caráter transitório e ressonante.

Silvio (1970<sup>75</sup> apud LENCASTRE, 1984, p. 90) realizou ensaios sobre jatos em dois modelos semelhantes, com relação de escala de 3 vezes. Ao término do trabalho, o autor relatou que cumprindo-se a Lei de Froude, a influência do número de Weber é significativa, porém o jato menor apresentou-se mais compacto, e dissipou menos energia, portanto, a escala menor atuou a favor da segurança. Melo (2002<sup>76</sup> apud MANSO, 2006, p. 31) mostrou que o aumento da aeração na bacia causa uma redução no carregamento médio medido no fundo. O autor explica que isso se deve à maior dispersão de jatos com maior grau de aeração inicial.

Lemos e Ramos (1985<sup>77</sup> apud PINTO, 1994, p. 75) compararam os resultados obtidos em modelos Froudianos com escalas diferentes. No de redução geométrica em 1:20, onde o número de Weber é 36,5, os efeitos devido à tensão superficial foram considerados irrelevantes, e no de 1:50, onde o número de Weber é de 14,6, observou-se grande efeito de escala devido à ação da tensão superficial. Os autores, então, concluíram que as pressões médias e máximas sofreram grande efeito da tensão superficial no modelo em escala 1:50 ensaiado, e pequena influência da tensão superficial no modelo em escala 1:20 ensaiado, equivalendo a uma variação da ordem de 3-4 vezes inferior no modelo de maior dimensão.

Com relação ao número de Reynolds, Lemos e Ramos (1985<sup>78</sup> apud PINTO, 1994, p. 75) citam através de estudos desenvolvidos por vários autores em modelos e nos correspondentes protótipos, que para número de Reynolds, no modelo, superiores a  $5 \times 10^4$ , os efeitos das forças viscosas podem ser desprezados, não afetando os valores dos parâmetros estatísticos

---

<sup>75</sup> SILVIO, G. Indagine sperimentale sulle condizioni di similitudi di grossi getti liquidi liberamento effluents. *L'Energia Elettrica*, Nº 5, 1970.

<sup>76</sup> MELO, J. F. Reduction of plunge pool floor dynamic pressure due to jet air entrainment. In **Schleiss and Bollaert (eds)**, Rock scour due to falling High-velocity Jets, 2002, Swets and Zeitlinger, Lisse, pp. 125-136.

<sup>77</sup> LEMOS, F. O.; RAMOS, C. M. Hydraulic modeling of free jet energy dissipation. In: **SYMPOSIUM on SCALE EFFECTS in MODELLING HYDRAULIC STRUCTURES**, Esslingen am Neckar, Germany, 1987. Proceedings. 2a.ed. Esslingen: Technische Akademie Esslingen /1985 / 1 v. Sec. 7.6, p. 1-5.

<sup>78</sup> op. cit.

medidos, tanto dos resultados de densidade espectral como para as funções de correlação, para frequências abaixo de 50 Hz.

## 4.6 SIMPLIFICAÇÕES DAS ANÁLISES RELACIONADAS AOS DADOS MEDIDOS

Há alguns aspectos identificados na bibliografia que permitem a adaptação dos dados, obtidos em modelo, para certas condições distintas às ensaiadas. Contudo, esses estudos ainda não estão consagrados, o que leva a incertezas quanto à sua aplicação no presente trabalho. Tendo em vista a não transferência destas incertezas no desenvolvimento do presente trabalho, as correlações vistas aqui não foram aplicadas nas respectivas análises propostas. Ainda assim, recomenda-se o uso das mesmas em situações devidas, desde que, como critério de segurança.

### 4.6.1 Concentração de ar

Melo (2002<sup>79</sup> apud MANSO, 2006, p. 32), baseado nos trabalhos de Kraatz (1965<sup>80</sup>) e Amelung (1996<sup>81</sup>), sugere a fórmula (4.1) para o cálculo das pressões dinâmicas causadas em condições aeradas ( $P_{ar}$ ), as quais foram relacionadas às condições não aeradas ( $P$ ). Nesta fórmula,  $C_{ar}$  é a concentração de ar em uma determinada profundidade do colchão d'água.

$$\frac{P_{ar}}{P} = (1 - C_{ar})^{1,345} \quad (4.1)$$

Segundo Ervine e Falvey (1987<sup>82</sup> apud MANSO, 2006, p. 26), o decaimento da razão  $q_{ar}/q_{água}$ , que expressa a vazão de ar no fluxo do jato que penetra no colchão d'água, dado por  $\beta_y$ , segue um padrão linear, à medida que o jato percorre a distância  $y$  dentro do colchão, conforme a equação (4.2). Onde  $\beta$  é a quantidade de ar arrastada para dentro do

<sup>79</sup> MELO, J. F. Reduction of plunge pool floor dynamic pressure due to jet air entrainment. **In Schleiss and Bollaert (eds)**, Rock scour due to falling High-velocity Jets, 2002, Swets and Zeitlinger, Lisse, pp. 125-136.

<sup>80</sup> KRAATZ, W. Flow characteristics of a free circular water jet. **Proc. of the XXI IAHR**, 1965.

<sup>81</sup> AMELUNG, M. **Auskolung Klufftiger Felssohlen durch Entlastungsstrahlen**. Ph.D. thesis, Technischen Universität Carolo-Wilhelmina, Shaker Verlag, Braunschweig, Germany, 1995. [In German.]

<sup>82</sup> ERVINE, D. A.; FALVEY, H. R. Behavior of turbulent jets in the atmosphere and in plunge pools. **Proc. Of the Institution of Civil Engineers**, pt. 2, 1987, vol. 82, 295-314.

colchão d'água e  $L_D$  é o comprimento máximo de penetração das bolhas de ar dentro do colchão.

$$\beta_y = 3,12 \cdot \beta \cdot \left(1 - \frac{y}{L_D}\right) \quad (4.2)$$

O exposto pode ser aplicado na transposição dos dados de pressões dinâmicas médias, obtidas no presente trabalho para um protótipo, favorecendo a segurança, pois o protótipo detém, naturalmente, maior aeração. Em razão disso, no presente trabalho, os efeitos causados nas pressões médias pela aeração do jato serão negligenciados.

#### 4.6.2 Inclinação do jato incidente na soleira

Kerman-Nejad et al. (2011, p. 1167) investigaram as variações na pressão dinâmica medida por transdutores de pressão para diferentes inclinações de incidência do jato em uma superfície. As tomadas de pressão foram dispostas em uma superfície inclinável, na qual o jato incidia após percorrer um trajeto pelo ar, o qual era similar ao de um vertedouro salto esqui.

Observando os dados fornecidos pelos autores, desenvolveu-se fórmulas de ajuste no [Apêndice 1](#), dadas por (4.3) e (4.4), para possível correção dos valores de pressão dinâmica e de desvio padrão, respectivamente. Nestas fórmulas propostas,  $\theta_0$  é o ângulo de incidência do jato sobre a superfície, além de somente serem válidas para jatos que incidem diretamente sobre a superfície, isto é, sem colchão d'água. Desta forma, elas podem ser usadas para a obtenção da energia cinética axial ao fluxo do jato, além da turbulência axial, conforme são convertidas para a situação de incidência a  $90^\circ$ , respectiva à pressão média  $P_{i,90^\circ}$  e ao desvio padrão  $\sigma_{i,90^\circ}$ .

$$\frac{P_{i,\theta_0}}{P_{i,90^\circ}} = \frac{(0,59 \cdot \theta_0 - 0,04)}{(1 - 0,80 \cdot \theta_0 + 0,47 \cdot \theta_0^2)} \quad (4.3)$$

$$\frac{\sigma_{i,\theta_0}}{\sigma_{i,90^\circ}} = \left( \frac{1,13}{1 + 107,6 \cdot \exp(-4,25 \cdot \theta_0)} \right)^{\frac{1}{3,5}} \quad (4.4)$$

Aki (1969<sup>83</sup> apud CASTILLO, 1989, p. 44) fornece uma fórmula (4.5) desenvolvida para um jato inclinado, incidindo sobre uma interface plana. A partir desta fórmula, podem ser corrigidos os valores de energia cinética de jatos com incidência inclinada, convertendo-os para a pressão dinâmica na soleira com:  $\theta_0 = 90^\circ$ . Esta fórmula (4.5) é conservativa em relação à equação A.1, conforme pode ser visto em gráfico comparativo no [Apêndice 1](#).

$$\frac{P_{i,\theta_0}}{P_{i,90^\circ}} = \text{sen}^2(\theta_0) \quad (4.5)$$

Schauer e Eustis (1963<sup>84</sup> apud PINTO, 1994, p. 108) propõem uma fórmula (4.6) que foi criada para o desenvolvimento de um jato com interface ar-ar, isto é, para um jato de ar que percorre e se difunde em uma camada de ar, incidindo posteriormente sobre um plano sólido. Nesta fórmula,  $P_{d,\theta_0}$  é a pressão dinâmica na soleira, atenuada devido à difusão do jato,  $P_{i,90^\circ}$  é a pressão dinâmica do jato incidindo à  $90^\circ$ , sem atravessar a camada de ar dada por  $y_2$ , e  $B$  é a espessura do jato no bocal de emissão, isto é, anteriormente ao atravessar a camada de ar. Esta fórmula foi recomendada por Xu-Duo-Ming e Yu-Chang-Zhao (1983<sup>85</sup> apud PINTO, 1994, p. 127) para uso em uma situação equivalente: o mergulho de um jato de água em um colchão de água.

$$\frac{P_{d,\theta_0}}{P_{i,90^\circ}} = 8 \cdot \text{sen}(\theta_0) \cdot \frac{B}{y_2} \quad (4.6)$$

### 4.6.3 Alteração no desempenho das medições de pressão devido à tubagem

Fazem-se necessárias ligações dos transdutores às tomadas de pressão usando tubos quando, por exemplo, a discretização das tomadas de pressão torna estes pontos de coleta de dados

<sup>83</sup> AKI, Schuichi. Estudio de la eficiencia de los colchones de agua en relación a los chorros libres. **J. INST. INVESTIGACIÓN de las CENTRALES HIDROELÉCTRICAS**, 1969.

<sup>84</sup> SCHAUER, J. J.; EUSTIS, R. H. The flow development and heat transfer characteristics of plane turbulent impinging jets. **Tech. Rep., Dept. Mech. Eng.**, Stanford, CA, 1963.

<sup>85</sup> XU-DUO-MING; YU-CHANG-ZHAO **Pressão no fundo de um canal devido ao choque de um jacto plano, e suas características de flutuação**. Tradução do chinês por J. A. Pinto de Campos, Lisboa, 1983.

muito próximos uns dos outros. Isto causa, portanto, uma limitação física do posicionamento das cabeças dos transdutores diretamente (sem tubos) nos pontos de tomada de pressão.

Doebelin (1990, p. 473) salienta que o máximo desempenho dinâmico somente é alcançado quando o transdutor de diafragma embutido é posicionado diretamente sobre o ponto em que uma medida de pressão é procurada. Qualquer tubagem de ligação ou câmaras de volume, conforme pode ser visto na Figura 4.13, irá reduzir o desempenho de alguma forma.

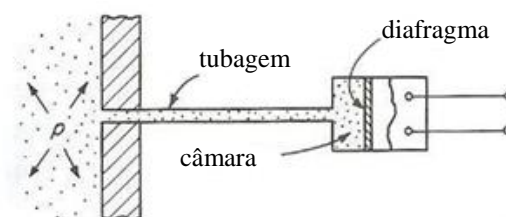


Figura 4.13 – sistema de ligação com tubagem e câmara de volume intrínseca ao transdutor (DOEBELIN, 1990, p. 473)

Trierweiler (2006, p. 55) fez um estudo sobre a influência da utilização de tubagem de ligação em transdutores como complemento ao seu trabalho com ressaltos hidráulicos sobre uma superfície plana. Segundo alertou Lopardo (1986<sup>86</sup>, apud TRIERWEILER, 2006, p. 65), o comprimento do conduto influencia os resultados obtidos em medições de pressão nestas condições de escoamento.

Para avaliar a efeito da utilização de condutos flexíveis em medições de pressão em ressalto hidráulico, Trierweiler (2006, p. 55-56) investigou a influência de diferentes materiais, diâmetros e comprimentos de conduto. Os comprimentos analisados foram de 5, 10, 25, 50, 100, 150 e 200cm.

Ao analisar o desvio padrão e os valores extremos de pressão, Trierweiler (2006, p. 65) verificou influências significativas do comprimento e do diâmetro do conduto utilizado sobre os resultados. Essas diferenças se manifestaram com maior amplitude quando foram utilizados os condutos de nylon (diâmetro interno de 2mm), os mesmos utilizados no presente trabalho. A Figura 4.14 e a Figura 4.15 apresentam, respectivamente, o desvio padrão da amostra de pressão e os valores extremos de pressão obtidos, pelo autor citado, para um ressalto hidráulico com número de Froude igual a 5,0. Como foi observado por Trierweiler

<sup>86</sup> LOPARDO, R. A. Apunte sobre fluctuaciones macroturbulentas de presión, medición, análisis y aplicación al resalto hidráulico. In: **APOSTILA DO CURSO DE TURBULÊNCIA, CAVITAÇÃO E AERAÇÃO DE FENÔMENOS HIDRÁULICOS**. São Paulo, 45 p., 1986.

(2006, p. 65), ocorre uma repentina amplificação no sinal para os condutos curtos, enquanto o desvio padrão e os valores extremos da amostra tendem a apresentar menores amplitudes quando o comprimento do tubo de nylon é maior, para todas tomadas de pressão avaliadas no ensaio mostrado.

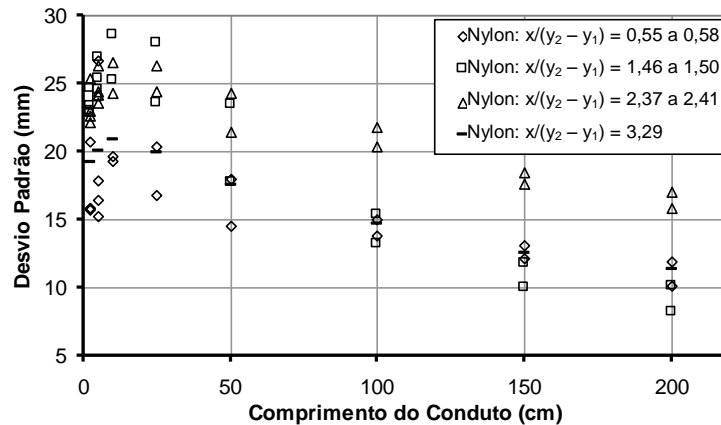


Figura 4.14 – variação do desvio padrão em função do comprimento do conduto de nylon para três posições ao longo do ressalto hidráulico (TRIERWEILER, 2006, p. 66)

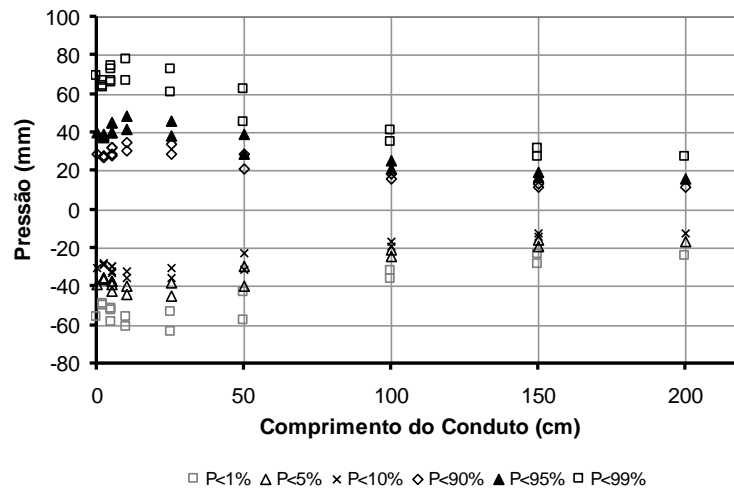


Figura 4.15 – pressões extremas em função do comprimento do conduto de nylon,  $x/(y_2 - y_1) = 1,50$  (TRIERWEILER, 2006, p. 66)

Conforme este estudo retirado da bibliografia, para os comprimentos de conduto utilizados no presente trabalho, que ficaram entre 12 e 15cm, a pressão média obtida não sofre distorção, porém há forte indício de que os valores de desvio padrão medidos estão amplificados. Desta forma, a intensidade de flutuação de pressão junto às superfícies estão a favor da segurança em relação aos valores que realmente ocorreriam sem tubagem. Vale ressaltar que o estudo

realizado por Trierweiler (2006) diz respeito à condição de ressalto hidráulico a jusante de comporta. Esta condição vem a ser menos complexa que a condição do presente trabalho, onde as tomadas de pressão estão posicionadas no fundo de juntas em uma bacia de dissipação plana, com incidência de um jato de um vertedouro salto esqui, e ainda com formação de ressalto hidráulico.

#### **4.6.4 Interferência da vibração da estrutura do modelo**

Outro aspecto importante com respeito à aquisição de dados é a vibração da própria estrutura do modelo. Quanto maior é a força do jato sobre a soleira da bacia de dissipação, aumentam as chances de serem transmitidas vibrações significativas, da estrutura do modelo, aos instrumentos de medição, como os transdutores (BORGHEI e ZARNANI, 2008, p. 1). Por isso, modelagens que utilizam velocidades próximas às de protótipo devem ter um cuidado especial neste aspecto.

No presente trabalho, uma análise desse tipo não foi realizada, além do mais, esse tipo de distorção não afeta o valor médio da amostra de pressão, contudo, deve aumentar seu desvio padrão. Para um estudo desse tipo, um acelerômetro deveria ser posicionado na estrutura do modelo, com isso, seriam localizadas as frequências dominantes de vibração da mesma, e então, através de uma comparação dos espectros de potência das amostras de dados, seriam propostos os devidos ajustes.

## 5 CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO ANTES DO IMPACTO DO JATO NO COLCHÃO D'ÁGUA

Neste capítulo, são apresentadas as características do escoamento à superfície livre, tanto do fluxo que percorre a calha do vertedouro, como da trajetória do jato no ar, isto é, anteriormente ao mergulho do jato no colchão d'água. Nesta etapa, o ar é arrastado para dentro do escoamento devido à turbulência do fluxo que emana na superfície livre. A proporção de ar que entra no colchão d'água é capaz de influenciar significativamente o comportamento do jato, isto é, repercutindo no processo de dissipação e conseqüentemente sobre os esforços causados no o leito da fossa, os quais serão estudados no [capítulo 6](#).

Primeiramente, no presente capítulo, é mostrada a capacidade de dissipação de energia da estrutura extravasora do vertedouro salto esquí, isto é, avaliando-se as características do jato no momento anterior à sua entrada no colchão d'água ou impacto diretamente na soleira da bacia de dissipação (sem colchão d'água). Após, identificando-se as variáveis envolvidas nesse processo de perda de energia, é proposto um modelo para a contabilização da perda de energia nas diferentes fases do escoamento à superfície livre: na calha do vertedouro e no fluxo do jato lançado. Finalmente, são abordados aspectos importantes sobre a balística de jatos, os quais têm influência no desenvolvimento da fossa de erosão. Os parâmetros citados neste capítulo estão reunidos no [Anexo 1](#).

### 5.1 CAPACIDADE DE DISSIPACÃO DE ENERGIA DE VERTEDOUROS SALTO ESQUI

A capacidade de dissipação de energia do vertedouro salto esquí, antes da entrada do jato no colchão d'água, ou do impacto direto no leito, pode ser estimada através da contabilização da perda de energia nas diferentes fases do escoamento. A energia residual neste caso depende de diferentes fatores, tais como: comprimento da calha, cota de posicionamento da concha, raio da concha e ângulo de lançamento. A comparação deste tipo de informação com outros tipos de vertedouros/dissipadores é de extrema importância, já que pode auxiliar na definição do tipo de extravasor mais apropriado às condições do projeto.



Conforme Tozzi e Brighetti (1993<sup>87</sup> apud SANAGIOTTO, 2003, p. 26-27), a energia residual teórica na bacia de dissipação ( $H_{1,r}$ ) é dada pela expressão (5.1) vista abaixo, onde  $\alpha_1$  é o coeficiente de Coriolis, adotado igual a 1,10 pelos autores. Segundo metodologia empregada, a energia residual pode ser obtida através da medição da profundidade conjugada lenta do ressalto ( $y_{2,s=1}$ ), conforme visto em 3.4.2. Então, através da equação (3.13) de Bélanger, obtém-se a profundidade rápida do ressalto ( $y_1$ ) a qual é aplicada na expressão (5.1).

$$H_{1,r} = y_1 + \alpha_1 \cdot \frac{q^2}{2 \cdot g \cdot y_1^2} \quad (5.1)$$

Pegram et al. (1999<sup>88</sup> apud SANAGIOTTO, 2003, p. 32) disponibilizam algumas fórmulas para valores de protótipo – de energia residual –, para vertedouros com calha lisa e calha em degraus, relativas aos modelos vistos na Tabela 5.1. Além destas fórmulas citadas, também foi desenvolvida, no presente trabalho, uma fórmula com os dados medidos em um modelo de vertedouro em degraus fornecidos por Borja (2009, p. 59), conforme metodologia citada anteriormente. Por último, nesta tabela (Tabela 5.1), está a fórmula desenvolvida com os dados obtidos no presente trabalho, isto é, para um vertedouro salto esquí.

Tabela 5.1 – energia residual, para valores de protótipos, relativas aos modelos listados

<b>lisa, 1:10</b> (Pegram et al., 1999)	$H_{1,r} = 12,7 \cdot y_2^{0,392}$	(5.2)
<b>lisa, 1:20</b> (Pegram et al., 1999)	$H_{1,r} = 11,6 \cdot y_2^{0,634}$	(5.3)
<b>degraus, h=5cm, 1:10</b> (Pegram et al., 1999)	$H_{1,r} = 4,42 \cdot y_2^{0,685}$	(5.4)
<b>degraus, h=10cm, 1:20</b> (Pegram et al., 1999)	$H_{1,r} = 5,35 \cdot y_2^{0,692}$	(5.5)
<b>degraus, h=6cm, 1:10</b> (Borja, 2009)	$H_{1,r} = 4,31 \cdot y_2^{0,696}$	(5.6)
<b>salto-esqui, 1:100</b> (presente trabalho)	$H_{1,r} = 2,01 \cdot y_2^{0,942}$	(5.7)

<sup>87</sup> TOZZI, M. J.; BRIGHETTI, G. Energia residual no pé de vertedouros com degraus. Revista Brasileira de Engenharia, Caderno de Recursos Hídricos, Rio de Janeiro : **ABRH**, v 11, n. 2 p. 49-61, Dez. 1993.

<sup>88</sup> PEGRAM, G. G. S.; OFFICER, A. K.; MOTTRAM, S. R. Hydraulics of skimming flow on modeled stepped spillways. Journal of Hydraulic Engineering, **ASCE**, New York, v.125, n. 5 p.500-510, May 1999.

A fim de comparar a capacidade dissipadora dos diferentes vertedouros listados anteriormente, suas fórmulas de protótipo foram calculadas utilizando as mesmas condições de escoamento. Sendo assim, foram utilizados os valores das alturas lentas do ressalto ( $y_{2,S=1}$ ) respectivas ao modelo do presente trabalho para estas fórmulas, sendo convertidas para a escala do devido protótipo. Após o cálculo da energia residual ( $H_{1,r}$ ) de protótipo para cada uma das fórmulas, os valores de  $H_{1,r}$  foram convertidos para a escala de modelo do respectivo protótipo, para fins de comparação. Os resultados são mostrados na Figura 5.1.

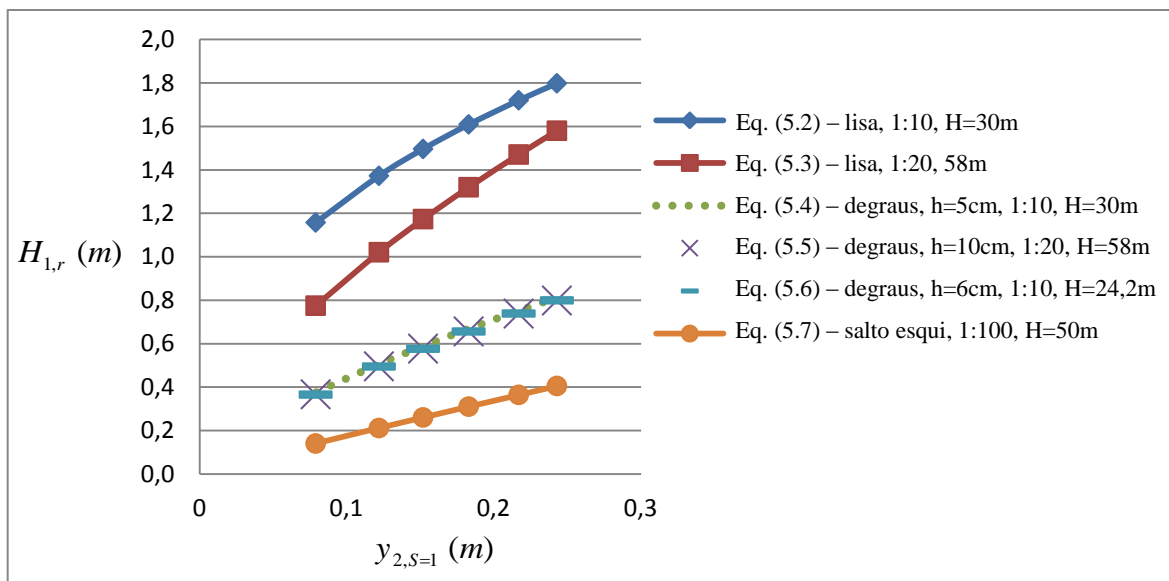


Figura 5.1 – comparação da capacidade dissipadora de diferentes tipos de vertedouros

Com isso, as alturas conjugadas lentas ( $y_{2,S=1}$ ) mostradas no gráfico, caracterizam as energias de jusante para cada vazão específica modelada no presente trabalho. Sendo assim, pode-se perceber, por exemplo, que para uma mesma vazão escoada, a energia residual ( $H_{1,r}$ ) a jusante de um vertedouro de calha lisa é maior que a oriunda de um vertedouro salto esqui, portanto, as alturas rápidas ( $y_1$ ) são menores no vertedouro de calha lisa do que no vertedouro salto esqui. A partir desta análise, conclui-se que a estrutura vertedora deste último é capaz de dissipar maior quantidade de energia que o primeiro, isto é, anteriormente à dissipação de energia no colchão d'água a jusante do vertedouro.

Para permitir a avaliação da energia do escoamento na base do vertedouro salto esqui, ou seja, a energia residual ( $H_{1,r}$ ) remanescente da energia de montante ( $H_m$ ), compararam-se os

valores obtidos no presente trabalho com os valores de vertedouros em degraus retirados de Sanagiotto (2003, p. 34-35), conforme visto na Figura 5.2. A autora cita as fórmulas (5.8) e (5.9), as quais foram propostas por Povh (2000<sup>89</sup>). Estas fórmulas foram tomadas como base no ajuste dos dados do presente trabalho para um vertedouro salto esquí, resultando nas fórmulas (5.10) e (5.11).

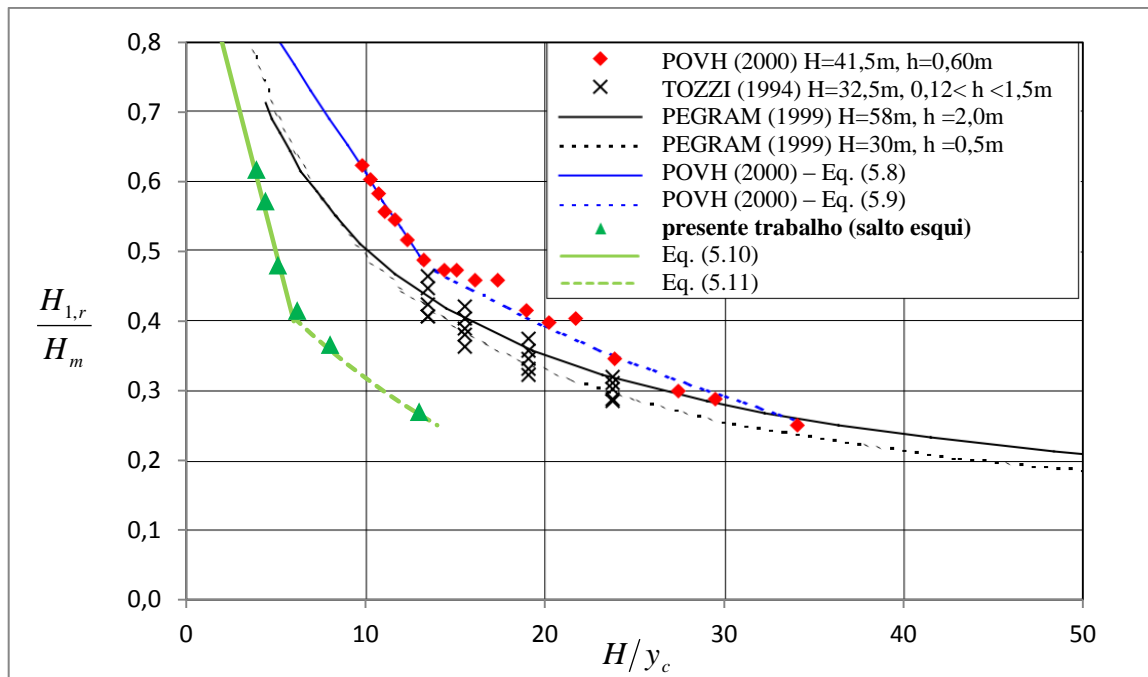


Figura 5.2 – avaliação da energia do escoamento no pé de vertedouros em degraus e após a incidência do jato a jusante do vertedouro salto esquí modelado no presente trabalho (adaptado de SANAGIOTTO, 2003, p. 35)<sup>90, 91 e 92</sup>.

Equações de Povh (2000<sup>93</sup> apud SANAGIOTTO, 2003, p. 34-35) para um vertedouro em degraus:

$$\frac{H_{1,r}}{H_m} = 1 - 0,039 \cdot \frac{H}{y_c}, \text{ para } H/y_c \leq 13,25; \quad (5.8)$$

$$\frac{H_{1,r}}{H_m} = 0,719 \cdot e^{-0,03 \frac{H}{y_c}}, \text{ para } 13,25 \leq H/y_c \leq 34,05. \quad (5.9)$$

<sup>89</sup> POVH P. H. **Avaliação da Energia Residual a Jusante de Vertedouros em Degraus com fluxo em Regime Skimming Flow**. Dissertação de mestrado, 141p, 2000.

<sup>90</sup> op. cit.

<sup>91</sup> TOZZI, M. J. Residual energy in stepped spillways. **Water Power and Dam Constr**, May, 1994, pp. 32-34.

<sup>92</sup> PEGRAM, G. G. S.; OFFICER, A. K.; MOTTRAM, S. R. Hydraulics of skimming flow on modeled stepped spillways. **Journal of Hydraulic Engineering, ASCE**, New York, v.125, n. 5 p.500-510, May 1999.

<sup>93</sup> op. cit.

Equações para o vertedouro salto esqui modelado no presente trabalho:

$$\frac{H_{1,r}}{H_m} = 1 - 0,1 \cdot \frac{H}{y_c}, \text{ para } H/y_c \leq 6; \quad (5.10)$$

$$\frac{H_{1,r}}{H_m} = 0,58 \cdot e^{-0,06 \cdot \frac{H}{y_c}}, \text{ para } 6 \leq H/y_c \leq 13. \quad (5.11)$$

Nota-se que há uma coincidência entre a tendência obtida por Povh (2000) e a tendência dos dados do presente trabalho, onde o decaimento da energia residual, em mudança brusca, deixa de ser linear, tornando-se exponencial para as vazões pequenas. No caso do presente trabalho, isto ocorreu para um número de Froude aproximadamente igual a 5,5 e, dependendo das dimensões dos modelos, este fenômeno pode ser caracterizado como um efeito de escala devido à quebra da tensão superficial da água. Este fenômeno ocorre para os jatos livres com maior velocidade e, no caso de vertedouros em degraus, é ainda mais complexo, pois a quebra da tensão superficial é induzida pela turbulência gerada nos degraus.

Para concluir esta etapa do trabalho, tem-se que a capacidade de dissipação de energia de um vertedouro salto esqui foi verificada. A energia residual deste tipo de vertedouro foi comparada com as de outros tipos de vertedouros encontrados na bibliografia. Vale ressaltar que, para a obtenção da energia residual não é considerada a perda de energia sofrida a jusante do fluxo supercrítico de entrada no ressalto, ou seja, a perda de energia adicional do sistema de dissipação é negligenciada, seja na bacia de dissipação ou na fossa de erosão.

É importante notar que os resultados obtidos no presente trabalho foram para um modelo de vertedouro salto esqui sem a utilização de comportas, isto é, um vertedouro salto esqui de soleira livre. A alta capacidade de suportar vazões elevadas por unidade de comprimento da crista é uma característica de vertedouros salto esqui, porém, a carga hidráulica sobre a crista é alta nestes casos. Se tratando deste tipo de vertedouro, em comparação com outro tipo que tenha maior comprimento efetivo de vertimento, o posicionamento da cota da crista do vertedouro salto esqui deverá estar abaixo da cota da crista deste outro tipo de vertedouro. Desta forma, quando a elevação da cota da crista da barragem é inviável, utilizam-se vertedouros com comportas, a fim de reter maior carga hidráulica na barragem.

## 5.2 VARIÁVEIS ENVOLVIDAS NO PROCESSO DE PERDA DE ENERGIA

Nesta parte do trabalho, são abordados os aspectos a serem considerados no processo de perda de energia anterior ao mergulho do jato no colchão d'água. De acordo com Wallis (1969<sup>94</sup>), citado por Castillo (1989), e posteriormente por Pinto (1994, p. 68), quando se deseja estudar o lançamento de jatos turbulentos em modelos hidráulicos construídos de acordo com a semelhança de Froude, um dos aspectos importantes que deve ser analisado é a condição de simulação do estado do jato na região da incidência no colchão d'água, ou na própria soleira de jusante, isto é, o grau de concentração ou dispersão do mesmo. Pois, dadas as propriedades físicas do jato na seção de incidência, o campo de pressões transferidas para o fundo da bacia de dissipação pode variar.

### 5.2.1 Arrastamento de ar para o interior do jato

Para uma travessia de um jato de água no ar, a velocidade do ar na interface ar-água deve ser igual à velocidade da água. Assim, a transferência de quantidade de movimento do jato é necessária para acelerar uma certa massa de ar. Dodu (1957<sup>95</sup> apud TOOMBES & CHANSON, 2007, p. 106) observou que a espessura exterior do jato que mobiliza o ar é relativamente pequena, e que o volume de ar mobilizado é o mesmo da água que o envolve. Nesta camada, o ar parte do repouso até a velocidade do jato. O autor afirma que, a partir destas trocas, a quantidade de movimento perdida pelo jato é desprezível, e que a velocidade do jato devido ao contato com o ar sofre uma pequena redução de 0,12%.

Com o exposto acima, a taxa de arrastamento de ar ao longo da trajetória do jato ( $\beta$ ), dada por  $\beta = q_{ar}/q_{água}$ , pode ser simplificada se forem adotadas as mesmas velocidades do fluxo de água e de ar. Com isso, a taxa fica:  $\beta = y_{ar}/y_{água}$ , onde,  $y_{ar}$  é a altura equivalente de coluna de ar e  $y_{água}$  é a altura equivalente de água. Sendo a concentração média de ar no escoamento ( $\bar{C}_{ar}$ ) definida pela equação (5.12). A mesma pode ser obtida por  $\beta$ , através da equação (5.13).

<sup>94</sup> WALLIS, B. G. **One-dimensional two phase flow**. New York: McGraw-Hill, 1969.

<sup>95</sup> DODU, J. Etude de la Couche Limite d'Air autour d'un Jet d'Eau à Grande Vitesse. **Proceedings** of the 7<sup>th</sup> IAHR Congress, 1957, Lisbon, Portugal, paper D6.

$$\bar{C}_{ar} = \frac{y_{ar}}{y_{\acute{a}gua} + y_{ar}} \quad (5.12)$$

$$\bar{C}_{ar} = \frac{\beta}{1 + \beta} \quad (5.13)$$

O processo de entrada de ar na interface inferior do jato é afetado pela repentina mudança de tensão cisalhante e da componente da turbulência perpendicular a essa interface quando o jato deixa a calha do vertedouro. A interação entre a recirculação de ar dentro da cavidade e o efeito do gradiente de pressões entre as interfaces superior e inferior do jato são fatores que aumentam a complexidade do mecanismo de aeração de um jato curvo (CHANSON, 1988, p. 105).

A interface entre o fluxo bifásico ar-água e a atmosfera é definido pela isolinha de concentração de ar  $C_{ar} = 90\%$ . Dados de modelos e protótipos mostram claramente que o fluxo bifásico ar-água se comporta como uma mistura homogênea para concentrações de ar menores de 90%. Dentro desta condição, não há diferença marcante entre a **região exterior** ( $C_{ar} > 0,6$ )<sup>96</sup>, em que as gotas de água estão envolvidas em ar, e a **região interior** do fluxo ( $C_{ar} < 0,4$ )<sup>97</sup>, onde as bolhas de ar estão cercadas por água (CAIN, 1978<sup>98</sup>; CHANSON, 1988 & WOOD, 1991<sup>99</sup> apud CHANSON, 1995, p. 69). Cain (1978 apud CHANSON, 1995, p.69) justificou o uso da profundidade  $y_{90}$  pela equação de continuidade para um fluido monofásico.

Segundo Chanson (1988, p. 63), em jatos lançados no ar a partir de uma calha de vertedouro, a superfície inferior do fluxo, que antes do lançamento era delimitada pelo contorno sólido da calha, a partir do lançamento, se transforma em uma interface ar-água. Assim como a superfície livre superior, a superfície livre inferior do jato também está sujeita à incipiência de ar, o que leva à necessidade de representação destas duas interfaces entre o fluxo bifásico e a atmosfera, pela adoção de isolinhas: uma superior e outra inferior. Então, conforme é visto na equação (5.14), a espessura característica do jato ( $d$ ) fica definida entre as interfaces  $y_{90,lower}$

<sup>96</sup> CHANSON, 1988, p. 30.

<sup>97</sup> op. cit.

<sup>98</sup> CAIN, P. **Measurements within Self-Aerated Flow on a Large Spillway**. Ph.D. Thesis, Ref. 78-18, Dept. of Civil Engrg., Univ. of Canterbury, Christchurch, New Zealand, 1978.

<sup>99</sup> WOOD, I. R. Air Entrainment in Free-Surface Flows. **IAHR Hydraulic Structures Design Manual No. 4**, Hydraulic Design Considerations, Balkema Publ., Rotterdam, The Netherlands, 149 pages, 1991.

e  $y_{90,upper}$ , em função da variação de concentração de ar ( $C_{ar}$ ) entre as elas. A equação (5.14) pode ser simplificada para a equação (5.15), onde a concentração de ar média do fluxo é dada por  $\bar{C}_{ar}$ . Vale ressaltar que em jatos oriundos de um salto esquí, onde uma cavidade de ar é formada abaixo do jato, existe uma condição atmosférica diferenciada entre as superfícies superior e inferior do jato.

$$d = \int_{y_{90,lower}}^{y_{90,upper}} (1 - C_{ar}) dy \quad (5.14)$$

$$d = (1 - \bar{C}_{ar}) \cdot (y_{90,upper} - y_{90,lower}) \quad (5.15)$$

A figura abaixo mostra as extremidades dispersas de um jato lançado por um defletor, e a aeração não homogênea do jato, onde a altura atingida pelo jato está em função do comprimento alcançado pelo mesmo relativo ao comprimento de quebra de seu núcleo. A distribuição da concentração de ar foi obtida através de uma sonda de fibra ótica (PFISTER & HAGER, 2009, p. 470).

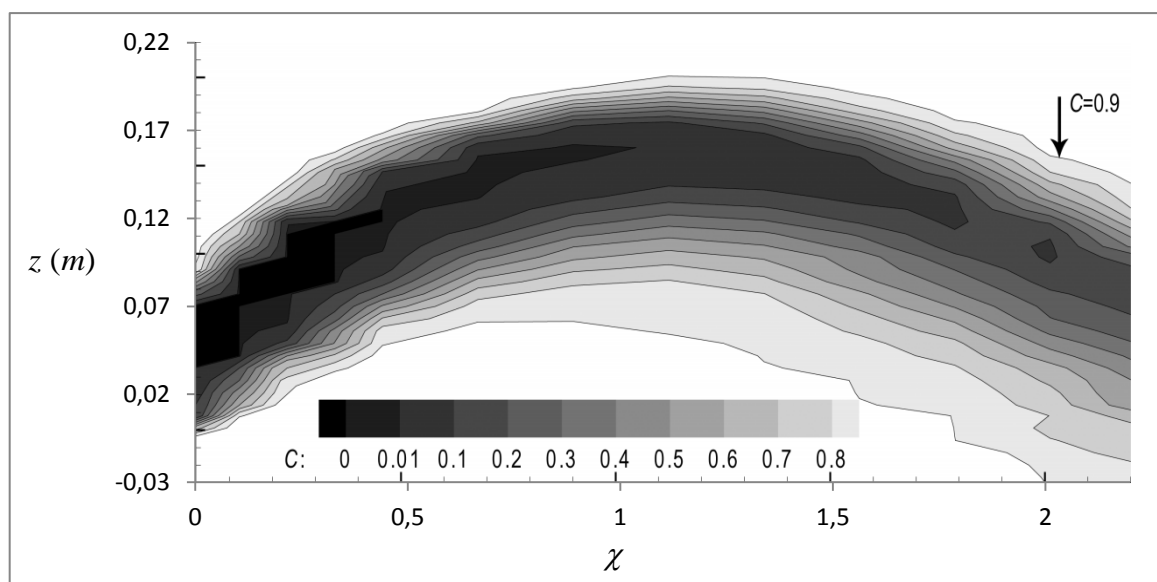


Figura 5.3 – distribuição da concentração de ar de um jato a jusante de um defletor (PFISTER & HAGER, 2009, p. 470)

Lencastre (1984, p. 88) explica que a ondulação inicial devida à tensão superficial vai aumentando conforme o jato percorre o ar, e origina uma zona de turbulência pelo arrastamento de ar que acaba atingindo a zona central do jato. Quanto a distância percorrida

pelo jato é grande, o jato deixa de ter uma estrutura maciça para ser constituído por massas de água separadas por zonas de jato pulverizado.

Segundo Castillo (1989 apud PINTO, 1994, p. 79) existe uma disparidade no tratamento que se dá ao fenómeno de entrada de ar no colchão d'água, não se diferenciando a aeração, de pulverização, e se misturam a aeração proveniente do ar presente no núcleo do jato com a aeração que se introduz no colchão devido à rugosidade superficial do próprio jato turbulento. Segue abaixo um desenho (Figura 5.4) onde são salientados os principais aspectos do desenvolvimento de um jato livre emitido de um bocal, detalhando-se as características mencionadas anteriormente.

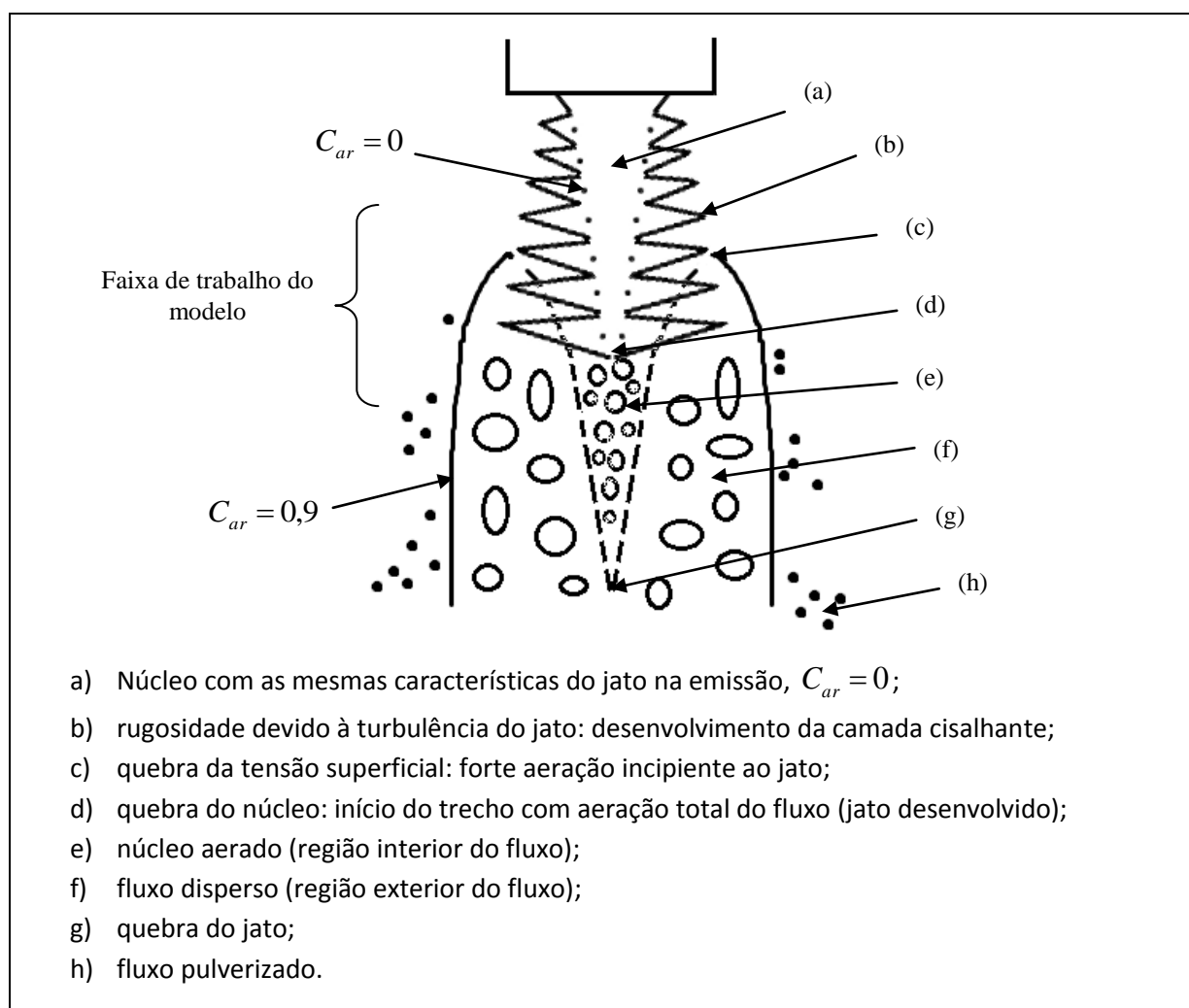


Figura 5.4 – principais aspectos do desenvolvimento de um jato livre emitido de um bocal (fontes consultadas: CHANSON, 1995, p.102 e ERVINE & FALVEY, 1987<sup>100</sup> apud CASTILLO, 1989, p. 29)

<sup>100</sup> ERVINE, D. A.; FALVEY, H. T. Behaviour of turbulent water in the atmosphere and in plunge pools. **Proc. Instn. Civ. Engrs. Part 2**, 1987, Mar. pp. 295-314.



Na dinâmica de jatos com trajetórias parabólicas, isto é, para o caso do presente trabalho, Lencastre (1984, p. 193) explica que: quando o jato é ascendente, há um aumento em sua espessura, desconsiderando a dispersão no ar. Já no percurso descendente, devido à aceleração do fluxo, a seção do núcleo do jato tende a sofrer redução. Essa dinâmica faz com que jatos com trajetórias parabólicas tenham uma dispersão mais acentuada do que os jatos de queda livre.

### 5.2.2 Dispersão do jato

Taraimovich (1978<sup>101</sup> apud LENCASTRE, 1984, p. 93), realizou ensaios sobre jatos provenientes de trampolins. Uma relação da dispersão exterior do jato e a expansão lateral do núcleo em relação ao comprimento longitudinal relativo ( $L_{long}/L_{j-i}$ ) do jato foi graficada como pode ser visto na Figura 5.5, onde  $y_{núcleo}$  e  $y_{ext}$  são, respectivamente, a espessura do núcleo aerado do jato e a espessura total do jato, medidas pelo autor em dado comprimento longitudinal do jato ( $L_{long}$ ). Neste gráfico, o autor observou que o núcleo aerado do jato ficou definido em duas vezes a altura inicial do fluxo ( $y_j$ ) apesar da camada externa expandir bastante.

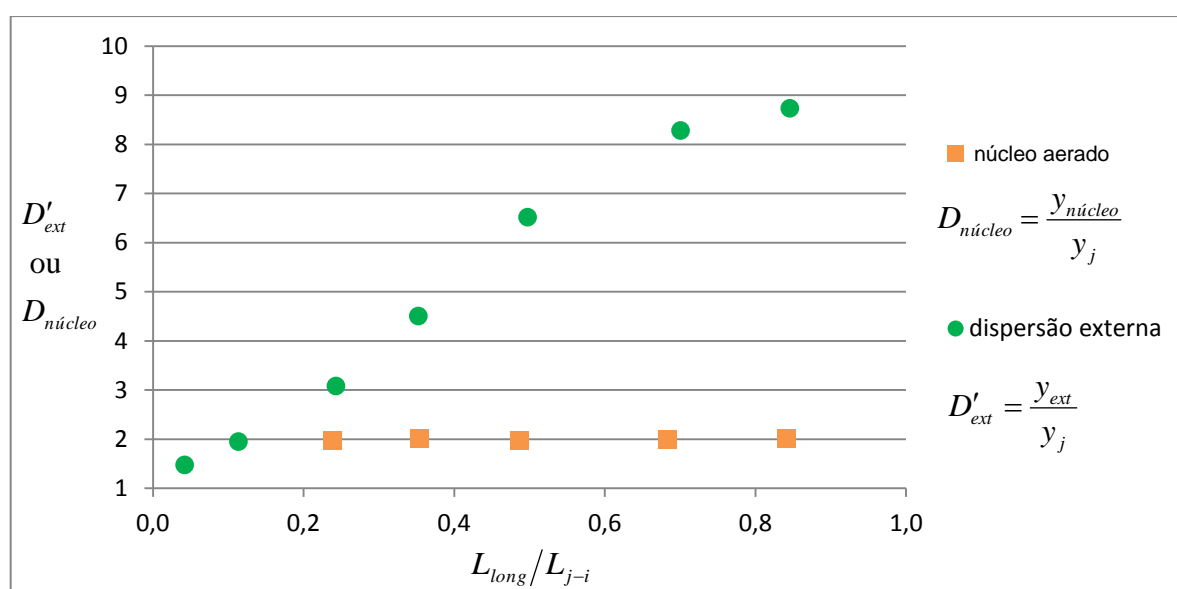


Figura 5.5 – dispersão exterior do jato e da região interior do fluxo (TARAIMOVICH, 1978 apud LENCASTRE, 1984, p. 93)

<sup>101</sup> TARAIMOVICH, I. I. Deformations of channels below high-head spillways on rock foundations. *Hydrotechnical Construction*, Nº 9, Sep. 1978.

Ervine et al. (1995<sup>102</sup> apud AHMADI & HARDWICK, 2002, p. 8), em estudos sobre jatos livres, observaram que ocorre um decaimento da variação de turbulência transversal do jato ao longo de seu comprimento. Segundo os autores, no início de sua trajetória essa variação tem um decaimento pouco acentuado, mas, quando o jato atinge um alcance adimensional de 10 vezes o seu próprio espalhamento lateral, isto é, a largura dispersa do jato, a velocidade transversal do jato decai rapidamente.

No desenvolvimento do presente trabalho, a dispersão exterior do jato ( $D_{ext}$ ) é dada por:

$D_{ext} = y_M / y_T$ , onde  $y_M$  é a espessura do jato medida em uma dada seção (através da janela de acrílico, com precisão de centímetros e sem considerar a pulverização exterior), e  $y_T$  é a espessura teórica do fluxo para determinada carga de energia potencial, calculada sem perdas. Para cada uma das condições de ensaio, foram feitas medições da espessura  $y_M$  em duas seções distintas:

- a) a primeira seção é respectiva à altura máxima atingida pelo jato, isto é, o topo da trajetória parabólica, na qual o comprimento longitudinal até esta seção, desde a emissão do jato, é dado por  $L_{j-topo}$ , e a cota central do fluxo nesta seção é dada por  $\bar{Z}_{topo}$ . A espessura  $y_{topo,M}$  é então obtida pela diferença das cotas máxima e mínima da espessura exterior do jato, tomadas verticalmente nesta seção;
- b) a segunda espessura medida, é respectiva à seção de impacto, na qual o comprimento longitudinal até esta seção, desde a emissão do jato, é dado por  $L_{j-i}$ , e a distância horizontal projetada, desde a emissão do jato até o ponto de impacto do centro do núcleo na soleira da bacia, é dada por  $L_{proj}$ . A espessura  $y_{i,M}$  é obtida pela diferença entre a distância horizontal máxima e a distância horizontal mínima da seção de impacto do jato. É importante salientar que  $L_{proj}$  não é equivalente à média entre estas duas distâncias, isto é, não está localizado no centro entre as distâncias horizontais: máxima e mínima, da seção de impacto do jato.

As alturas teóricas do fluxo ( $y_T$ ) na seção de altura máxima atingida pelo jato ( $y_{topo,T}$ ) e na seção de impacto do jato na soleira ( $y_{i,T}$ ) são calculadas, respectivamente, pelas equações (5.16) e (5.17). A partir destas seções de controle, a dispersão exterior do jato ( $D_{ext}$ ) é

---

<sup>102</sup> ERVINE, D. A.; FALVEY, H. T.; KHAN, A. R. Turbulence flow structure and air uptake at aerators. **Journal of Hydropower & Dams**, 1995, September: 89-96.

calculada, no presente trabalho, pelas fórmulas (5.18) e (5.19). Com isso, tem-se:  $D_{topo}$  e  $D_i$ , respectivamente à seção no topo do jato e a seção de incidência do jato na soleira da bacia de dissipação.

$$y_{topo,T} = \frac{q}{\sqrt{2 \cdot g \cdot (H_m - \bar{Z}_{topo})}} \quad (5.16)$$

$$y_{i,T} = \frac{q}{\sqrt{2 \cdot g \cdot H_m}} \quad (5.17)$$

$$D_{topo} = \frac{y_{topo,M}}{y_{topo,T}} \quad (5.18)$$

$$D_i = \frac{y_{i,M}}{y_{i,T}} \quad (5.19)$$

Por último, a expansão da região interior do fluxo ( $D_{núcleo}$ ) é dada pelo distanciamento das interfaces  $y_{90,lower}$  e  $y_{90,upper}$ , definidas pela equação (5.15), relativo à espessura do fluxo na seção de lançamento ( $y_j$ ). Com isso, a expansão do núcleo aerado pode ser obtida pela equação (5.20).

$$D_{núcleo} = \frac{d / (1 - \bar{C}_{ar})}{y_j} \quad (5.20)$$

Os contornos exteriores do jato, medidos na seção do topo do jato e na seção de incidência do mesmo na soleira da bacia, foram obtidos com uma precisão de centímetro, pois a superfície do jato variava nesta ordem. Com isso, as espessuras  $y_{topo,M}$  e  $y_{i,M}$  do jato, obtidas para estas respectivas seções, são vistas na Tabela 5.2 juntamente com os valores resultantes de dispersão exterior do jato.

Tabela 5.2 – dispersão exterior do jato na seção do topo do jato e na seção de incidência do mesmo na bacia de dissipação

$F_j$ (-)	5,41	4,89	4,41	3,96	3,62	3,34
$y_{topo,M}$ (m)	0,050	0,060	0,065	0,065	0,065	0,070
$y_{i,M}$ (m)	0,150	0,150	0,200	0,160	0,190	0,180
$y_{topo,T}$ (m)	0,010	0,021	0,030	0,039	0,048	0,056
$y_{i,T}$ (m)	0,007	0,014	0,021	0,027	0,033	0,039
$D_{topo}$ (-)	4,94	2,91	2,14	1,65	1,34	1,25
$D_i$ (-)	20,9	10,4	9,6	5,9	5,7	4,6

Observa-se que, para as condições modeladas no presente trabalho, o grau de dispersão na seção de incidência do jato ( $D_i$ ) ficou por volta de quatro vezes maior que o grau de dispersão no topo do jato ( $D_{topo}$ ). A relação é mostrada no gráfico seguinte (Figura 5.6).

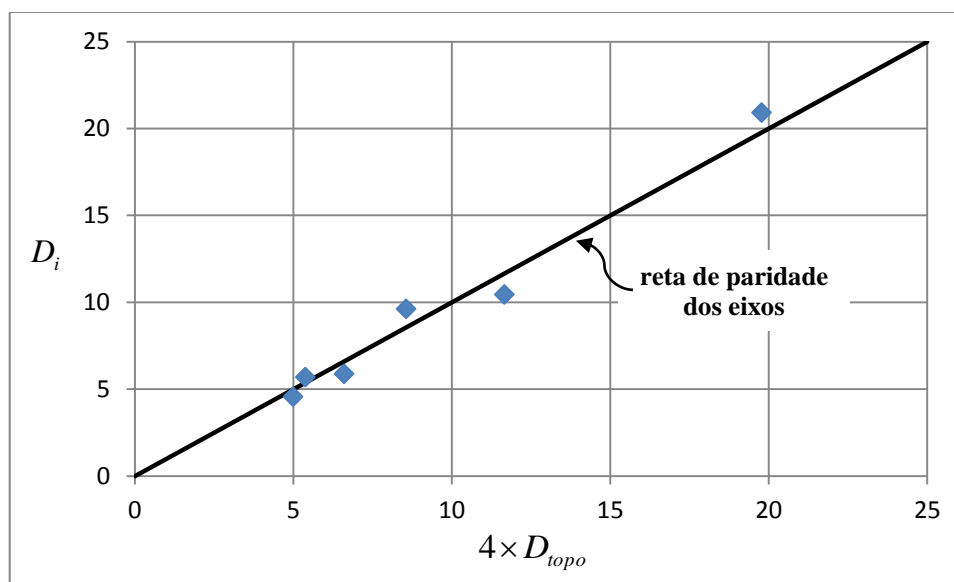


Figura 5.6 – relação entre o grau de dispersão no topo do jato e na seção de incidência do mesmo na bacia de dissipação

Por ser um parâmetro importante na dinâmica de jatos, ajustou-se uma relação entre o parâmetro  $D_{topo}$  e a aceleração centrípeta do fluxo na seção de lançamento do jato ( $a_c$ ). Essa relação é vista na Figura 5.7 e é expressa na equação (5.21), onde:  $a_c = V_j^2/R$ , em que  $V_j$  é a

velocidade média de emissão do jato e  $R$  é o raio da concha de lançamento. Conforme será visto em 6.2.9.1, a dispersão no topo do jato ( $D_{topo}$ ) está relacionada com a intensidade de turbulência no ponto de lançamento do jato ( $Tu_j$ ).

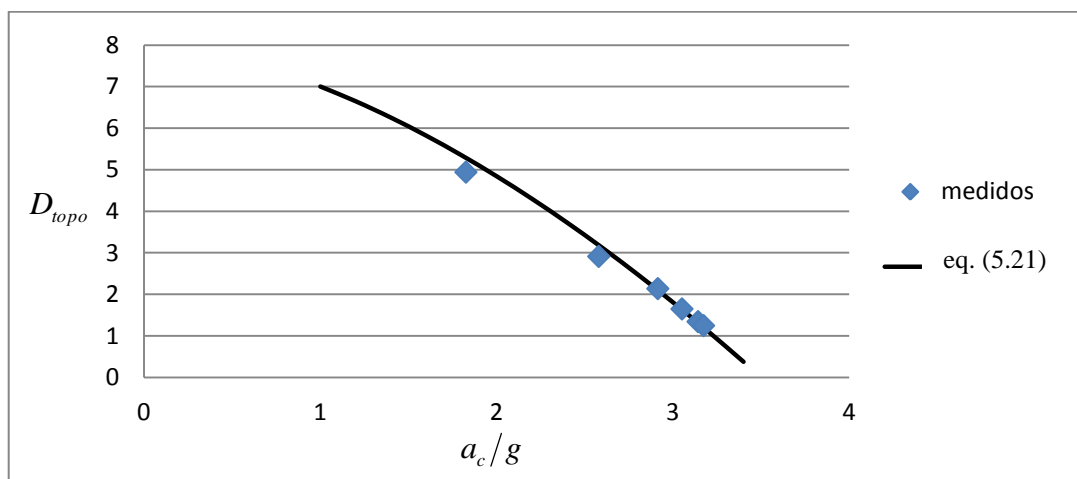


Figura 5.7 – grau de dispersão do jato no topo da trajetória parabólica

$$D_{topo} = 8 - \left( \frac{a_c}{g} \right)^{1.66} \quad (5.21)$$

A tendência indica que para valores de  $a_c/g$  iguais a 3,2 a dispersão seria igual à unidade, ou seja, não haveria expansão da seção de lançamento do jato até a seção do topo do jato. Na prática, a dispersão igual à unidade nunca ocorre devido a imperfeições na superfície livre do escoamento e, no caso de uma contração ( $D_{topo} < 1$ ), em virtude de um raio da concha de lançamento ( $R$ ) muito pequeno, o fluxo do jato seria sucedido por uma grande dispersão. Esta última condição não é modelada no presente trabalho.

Conforme será visto na etapa 5.3.3 deste trabalho, valores de dispersão  $D_{topo}$  maiores que 2 não incrementam significativamente o efeito de perda de carga no fluxo do jato. Isso deve ser devido à dispersão da camada externa ao jato, a qual aumenta mais rápido do que a expansão do núcleo aerado onde a energia está concentrada.

Conforme Brighetti (2004, p. 7), o efeito da resistência da ação do ar é também um parâmetro de caracterização muito difícil. Entretanto, pode-se afirmar que para altas vazões específicas e baixos números de Froude a sua influência pode ser considerada desprezível. A ação do ar nestes casos se faz sentir somente nas camadas mais externas, mantendo a região interior do

jato inalterada. Este efeito foi observado no presente trabalho (Figura 5.8), conforme deduzido a partir da equação (5.20) mostrada anteriormente.

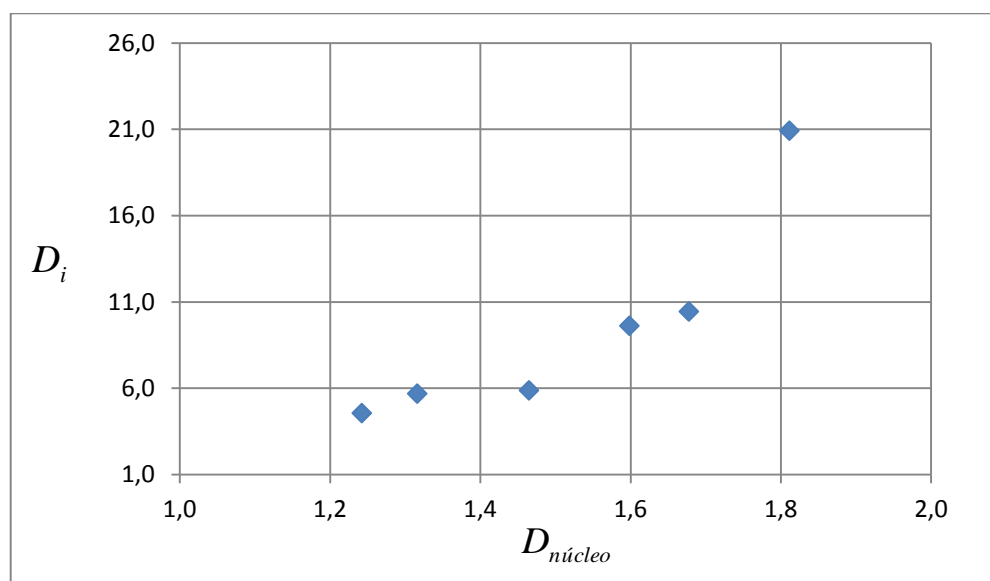


Figura 5.8 – dispersão exterior do jato no ponto de impacto em função da expansão de seu núcleo aerado

O gráfico (Figura 5.8) anterior traz a noção da dispersão exterior do jato no ponto de impacto ( $D_i$ ) em relação à expansão do núcleo aerado ( $D_{núcleo}$ ) para valores obtidos em modelo. Conforme observado neste gráfico, com a expansão deste ( $D_{núcleo}$ ), a dispersão exterior daquele ( $D_i$ ) aumenta significativamente, e é sugerido também que a expansão do núcleo aerado ( $D_{núcleo}$ ) é de maneira assintótica, o que está de acordo com o observado na Figura 5.5.

A estimativa vista na Figura 5.8 utiliza: a equação (5.13) com a taxa de arrastamento de ar ao longo da trajetória do jato ( $\beta$ ), a qual é estimada através da equação (3.9), como será visto em 6.4.3; a espessura característica do jato ( $d$ ), que na região de impacto do jato pode ser tomada pela altura rápida conjugada do ressalto formado ( $y_1$ ), conforme visto na seção seguinte (em 5.2.3); e a lâmina d'água do escoamento na seção de lançamento ( $y_j$ ), calculada em 5.3.1.3.

### 5.2.3 Altura equivalente de água

Segundo Chanson (1992<sup>103</sup> apud PINHEIRO, 1995, p. 161-163), os escoamentos com ar emulsionado sofrem um aumento da quantidade de movimento em relação a um escoamento composto somente por água. Por isso, em um estudo sobre a determinação das características do escoamento com emulsão natural de ar em vertedouros, considerou-se uma altura de referência ( $d$ ) para o escoamento bifásico, equivalente a de um escoamento só de água.

$$d = (1 - \bar{C}_{ar}) \cdot y_{90} \quad (5.22)$$

Conforme Manso et al. (2003, p. 1), adicionar ar a um fluxo de água, tornando-o uma mistura homogênea de ar e água, aumenta a velocidade do fluxo nesta proporção:  $V_{aw} = V_w \cdot (1 + \beta)$ , pois a energia irá aumentar, o que compensa, de certo modo, a perda de densidade. No entanto, a velocidade da mistura ar-água é igual a  $V_w$  enquanto o núcleo de água não estiver aerado.

A equação das alturas conjugadas do ressalto, de Bélanger (3.13) (aplicação da quantidade de movimento), não prevê fluxo aerado a montante (PEGRAM, 1999, p. 501), contudo, no presente trabalho, conforme visto na seção 5.1, a altura equivalente ( $d$ ) do fluxo bifásico será calculada através desta equação utilizando a altura conjugada lenta ( $y_{2,S=1}$ ) medida, de modo que:  $d \equiv y_1$ . Essa altura de referência ( $y_1$ ) é maior que a parcela real de água ( $y_w$ ) do fluxo supercrítico pois expressa uma velocidade de referência ( $V_1$ ) menor que a velocidade real do fluxo ( $V_w$ ), em virtude de contabilizar a vazão mássica de ar, o que aumenta a quantidade de movimento.

Diferente do fluxo de montante a um ressalto hidráulico ( $y_1$ ) formado a jusante de um vertedouro em degraus, onde a concentração de ar está distribuída uniformemente ao longo da altura bifásica ar-água (item 5.1), no caso do presente trabalho a elevada concentração de ar está disposta principalmente no exterior do jato (item 5.2.2). Desta maneira, a velocidade do núcleo do jato que incide sobre um colchão d'água ou sobre a soleira da bacia, será tratada como a velocidade supercrítica ( $V_1$ ) do fluxo de montante ao ressalto clássico ( $S = 1$ ). Esta

<sup>103</sup> CHANSON, H. Entrainement d'air dans les écoulements à surface libre: application aux évacuateurs de crues de barrage. **La Houille Blanche**, 1992, n° 4, p. 277-286.

velocidade é calculada para dada condição de vazão, como será visto no item 5.3.4. Com isso, mesmo para diferentes graus de submersão ( $S$ ), tem-se que:  $B \equiv y_1$ , em que  $B$  é a espessura equivalente do jato incidente no colchão d'água. Já a velocidade que incide diretamente no ponto de estagnação ( $V_i$ ) (interface da soleira), é calculada através da pressão dinâmica ( $P_{d,max}$  ou  $P_i$ ) medida, conforme equação (5.23). Adianta-se que: o ponto de ocorrência de pressão máxima ( $L_{P,max}$ ) localiza-se logo a montante do ponto de incidência do jato na soleira ( $L_{proj}$ ), conforme será visto na etapa 5.4.2 deste trabalho, relativa ao alcance do jato.

$$V_i = \sqrt{2 \cdot g \cdot P_{d,max}} \quad (5.23)$$

A Figura 5.9 mostra o impacto de um jato na bacia de dissipação, onde a energia defletida pela soleira forma um colchão a montante da bacia, chamado de poço de acumulação ( $y_p$ ), e o fluxo dirigido a jusante tem velocidade  $V_1$ . Aplicando a teoria de quantidade de movimento, Henderson (1966<sup>104</sup> apud ANNANDALE, 2006, p. 192) deduziu a equação (5.24) para canais prismáticos, onde  $V_0$  é a velocidade do jato antes do impacto.

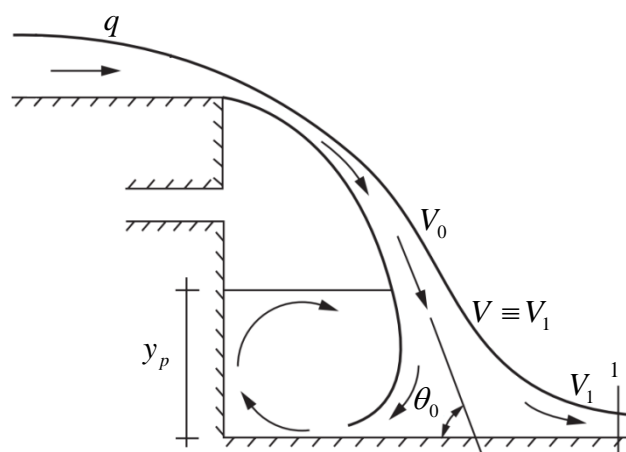


Figura 5.9 – impacto de um jato na soleira da bacia de dissipação (adaptado de ANNANDALE, 2006, p. 191)

$$V_0 = \frac{2 \cdot V_1}{1 + \cos(\theta_0)} \quad (5.24)$$

<sup>104</sup> HENDERSON, F. M. **Open Channel Flow**. MacMillan, 1966, New York.



### 5.2.4 Perda de energia no impacto

Conforme simplifica Pegram (1999, p. 501), em casos de vertedouros que tenham uma calha cuja inclinação é defletida bruscamente quando o fluxo encontra a soleira da bacia de dissipação, a energia no momento anterior ao impacto do jato na bacia é ligeiramente maior que a energia do fluxo de entrada no ressalto formado a jusante, podendo ser aproximada para esse valor. Isto, com a condição de ressalto clássico (vista em 3.4.2). Sendo assim, a perda de energia no impacto pode ser negligenciada para o cálculo da energia do fluxo de montante ao ressalto.

Conforme observa Lencastre (1961<sup>105</sup> apud PINTO, 1994, p. 279), para jatos incidindo sobre uma soleira, os pequenos colchões d'água tem um efeito diminuto na dissipação de energia, ou quase nulo. Por outro lado, a partir de uma profundidade suficiente do colchão d'água, ocorre uma efetiva dissipação da energia devida a certa facilidade que o próprio colchão oferece para o desenvolvimento da turbulência.

No caso do presente trabalho, no qual o jato é lançado por um vertedouro salto esquí, uma proposta para se calcular a perda de energia ocorrida no impacto do jato com a soleira da bacia de dissipação ( $hp_{\text{impacto}}$ ) é expressa na equação (5.25). Nesta equação, o primeiro termo a direita da mesma corresponde à energia do fluxo supercrítico do ressalto clássico ( $H_1$ ), e o termo a esquerda da equação representa a energia anterior ao impacto do jato, relativa ao núcleo do jato incidente. Conforme explica Liu (2005, p. 697), o impacto do jato no fundo da fossa, onde o fluxo principal é defletido, causa uma repentina redução da velocidade incidente ( $V_i$ ), isto é, a velocidade no ponto de estagnação é nula. Isso leva a uma considerável pressão dinâmica sobre a região do leito na qual o jato incide ( $P_{d,\text{max}}$ ), caracterizando-a como a região mais propensa a falhas do maciço rochoso.

$$\left( \frac{q}{V_i} + \frac{V_i^2}{2 \cdot g} \right) = \left( y_1 + \frac{V_1^2}{2 \cdot g} \right) + hp_{\text{impacto}} \quad (5.25)$$

Os resultados obtidos de perda de energia no impacto do jato ( $hp_{\text{impacto}}$ ) foram calculados pela equação (5.25) usando os dados medidos de pressão média, no local da soleira de ocorrência

<sup>105</sup> LENCASTRE, A. **Descarregadores de lâmina livre: bases para o seu estudo e dimensionamento**. Lisboa: LNEC, 1961. 137 p. (Memória, 174).

de máximas pressões ( $P_{d,max}$ ), por meio da equação (5.23), e as alturas rápidas conjugadas do ressalto ( $y_1$ ), calculadas segundo as alturas lentas medidas ( $y_2$ ). Estes valores são vistos na Tabela 5.3. Então, dos resultados obtidos, tem-se que a média dos valores de  $hp_{impacto}$  é igual a -0,006m, ou seja, o valor médio obtido seria um ganho de 6mm de energia. Contudo, esse parâmetro é muito sensível, de maneira que, em uma breve análise de sensibilidade, ao se diminuir 1,5mm dos valores das alturas lentas conjugadas ( $y_2$ ) medidas, a média dos valores de  $hp_{impacto}$  obtidos se anulam. Sendo assim, a perda de energia no impacto do jato com a bacia de dissipação será desprezada no decorrer do presente trabalho devido à impossibilidade de identificação da principal causa relevante a esse acréscimo de energia observado, conforme visto a seguir.

Tabela 5.3 – resultados obtidos de perda de energia no impacto do jato

$q$ (m <sup>2</sup> /s)	0,024	0,048	0,072	0,096	0,119	0,143
$P_{d,max}$ (m)	0,062	0,259	0,270	0,211	0,242	0,239
$y_{2,S=1}$ (m)	0,079	0,122	0,152	0,183	0,217	0,243
$y_1$ (m)	0,015	0,027	0,037	0,045	0,050	0,057
$hp_{impacto}$ (m)	-0,053	0,091	0,069	-0,021	-0,045	-0,074

A razão pela qual a energia do fluxo rápido do ressalto ( $H_1$ ), obtida no presente trabalho, é maior que a energia cinética medida no impacto do jato está relacionada com algumas limitações do presente trabalho, neste aspecto. Com isso, energia do fluxo rápido do ressalto ( $H_1$ ), obtida através de dados medidos em ensaio não ficou menor como esperado, em relação à carga total de energia dinâmica que impacta sobre a soleira, devido a alguns fatores por serem considerados:

- a) a energia incidente do núcleo do jato aerado;
- b) a influência da inclinação da incidência do jato na soleira, na medição das pressões, e com isso, uma pequena parte da energia cinética, na sua componente de velocidade horizontal, não é captada pela tomada de pressão, a qual mede a energia cinética (pressão dinâmica) em sua componente vertical sobre a soleira;

- c) as imprecisões quanto ao local exato do ponto de estagnação, em virtude da discretização (7,5cm) das tomadas de pressão dispostas ao longo da soleira, sendo este ponto, inclusive, flutuante.

Outra hipótese para esse ganho de energia medido, pode ser devido à conversão da pressão do núcleo do jato, que é causada no leito da bacia de dissipação, em velocidade, que sobreestimaria a energia do fluxo pois não levaria em consideração a compressão das bolhas de ar do fluxo sob pressão. Estas bolhas expandiriam, posteriormente, na entrada do ressalto, aumentando a energia rápida do mesmo. Segundo Bollaert (2010, p. 1279), após o impacto do jato na soleira, o mesmo é defletido lateralmente devido às altas pressões do ponto de estagnação, com esta repentina queda de pressão que ocorre no fluxo, as bolhas de ar sofrem uma expansão, alterando a concentração de ar volumétrica do escoamento.

### 5.3 MODELO DE PERDA DE CARGA

Conforme visto em 5.1, a perda de carga foi contabilizada até anteriormente ao ressalto, mas ainda falta separar as perdas ocorridas na calha do vertedouro das sofridas na trajetória do jato no ar antes do jato impactar na soleira da bacia de dissipação. Então, nesta parte do trabalho, é desenvolvida uma metodologia para a identificação e cálculo destas parcelas de perda de energia.

Com esta separação, é possível, por exemplo, comparar os resultados obtidos no presente trabalho com os dados obtidos na bibliografia para ensaios com fluxos emitidos por bocais. Isto elimina as complexidades das diferentes morfologias possíveis da calha do vertedouro a serem consideradas, tanto em modelos, quanto em protótipos.

#### 5.3.1 Perda de carga global

Nesta etapa inicial são contabilizadas as energias do escoamento nas principais seções de controle do modelo, isto é, a montante do vertedouro e nas seções das alturas conjugadas do ressalto. A partir da seção do ponto de lançamento do jato, as perdas ocorridas na calha do vertedouro serão dissociadas das perdas sofridas no jato.

### 5.3.1.1 Contabilização da energia de montante

A energia de montante ( $H_m$ ) é calculada pela soma das parcelas do nível d'água de montante ( $N_m$ ), medido segundo piezômetro localizado a montante do vertedouro, e a energia cinética de aproximação, calculada por continuidade através da vazão ( $Q$ ) medida. As vazões foram medidas através de um medidor eletromagnético, tomando-se a média dos valores extremos verificados no mesmo. Estes parâmetros, medidos em modelo, são comparados a seguir com os valores calculados para um vertedouro de soleira livre, conforme metodologia recomendada por USA (1987a, p. 365-371). O vertedouro modelado no presente trabalho possui as seguintes características:

- a) carga de projeto ( $H_0$ ) igual a 0,176m;
- b) altura da face do paramento de montante do vertedouro ( $P$ ) igual a 0,5m;
- c) coeficiente de descarga ( $C_0$ ), igual a  $2,18\text{m}^{1/2}/\text{s}$ .

Assim, com as energias de montante ( $H_m$ ) obtidas a partir dos dados medidos em modelo, a vazão medida ( $Q_{medida}$ ) através do medidor eletromagnético pode ser comparada com a vazão calculada ( $Q_{calc}$ ), conforme a metodologia adotada. Os valores são mostrados na tabela seguinte, na qual são mostradas também as diferenças relativas ( $\Delta/\bar{Q}$ ) entre essas vazões, as quais não passam de 1%.

Tabela 5.4 – verificação da energia de montante medida em modelo

$H_m$ (m)	0,553	0,584	0,607	0,627	0,646	0,663
$Q_{medida}$ (L/s)	0,00945	0,01945	0,02870	0,03820	0,04755	0,05695
$Q_{calc}$ (L/s)	0,00937	0,01958	0,02863	0,03809	0,04756	0,05732
$\Delta/\bar{Q}$ (%)	-0,89	0,68	-0,23	-0,29	0,02	0,64

### 5.3.1.2 Contabilização da energia nas seções das alturas conjugadas do ressalto

Conforme as alturas de jusante ( $y_2$ ) do ressalto clássico ( $S=1$ ) medidas no presente trabalho, e fazendo uso da fórmula de Bélanger (item 3.4.2), foram calculadas a energia do escoamento subcrítico ( $H_2$ ) a jusante do ressalto, e a energia do fluxo supercrítico ( $H_1$ ) a montante ao ressalto. Estas grandezas são vistas na tabela abaixo:

Tabela 5.5 – energia do escoamento nas seções de montante e jusante ao ressalto

$H_m$ (m)	0,553	0,584	0,607	0,627	0,646	0,663
$y_{2,S=1}$ (m)	0,079	0,122	0,152	0,183	0,217	0,243
$H_2$ (m)	0,084	0,130	0,163	0,197	0,232	0,260
$H_1$ (m)	0,137	0,197	0,232	0,278	0,341	0,378

Com as energias contabilizadas anteriormente, nas dadas seções de montante ao vertedouro ( $H_m$ ), no início do ressalto ( $H_1$ ) e a jusante do mesmo ( $H_2$ ), foram calculadas as perdas de energia entre estas seções, as quais são vistas na Figura 5.10. As fórmulas utilizadas são vistas na sequência:

$$hp_{m-1} = H_m - H_1 \quad (5.26)$$

$$hp_{1-2} = H_1 - H_2 \quad (5.27)$$

$$hp_{m-2} = H_m - H_2 \quad (5.28)$$

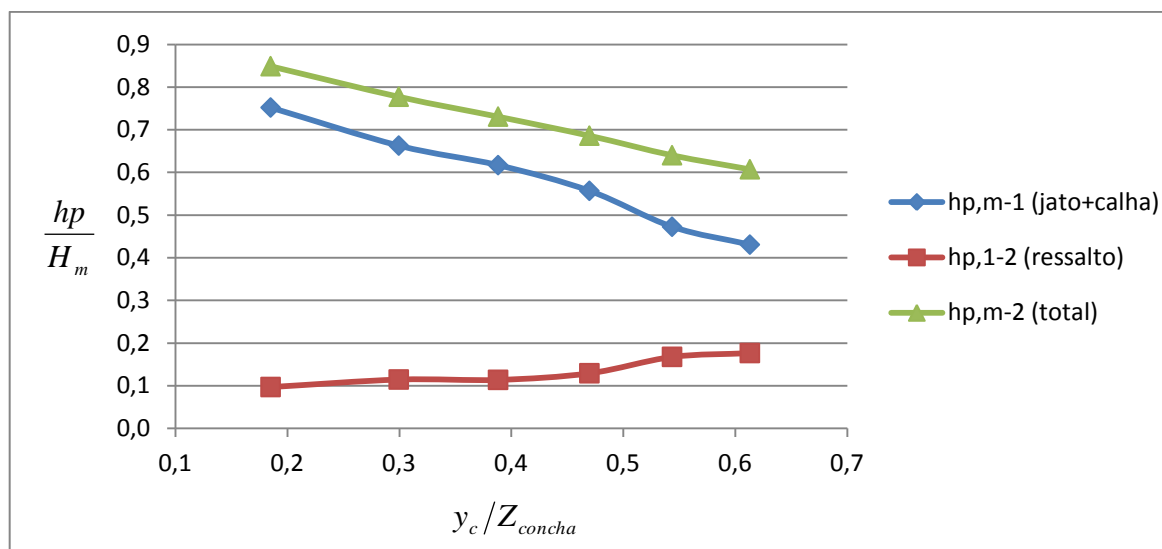


Figura 5.10 – perda de energia contabilizada entre as seções de montante ao vertedouro, início do ressalto clássico e a jusante do mesmo

O abaulamento perceptível na tendência linear de  $hp_{m-1}$  (perda de energia contabilizada até o início do ressalto clássico) acontece devido à forma com que se dá a perda de energia no jato, conforme será visto na Figura 5.16, item 5.3.4.

### 5.3.1.3 Dissociação das perdas ocorridas na calha do vertedouro das ocorridas no jato

Um objetivo secundário do presente trabalho é dissociar a perda de energia ocorrida desde a seção de montante até a seção de início do ressalto clássico ( $S = 1$ ), dada por  $hp_{m-1}$ . Com as perdas no impacto desprezadas, conforme visto em 5.2.4, identificou-se a parcela correspondente à perda ocasionada na calha do vertedouro até a seção de lançamento do jato ( $hp_{calha}$ ), e a parcela de perda sofrida no jato até a seção de incidência na bacia de dissipação ( $hp_{jato}$ ). Após a dissociação destas duas parcelas, serão desenvolvidos mais adiante, modelos específicos que permitam o cálculo de cada uma delas individualmente, aplicando-se os diferentes fenômenos envolvidos em cada uma dessas etapas. Com isso, a comparação dos resultados obtidos com outras morfologias de modelos vistas na bibliografia será facilitada.

A metodologia proposta para dissociar  $hp_{m-1}$ , consiste em calcular a velocidade balística ( $V_b$ ) de lançamento do jato, que proporciona uma distância projetada ( $L_{proj}$ ) e cota máxima central atingida pelo jato ( $\bar{Z}_{topo}$ ), conforme valores medidos nos ensaios. O equacionamento que

permite esta dedução é visto no [Apêndice 4](#). A velocidade balística ( $V_b$ ) se trata de uma velocidade teórica no ponto de lançamento, com um ângulo de lançamento teórico, denominado ângulo balístico ( $\theta_b$ ). Este ângulo é menor que o ângulo de lançamento da calha ( $\theta_1$ ), conforme será visto mais adiante em 5.4.1. Os valores medidos de  $L_{proj}$  e  $\bar{Z}_{topo}$ , e respectivos valores de  $V_b$  e  $\theta_b$  calculados, são vistos na tabela seguinte:

Tabela 5.6 – velocidade e ângulo balístico de lançamento do jato

$H_m$ (m)	0,553	0,584	0,607	0,627	0,646	0,663
$L_{proj}$ (m)	0,54	0,70	0,77	0,80	0,82	0,83
$\bar{Z}_{topo}$ (m)	0,275	0,300	0,323	0,328	0,338	0,335
$V_b$ (m/s)	1,91	2,26	2,41	2,46	2,50	2,52
$\theta_b$ (rad)	0,645	0,636	0,674	0,672	0,691	0,677

Como simplificação, a velocidade de lançamento do jato ( $V_j$ ), isto é, calculada considerando a perda de carga na calha ( $hp_{calha}$ ) e, por iteração, a lâmina d'água na seção de lançamento ( $y_j$ ), resulta em menor valor que a velocidade balística ( $V_b$ ) em virtude do proposto na equação (5.29), onde  $V_{j,T}$  é a velocidade teórica no ponto de lançamento do jato, calculada sem perdas. Como pode ser visto nesta equação, os termos desprezam a altura potencial do fluxo no ponto de lançamento, sendo a energia cinética maior.

$$\frac{V_b^2}{2 \cdot g} = \frac{V_{j,T}^2}{2 \cdot g} - hp_{calha} \quad (5.29)$$

Na equação (5.29) não foram consideradas as alturas de lâmina d'água correspondentes a cada velocidade ( $V_b$  e  $V_{j,T}$ ), por estas serem muito pequenas. Assim, não influenciam significativamente o resultado.

Conhecida a perda de carga na calha do vertedouro ( $hp_{calha}$ ), a lâmina d'água do escoamento na seção de lançamento ( $y_j$ ) e a velocidade do jato na seção de lançamento ( $V_j$ ) podem ser calculadas em um processo iterativo. Os resultados são mostrados na Tabela 5.7.

Tabela 5.7 – altura e velocidade do escoamento na seção de lançamento do jato, considerando as perdas de energia anteriores à seção

$H_m$ (m)	0,553	0,584	0,607	0,627	0,646	0,663
$hp_{calha}$ (m)	0,150	0,097	0,077	0,075	0,076	0,081
$V_j$ (m/s)	1,89	2,25	2,39	2,45	2,48	2,50
$y_j$ (m)	0,012	0,022	0,030	0,039	0,048	0,057

Conhecida a perda de carga na calha do vertedouro ( $hp_{calha}$ ) e as perdas sofridas desde a seção de montante do vertedouro até a seção de incidência do jato na bacia de dissipação ( $hp_{m-1}$ ), é possível calcular, a partir das medições feitas nos ensaios, a perda de carga sofrida no jato ( $hp_{jato}$ ), a qual é dada pela equação (5.30). Os resultados são mostrados na Tabela 5.8.

$$hp_{jato} = hp_{m-1} - hp_{calha} \quad (5.30)$$

Tabela 5.8 – perda de carga no jato

$H_m$ (m)	0,553	0,584	0,607	0,627	0,646	0,663
$hp_{m-1}$ (m)	0,416	0,387	0,374	0,349	0,305	0,286
$hp_{calha}$ (m)	0,150	0,097	0,077	0,075	0,076	0,081
$hp_{jato}$ (m)	0,266	0,290	0,297	0,274	0,229	0,205

Os resultados da taxa de dissipação de energia no jato ( $\eta_E$ ), dada pela equação (5.31), a qual foi obtida com os dados do presente trabalho, é vista na Figura 5.11. Conforme as condições ensaiadas, os valores obtidos tiveram uma boa relação com seus pares calculados pela fórmula



(5.32), proposta por Steiner et al. (2008, p. 6) para uma rampa de lançamento com ângulo  $\gamma$  (visto em 3.1.1.6), no intervalo de validade de  $\eta_E$  sugerido pelos autores.

$$\eta_E = (H_j - H_1)/H_j \quad (5.31)$$

$$\eta_E = 0,10 \cdot \tan^{0,5}(\gamma) \cdot \left( \frac{Z_{concha}}{y_j} \right), \text{ para } 0,17 < \eta_E < 0,5 \quad (5.32)$$

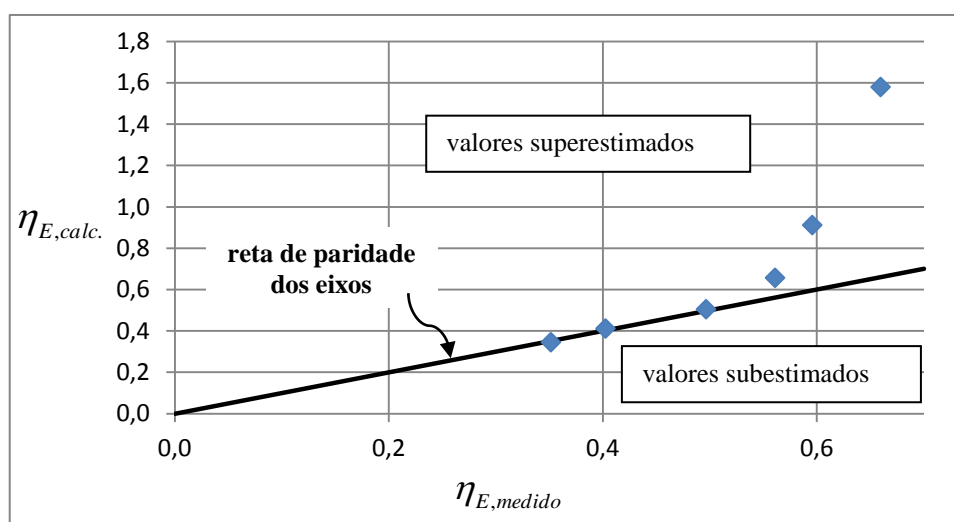


Figura 5.11 – boa correlação entre os valores calculados pela fórmula (5.29) de Steiner et al. (2008) e os valores propostos no presente trabalho, para o intervalo de validade da fórmula

A boa relação com a bibliografia justifica a metodologia empregada no presente trabalho quanto à dissociação das perdas de carga ocorridas na calha do vertedouro, das sofridas no jato livre. Contudo, para a comparação da fórmula (5.32) com uma concha de lançamento de ângulo  $\theta_1$ , é sugerido pelos autores que a mesma deve ser usada com:  $\gamma = \theta_1/2$ . Desta forma, os resultados estimados pela fórmula sugerem que a altura  $y_j$  seja 30% maior que a altura  $y_j$  obtida no presente trabalho através da perda de carga ocorrida na calha ( $hp_{calha}$ ). Isto acarretaria em menor energia estimada no ponto de lançamento do jato ( $H_j$ ), sugerindo que a perda de carga ocorrida na calha ( $hp_{calha}$ ) é maior. Nesta hipótese, a velocidade de lançamento do jato ( $V_j$ ) do presente modelo seria menor que a proposta (Tabela 5.7) e, com isso, a distância projetada do jato ( $L_{proj}$ ) seria menor que as medidas no presente trabalho (Tabela 5.12).

### 5.3.2 Modelo de perda de carga na calha

Se as perdas forem substanciais, o conhecimento da perda de carga ao longo da calha é desejável no projeto de uma bacia de dissipação econômica, ou na estimativa do alcance de um jato de um salto esqui. Conforme USA (1987b, seção 111-18), a determinação das perdas ao longo de uma calha lisa pode ser feita pela equação de Manning ou outra compatível com canal aberto. Gumensky (1949<sup>106</sup>), apresentou um gráfico baseado na equação de Manning que foi amplamente utilizado. Outro modo mais detalhado de determinar as perdas sofridas na calha é através do emprego da teoria de desenvolvimento da camada limite. Esse conceito começou a ser abordado com Wieghardt (1948<sup>107</sup>) e mais tarde com Schlichting (1960<sup>108</sup>).

Contudo, o último método visto no parágrafo anterior não foi satisfatório em uma tentativa de aplicação no vertedouro salto esqui modelado. Uma causa relevante disso são as curvas em plano vertical da calha proposta, que dificultam o emprego da teoria de desenvolvimento da camada limite. Segundo Lemos (1965<sup>109</sup> apud PINHEIRO, 1995, p. 142), nos escoamentos ao longo de superfícies em que existe um gradiente de pressões negativo ou positivo, diferente de quando o gradiente de pressões é nulo, a espessura da camada limite cresce de uma forma mais lenta, ou mais acentuada, respectivamente à curvatura da soleira: convexa ou côncava. Por outro lado, foi possível calibrar o fator de resistência de Darcy-Weisbach e o coeficiente de Manning, por serem mais versáteis, conforme visto no [Apêndice 3](#).

O modelo de contabilização da perda de energia sofrida pelo escoamento ao final do percurso, desde a crista do vertedouro até o ponto de lançamento do jato, foi desenvolvido para uma única geometria de calha do vertedouro salto esqui, sendo que a calha modelada no presente trabalho contém, basicamente, três curvaturas em plano vertical (visto em 4.1.2). A primeira – convexa –, é delineada pelo próprio perfil Creager do vertedouro, necessária para controlar o fluxo vertente; a segunda curva – côncava –, determina a inclinação básica da calha, linha esta de concordância entre a base do perfil Creager e o início da concavidade da concha de lançamento projetada; a terceira, – também côncava –, é a curvatura da concha de lançamento

<sup>106</sup> GUMENSKY, D. B. Air entrained in fast water affects design of training walls and stilling basins. **Civil Engineering**, Vol. 19 (December, 1949), pp. 831-833, 889.

<sup>107</sup> WIEGHARDT, K. Ueber einen Energiesatz zur Berechnung laminarer Grenzschichten (Concerning an energy principle for calculation of laminar boundary layer). **Ingenieur-Archiv**, vol. 16 (1948), p. 231.

<sup>108</sup> SCHLICHTING, H. **Boundary Layer Theory**. English translation by J. Kestin. McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, N. Y., 1960.

<sup>109</sup> LEMOS, F. O. **A Instabilidade da Camada Limite**. Tese para especialista, Laboratório Nacional de Engenharia Civil, Lisboa, 1965.

em si. Sendo assim, devido à complexidade da calha modelada, a perda de carga na calha ( $hp_{calha}$ ) foi adimensionalizada pelo comprimento linear simplificado entre a crista do vertedouro e o ponto de lançamento do jato, tomando como referência o ângulo de declive básico da calha ( $\theta_2$ ). Esse comprimento, constante no presente trabalho, é dado por  $L_{calha}^*$ , e é visto na equação (5.33).

$$L_{calha}^* = \frac{H - Z_{concha}}{\text{sen}(\theta_2)} \quad (5.33)$$

Com isso, obteve-se a relação adimensional, a partir dos dados medidos, vista na Figura 5.12, onde  $y_c$  é a altura do escoamento crítico e  $y_{j,T}$  é a altura teórica do escoamento na seção de lançamento do jato, calculada sem perdas (ver [Anexo 1b](#)). A equação (5.34) de correspondência aos dados obtidos é mostrada em seguida.

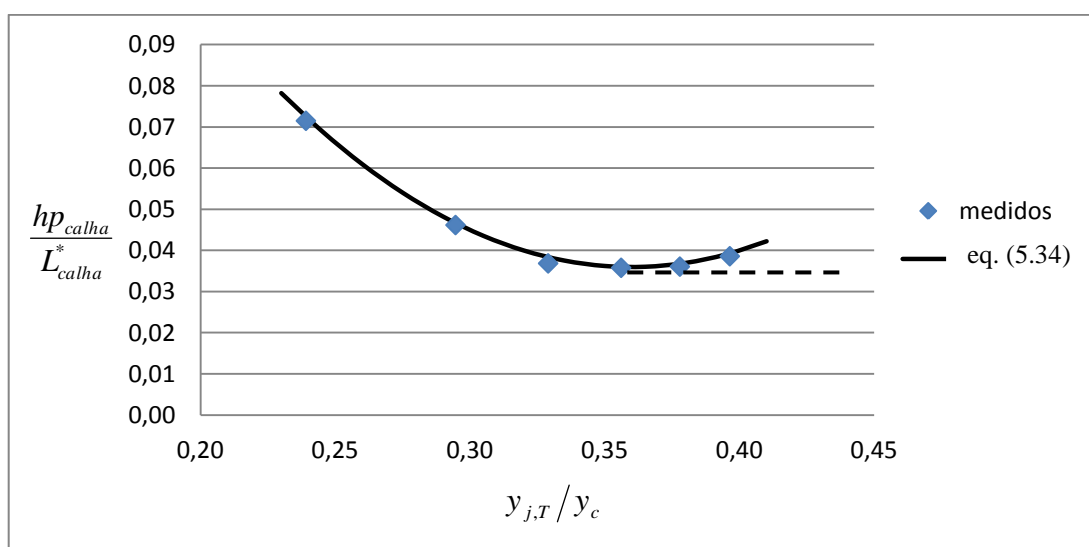


Figura 5.12 – relação de perda de carga na calha do vertedouro modelado

$$\frac{hp_{calha}}{L_{calha}^*} = 2,5 \cdot \left( \frac{y_{j,T}}{y_c} \right)^2 - 1,8 \cdot \frac{y_{j,T}}{y_c} + 0,36 \quad (5.34)$$

Da figura anterior, é possível observar que a perda de carga na calha do vertedouro ( $hp_{calha}$ ), em um primeiro momento, decresce com o aumento da altura de água no ponto de lançamento, dada pelo adimensional  $y_{j,T} / y_c$ , isto é, para vazões maiores. No entanto, nota-se que a perda na calha do vertedouro ( $hp_{calha}$ ), estimada conforme visto anteriormente (em

5.3.1.3), começa a aumentar em seguida, para alturas elevadas desta lâmina d'água. Esta hipótese é levada em consideração no [Apêndice 3](#) (ver [Figura A6](#)). Em virtude da quantidade de dados disponíveis neste trabalho para vazões elevadas ser insatisfatória, em primeiro momento, apesar destes dados estarem em conformidade com a equação (5.32), a tendência da ordenada  $(hp_{calha}/L_{calha}^*)$  deve ser considerada assintótica para:  $y_{j,T}/y_c > 0,36$ .

O decaimento da perda de carga na calha do vertedouro ( $hp_{calha}$ ) é explicado por Peterka (1958, p. 29), comentando que para maiores lâminas d'água sobre a crista, a velocidade no final da calha se aproximará da velocidade teórica (sem perda de carga). Enquanto isso, as menores lâminas vertentes sofrem maiores perdas de energia no decorrer do percurso.

No caso da hipótese levantada anteriormente (aumento de  $hp_{calha}$  para vazões elevadas), o fenômeno pode ser explicado pela escala de rugosidade do contorno sólido que, embora a não tenha grande importância na turbulência gerada em um ressalto hidráulico, ou na difusão de um jato dentro do colchão d'água, tem grande relevância no desenvolvimento da camada limite na calha de um vertedouro (LENCASTRE, 1984, p. 119). Assim como, por exemplo, nos vertedouros em degraus, onde a escala de rugosidade da calha é tratada como uma macrorugosidade, no caso de um vertedouro salto esqui, a concavidade da concha também pode ser tratada como tal.

Disto, conclui-se que a concavidade da concha de lançamento deve ter alguma influência na perda de carga ocorrida na calha ( $hp_{calha}$ ), ou seja, antes da seção de lançamento do jato. Em outras palavras, a curvatura que a lâmina d'água deve percorrer se torna mais abrupta quando as lâminas d'água são mais altas (vazões maiores). Heller et al. (2005, p. 351), mostram duas fotos (Figura 5.13, a e b), onde é ensaiada a mesma condição de fluxo a montante da concha de lançamento, sendo esta, por sua vez, alterada em raio de curvatura, em 0,1m e 0,4m respectivamente, mantendo-se o mesmo ângulo de lançamento de 40°. Nesta figura, é possível observar que na curvatura de maior raio (b), há melhor concordância do fluxo, enquanto na curvatura de menor raio (a), há uma interferência abrupta no fluxo. Os autores descrevem que a dissipação de energia ao longo de um vertedouro salto esqui aumenta com a altura de queda e o ângulo de lançamento, conforme será abordado mais adiante, ao se tratar das perdas sofridas pelo jato ( $hp_{jato}$ ). Os autores também explicam que a dissipação de energia aumenta

quando a curvatura da concha de lançamento, relativa ao fluxo que a percorre, for muito abrupta.

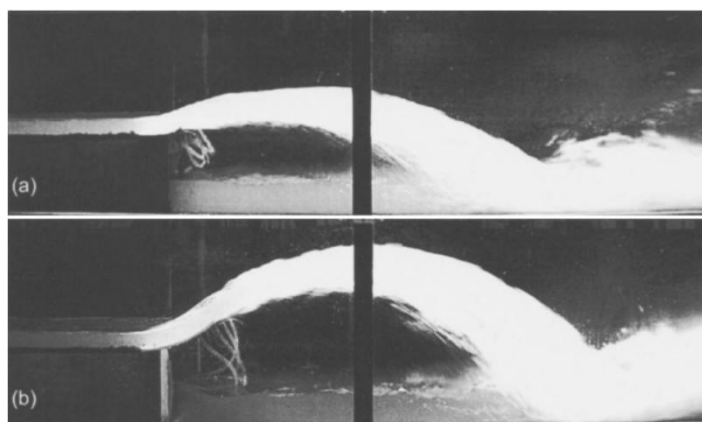


Figura 5.13 – concha de lançamento com mesmas condições de vazão e ângulo de lançamento, porém, com diferentes raios de curvatura: (a) 0,1m; e (b) 0,4m (HELLER et al. 2005, p. 351)

Devido a esta hipótese levantada, a qual deve ser ainda ser confirmada com mais estudos, uma segunda relação foi calibrada (5.35), na qual são dispostos os dois termos que explicariam os principais fenômenos causadores da perda de carga na calha ( $hp_{calha}$ ), vistos anteriormente. O primeiro é relativo à curvatura da concha, a qual é inversamente proporcional ao raio da concha de lançamento ( $R$ ), ou seja, quanto maior é o raio ( $R$ ), mais plana se torna a curvatura relativa à lâmina d'água que a percorre. O segundo termo é respectivo às perdas sofridas no comprimento do percurso  $L_{calha}^*$  em si, isto é: quanto maior é a lâmina d'água vertente, menores serão as perdas relativas à energia de montante. Vale ressaltar que o raio da concha ( $R$ ) utilizado neste experimento foi constante, conforme metodologia apresentada (item 4.1), desta forma, a equação (5.35) não representa a influência da variação de  $R$ , mas a relação da lâmina d'água ( $y_{j,T}$ ) que escoava sobre este.

$$\frac{hp_{calha}}{L_{calha}^*} = 0,15 \cdot \frac{y_{j,T}}{R} + \left( 0,4 - \frac{y_{j,T}}{y_c} \right)^2 \quad (5.35)$$

Para esta equação (5.35), o segundo termo é nulo quando  $y_{j,T}/y_c \geq 0,4$ . Os termos da equação foram calculados separadamente, e são mostrados na Figura 5.14, extrapolados para breve visualização.

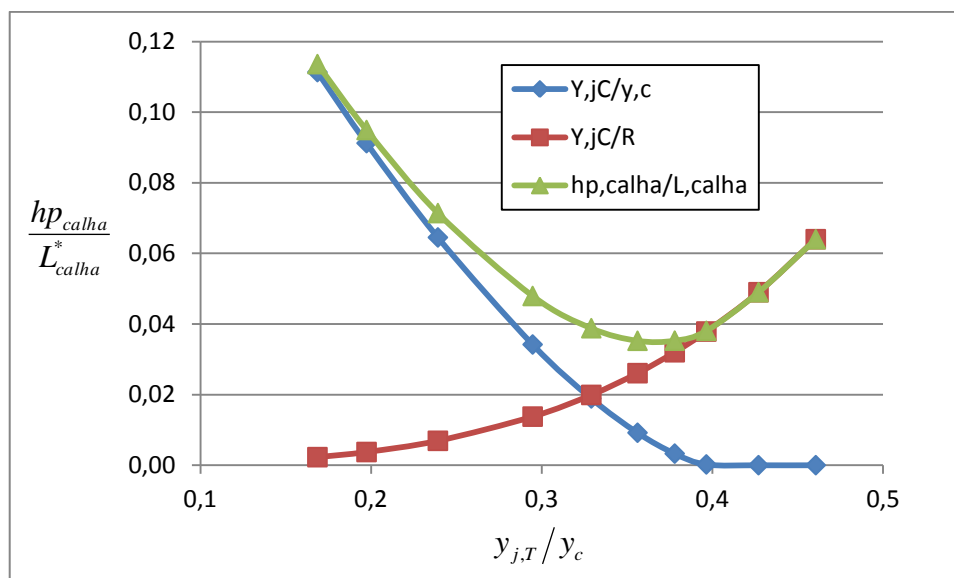


Figura 5.14 – parcelas de perda de carga na calha do vertedouro

No [Apêndice 3](#), há outras formas propostas, como a calibração do fator de resistência de Darcy-Weisbach ( $f$ ) e do coeficiente de Manning ( $n$ ), de modo que será possível a comparação dos aspectos que ficaram indefinidos neste trabalho com estudos futuros. A parcela de perda de carga anterior ao lançamento do jato, quando bem elucidada, torna possível a comparação dos diversos estudos que tratam das características do jato a partir do local de emissão.

Conforme visto na Figura 5.12, a relação proposta pode atingir valores indesejados quando extrapolada, por isso este artifício deve ser usado com o devido cuidado. USA (1990, p. 2-8), recomenda usar em vertedouros coeficientes de rugosidades, maiores, para cálculo da capacidade de descarga, e menores, para o cálculo da velocidade.

Matos (1999<sup>110</sup> apud TEIXEIRA, 2008, p. 87), alerta que o coeficiente de perda de carga linear ( $f$ ) é menor em condições com maior aeração do escoamento. Sendo assim, o coeficiente será menor em um modelo com escala reduzida, do que seu respectivo protótipo, implicando em velocidades de lançamento ( $V_j$ ) maiores no caso do protótipo.

Resumindo, a metodologia proposta para o cálculo da perda de carga na calha ( $hp_{calha}$ ) do vertedouro salto esqui modelado representa bem os dados obtidos em ensaio. As diferenças entre os valores medidos e os representados pelas equações propostas não levaram a maiores

<sup>110</sup> MATOS, J. S. G. **Emulsão de ar e dissipação de energia do escoamento em descarregadores em degraus**. Dissertação de Doutorado, Instituto Superior Técnico, Portugal, 1999.

divergências no valor de  $y_j$  (até 1mm no modelo e 10cm em protótipo). Os resultados obtidos são mostrados na tabela abaixo.

Tabela 5.9 – valores de perda de carga na calha calculados pelos diferentes métodos propostos

$H_m$ (m)	0,553	0,584	0,607	0,627	0,646	0,663
$hp_{calha,medida}$ (m)	0,150	0,097	0,077	0,075	0,076	0,081
$hp_{calha,calc}$ (m) (5.35)	0,150	0,101	0,081	0,074	0,074	0,080
$hp_{calha,calc}$ (m) (eq. A11)	0,149	0,095	0,078	0,074	0,076	0,081

### 5.3.3 Modelo de perda de carga no jato

Decorrido o trecho percorrido pelo fluxo ao longo da calha do vertedouro, a perda de energia sofrida no jato ( $hp_{jato}$ ) é contabilizada desde a seção de lançamento do jato até a seção de incidência na bacia de dissipação, conforme visto anteriormente com a equação (5.30). A dinâmica de jato livre repercute àquilo que o fluxo foi condicionado anteriormente à sua emissão, por isso, a perda de energia sofrida no jato ( $hp_{jato}$ ) deve ser relacionada com um parâmetro ligado diretamente à turbulência do jato em sua emissão ( $Tu_j$ ), que será visto em 6.2.9.

Com isso, obteve-se a relação adimensional mostrada na Figura 5.15, a partir dos dados medidos, onde  $\bar{Z}_{topo}$  é a cota máxima central atingida pelo jato e  $D_{topo}$  é o grau de dispersão no topo do jato. A equação (5.36) de ajuste aos dados é mostrada em seguida.

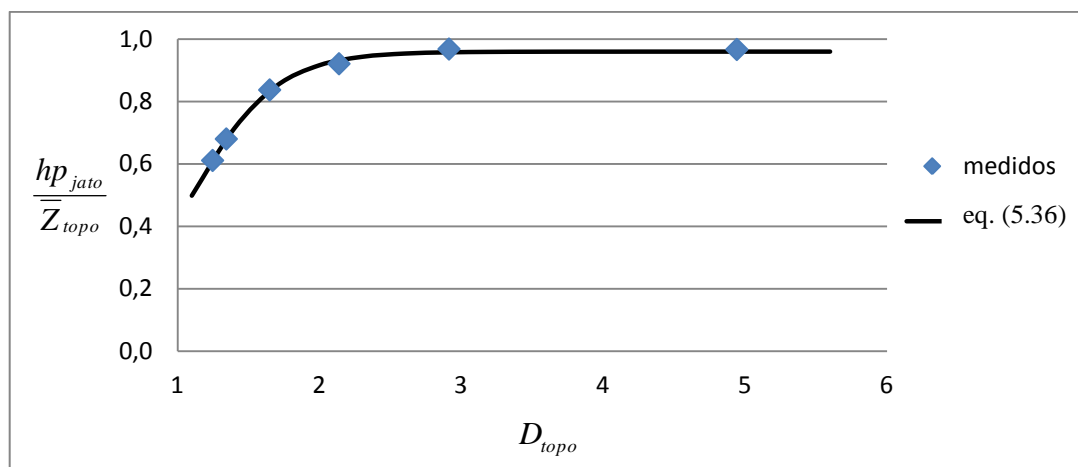


Figura 5.15 – relação de perda de carga sofrida no jato

$$\frac{hp_{jato}}{\bar{Z}_{topo}} = \frac{0,96}{(1 + 35 \cdot \exp(-3,3 \cdot D_{topo}))} \quad (5.36)$$

Analisando, tem-se que a partir de um alto grau de dispersão no topo do jato ( $D_{topo} > 2$ , para as menores vazões), a perda de carga no jato ( $hp_{jato}$ ) começa a atingir um máximo, igual a 96% da altura central do topo do jato ( $\bar{Z}_{topo}$ ). Isto mostra que para as condições de ensaio: impacto do jato na bacia de dissipação com formação de ressalto clássico ( $S = 1$ ) a jusante, mesmo com a profundidade a montante da bacia ( $y_p$ , visto na Figura 4.4) aumentando para as maiores vazões ensaiadas, a proporção de perda de carga no jato ( $hp_{jato}/\bar{Z}_{topo}$ ), que na modelagem proposta considera as perdas por recirculação neste colchão d'água, tende a diminuir. Sendo assim, tem-se que a profundidade de montante da bacia ( $y_p$ ) não influencia significativamente na perda de carga contabilizada aqui.

Nos ensaios realizados no presente trabalho com  $S = 1$  (visto em 3.4.2), pôde ser observado que não houve uma interferência significativa da energia turbulenta do jato para o poço de acumulação, apenas uma pequena região de recirculação foi formada junto ao contorno do jato. Conforme observa Lencastre (1961<sup>111</sup> apud PINTO, 1994, p. 279), os pequenos colchões d'água tem um efeito diminuto na dissipação de energia, ou quase nulo; por outro lado, a partir de uma certa profundidade do colchão ocorre uma efetiva dissipação da energia devida a certa facilidade que o próprio colchão oferece para o desenvolvimento da turbulência.

<sup>111</sup> LENCASTRE, A. **Descarregadores de lâmina livre: bases para o seu estudo e dimensionamento**. Lisboa: LNEC, 1961. 137 p.



Conforme o exposto, conclui-se que a perda de carga  $hp_{j-1}$ , ocorrida entre o ponto de lançamento do jato e a altura rápida do ressalto, pode ser simplificada para apenas perda de carga no jato ( $hp_{jato}$ ). Portanto, a equação (5.36) poderá vir a ser utilizada mesmo quando o ressalto for afogado ( $S > 1$ ), com alturas de colchões d'água elevadas, sendo que a perda de carga causada pelo mergulho do jato e turbulência ocorrida no colchão d'água deve ser considerada adicionalmente.

Os valores interpolados, obtidos pela equação (5.36), representativos dos valores medidos, são mostrados na Tabela 5.10, onde as diferenças relativas entre estes valores ficaram em até 1%. Conforme será visto a seguir, na etapa de fechamento sobre o tema, essas diferenças não influenciaram significativamente o valor da perda de energia total.

Tabela 5.10 – perda de carga obtida através dos dados medidos

$H_m$ (m)	0,553	0,584	0,607	0,627	0,646	0,663
$hp_{jato,medido}$ (m)	0,266	0,290	0,297	0,274	0,229	0,205
$hp_{jato,calc}$ (m)	0,263	0,291	0,297	0,272	0,229	0,203

### 5.3.4 Síntese e conclusão

Para um projeto de vertedouro salto esquí, por este se tratar de um dissipador de energia, as perdas ocorridas ao longo da calha do mesmo, e no jato lançado, ajudam na dissipação. Apesar destas perdas somadas, serem significativas para as menores vazões, como se pode ver adiante na Figura 5.16, para as maiores vazões, a proporção de perda de energia é menor na calha e no jato havendo maior energia residual a ser dissipada no colchão d'água, a qual será tratada mais adiante neste trabalho. De acordo com os problemas identificados, para as menores vazões, deve-se ter cuidado para o alcance atingido pelo jato ser satisfatório, já que a velocidade de lançamento fica reduzida. A determinação do alcance do jato é desenvolvido na etapa 5.4 deste trabalho, logo em seguida.

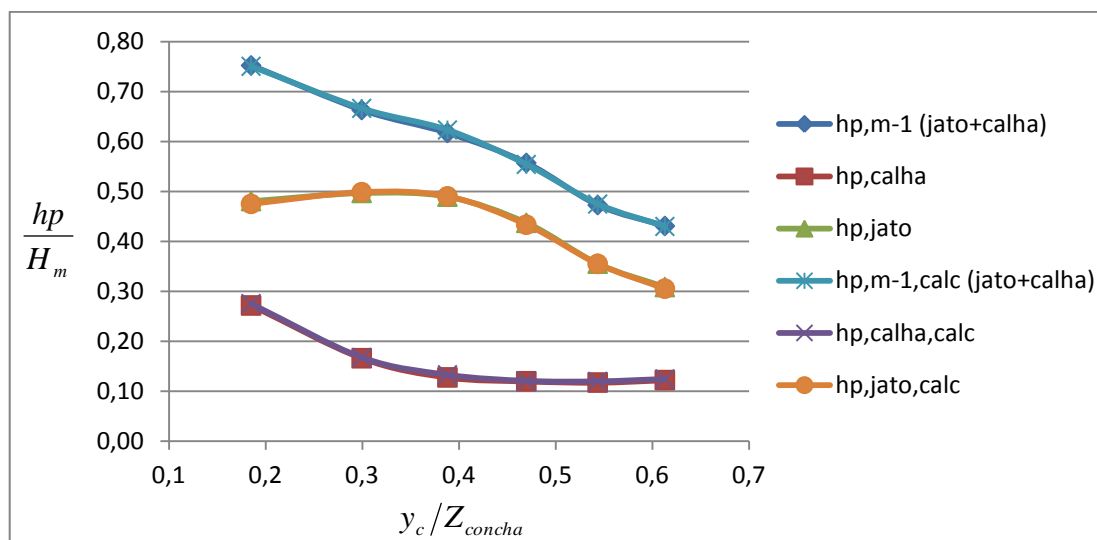


Figura 5.16 – perdas de carga obtidas a partir dos valores medidos em ensaio, e respectivos valores calculados através da formulação proposta

Conforme as medições em ensaio, foi possível obter pela fórmula de Bélanger (item 3.4.2), a altura supercrítica ( $y_1$ ) conjugada do ressalto clássico ( $S=1$ ) e a respectiva energia de entrada ao ressalto ( $H_1$ ). De outra forma, como metodologia de cálculo proposta, é possível calcular estes dois parâmetros ( $y_1$  e  $H_1$ ) utilizando-se as fórmulas vistas neste capítulo.

Primeiramente,  $H_1$  é calculada subtraindo-se da energia de montante ( $H_m$ ) as perdas de carga  $hp_{calha}$  e  $hp_{jato}$ , depois,  $y_1$  é calculada por iteração usando a equação de Bernoulli. Os valores resultantes são mostrados na Tabela 5.11, podendo-se notar que a diferença entre esses e os valores de  $y_1$  obtidos através dos dados de  $y_{2,S=1}$  medidos ficaram no máximo igual a 1mm, o que corresponde a 10cm em um protótipo com escala 1:100. Sendo assim, tem-se que a maior preocupação enquanto na transposição para um projeto deve ser focada na diferença de geometria entre o vertedouro projetado e o vertedouro modelado no presente trabalho, além dos fatores influenciados pela escala de transposição.

Tabela 5.11 – comparação entre os valores obtidos através dos dados medidos em ensaio e os calculados pela formulação proposta: valores de altura supercrítica do ressalto clássico e energia do escoamento de montante ao ressalto

$H_m$ (m)	0,553	0,584	0,607	0,627	0,646	0,663
$y_{1,medido}$ (m)	0,015	0,027	0,037	0,045	0,050	0,057
$H_{1,medido}$ (m)	0,137	0,197	0,232	0,278	0,341	0,378
$H_{1,calc}$ (m)	0,138	0,195	0,229	0,280	0,339	0,378
$y_{1,calc}$ (m)	0,015	0,027	0,037	0,044	0,050	0,057

#### 5.4 ASPECTOS A CONSIDERAR SOBRE A DINÂMICA DE JATOS LIVRES

A dinâmica de jatos lançados por vertedouros salto esqui tem como um importante parâmetro o alcance do jato. Esta grandeza está relacionada com o ângulo de incidência do jato no colchão d'água, o qual influencia diretamente na morfologia da fossa de erosão. O alcance do jato também define o ponto de início da fossa de erosão, conforme será visto no item 6.9.3, além do comprimento percorrido no ar permitir a aeração do fluxo que atinge o colchão d'água, em atenção à grande quantidade de ar arrastada no caso de protótipos. Nesta parte do trabalho, será visto o ângulo balístico no ponto de lançamento do jato ( $\theta_b$ ) e será tratado do alcance atingido pelo jato, além da comparação deste local de incidência do jato ( $L_{proj}$ ) com o local de ocorrência de máxima pressão média ( $L_{p,max}$ ). Este ponto ocorre a montante do ponto de incidência do jato ( $L_{proj}$ ) conforme será visto (item 5.4.3) para os ensaios sem formação de colchão d'água a jusante.

### 5.4.1 Ângulo balístico

O ângulo efetivo de lançamento do jato não é idêntico ao de lançamento da concha do vertedouro salto esquí devido ao rearranjo de pressões, com foi notado por Orlov (1974<sup>112</sup> apud PFISTER & HAGER, 2009, p. 468). Vischer e Hager (1994<sup>113</sup> apud SAVIĆ et al., 2006, p. 183) mostram um diagrama desenvolvido por Orlova (1975<sup>114</sup>), no qual estão presentes as razões adimensionais:  $(\theta_b + \theta_2)/(\theta_1 + \theta_2)$  e  $R/y_j$ . Onde  $\theta_1$  é o ângulo de lançamento da concha,  $\theta_2$  é o ângulo de inclinação da calha anterior à concha e  $\theta_b$  é o ângulo balístico do jato. Mais tarde, Heller et al. (2005<sup>115</sup> apud SAVIĆ et al., 2006, p. 183), apresentam a equação (5.37), na qual os ângulos são expressos em graus.

$$\frac{\theta_b}{\theta_1} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\theta_1}{70} \right)^{\frac{1}{6}} \cdot \left[ 1 + e^{-8 \left( \frac{y_j}{R} \right)^2} \right] \quad (5.37)$$

Utilizando-se as relações adimensionais propostas na equação (5.37), outra equação (5.38) foi adaptada aos resultados obtidos no presente trabalho (item 5.3.1.3), onde os ângulos são expressos em radianos:

$$\theta_b = 1,85 \cdot \theta_1^3 \cdot \left( \frac{y_j}{R} \right)^{0,05} \quad (5.38)$$

mas estas duas equações não consideram a energia cinética anterior ao lançamento do jato. Como proposição deste trabalho, esta energia será considerada a fim de que a geometria física do vertedouro a montante do ponto de lançamento do jato possa ser desprezada para a verificação da dinâmica de jatos com outros autores. Por isso, uma nova relação adimensional é proposta (5.39), ajustada a partir dos dados medidos em ensaio, como visto na Figura 5.17.

<sup>112</sup> ORLOV, V. Die Bestimmung des Strahlsteigwinkels beim Abfluss über einen Sprungschancenüberfall. **Wasserwirtschaft-Wassertechnik**, 1974, 24(9), 320–321 [in German].

<sup>113</sup> VISCHER, D. L.; HAGER W. H. **Dam Hydraulics**. John Wiley & Sons, 1998.

<sup>114</sup> ORLOVA, T. Determination of the angle of decline at the launch of a ski jump with lip flat or tilted (in Russian). **Proceedings** of coordination meetings on Hydraulic Engineering: Hydraulics of high-waste facilities. Additional materials/VNIIG. Vedeneeva B. E., 1975, pp. 61-64.

<sup>115</sup> HELLER, V.; HAGER, W. H.; MINOR, H. E. Ski Jump Hydraulics. **Journal of Hydraulic Engineering**, 2005, Vol. 131, No.5, 347-355.

$$\frac{\theta_b}{\theta_1} \cdot \frac{y_j}{y_c} = 0,47 \cdot \left( 15,5 - 0,57 \cdot \exp\left(\frac{a_c}{g}\right) \right)^{-0,2} \quad (5.39)$$

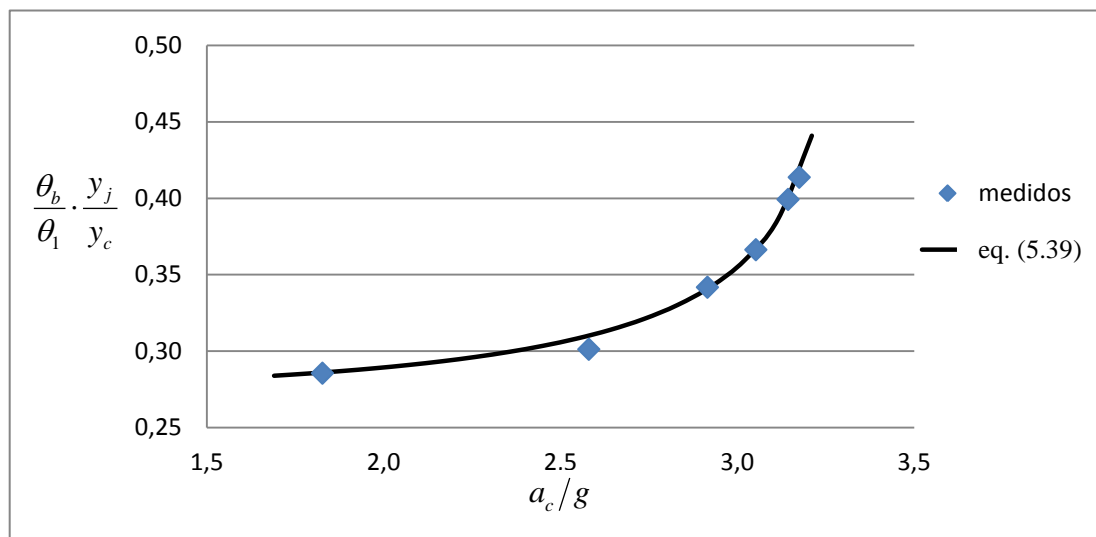


Figura 5.17 – relação do ângulo balístico obtido nos ensaios

Os valores dos ângulos balísticos ( $\theta_b$ ), obtidos através dos dados medidos em modelo, foram então plotados na Figura 5.18 onde são comparados aos valores calculados pelas equações (5.37), (5.38) e (5.39). Deste gráfico, pode ser observado que apesar da segunda equação (5.38) ser mais simplificada que a terceira (5.39), apresenta uma diferença menor dos valores medidos, contudo, a equação a ser utilizada nos cálculos seguintes será a terceira (5.39), pois esta considera a inércia na concha de lançamento, que é um parâmetro importante na transposição desse fenômeno para outros modelos, ou para um protótipo sem completa semelhança com a morfologia física do modelo do presente trabalho. Quanto à primeira equação (5.37), por apresentar maiores diferenças dos valores medidos, repercute em menor perda de energia calculada no jato ( $hp_{jato}$ ). A diferença relativa aos dados de  $hp_{jato}$  calculados com o uso desta equação ficou menor em até 15% em relação aos dados medidos, isto é, a favor da segurança.

No presente trabalho, a perda de energia no jato ( $hp_{jato}$ ), segundo a equação (5.36), é calculada por meio da altura central do topo do jato ( $\bar{Z}_{topo}$ ). Conforme visto no [Apêndice 4](#), esta altura é dada por:

$$\bar{Z}_{topo} = Z_{concha} + \frac{V_{bY}^2}{2 \cdot g} \quad (\text{A.13}), \text{ onde: } V_{bY} = \sqrt{V_b^2 - (V_b \cdot \cos(\theta_b))^2} \quad (\text{A.20})$$

onde a velocidade balística do jato é obtida pela equação (5.29, vista em 5.3.1.3):

$$\frac{V_b^2}{2 \cdot g} = \frac{V_{j,T}^2}{2 \cdot g} - hp_{calha} \quad (5.29)$$

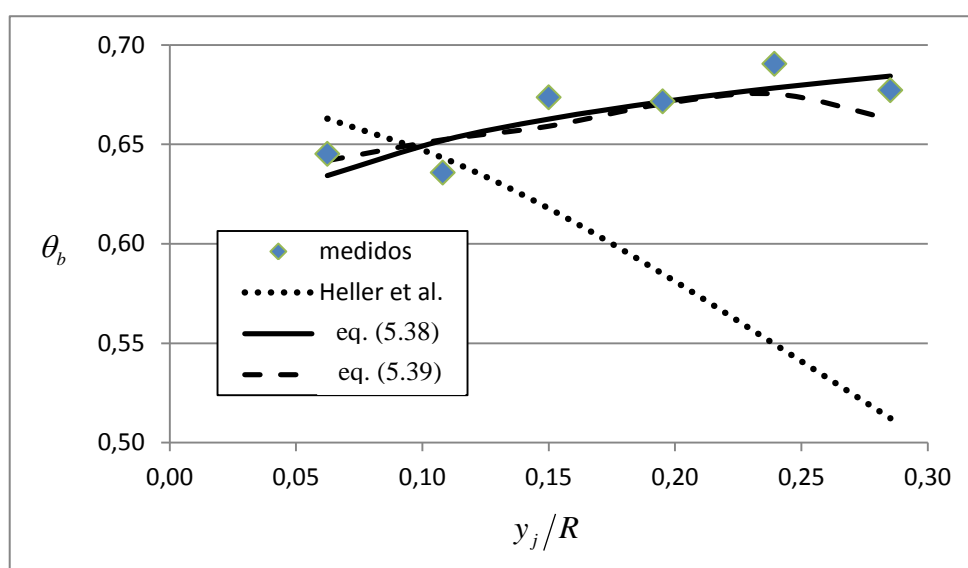


Figura 5.18 – comparação entre os dados dos ângulos balísticos obtidos através das medições em ensaios e os calculados pelas fórmulas vistas anteriormente

## 5.4.2 Alcance projetado do jato

Estudando o alcance de jatos, Kawakami (1973<sup>116</sup> apud AZAMATHULLA et al., 2009, p. 401) obteve que o efeito da resistência do ar na trajetória de jatos é pequeno sempre que a velocidade de lançamento ( $V_j$ ) é menor que aproximadamente 20m/s, mas para velocidades muito altas, da ordem de 40m/s, a distância projetada do jato pode ter uma redução de até 30% da distância teórica. Portanto, deve-se ter um cuidado adicional nestas condições. O equacionamento para obtenção da distância projetada do jato ( $L_{proj}$ ), a partir dos parâmetros calculados na metodologia proposta no presente trabalho, é desenvolvido no [Apêndice 4](#). Então, esta grandeza, a qual é caracterizada pelo comprimento projetado em plano horizontal

<sup>116</sup> KAWAKAMI, K. A study of the computation of horizontal distance of jet issued from ski-jump spillway. *Japanese Society of Civil Engineering Journal*, 1973, 219, No. 11, 37–44.

do fluxo do núcleo do jato, desde o ponto de lançamento do jato até o ponto de impacto na soleira da bacia de dissipação ensaiada, é dada pela [equação \(A.19\)](#):

$$L_{proj} = \frac{\left( V_{bY} + \sqrt{2 \cdot g \cdot \left( Z_{concha} + \frac{V_{bY}^2}{2 \cdot g} \right)} \right) \cdot \sqrt{V_b^2 - V_{bY}^2}}{g} \quad (\text{A.19}),$$

$$\text{onde } V_{bY} = \sqrt{V_b^2 - (V_b \cdot \cos(\theta_b))^2} \quad (\text{A.20})$$

Assim, com os dados medidos, os quais são apresentados na Tabela 5.12, a [Equação \(A.19\)](#) proposta é comparada com outras equações retiradas da bibliografia. Esta comparação é mostrada então, na Figura 5.19. As equações usadas são vistas em seguida, são elas: a equação (5.40) de Maitre e Obolensky (1954<sup>117</sup> apud AZAMATHULLA et al., 2009, p. 400), a qual foi comparada com os dados de Panasenkov (1951<sup>118</sup> apud TAMADA, 2004, anexo Dis-35) vistos na Figura 5.19; a equação (5.41) de Vischer et al. (1997 apud CID SOLÉ, 2004, p. 65); e a equação (5.42) teórica da trajetória do jato (USA, 1990, p. 7-13).

Tabela 5.12 – valores medidos em ensaio da distância projetada de alcance do centro do núcleo do jato

$F_j$	5,41	4,89	4,41	3,96	3,62	3,34
$L_{proj}$ (m)	0,54	0,70	0,77	0,80	0,82	0,83

<sup>117</sup> MAITRE, R.; OBOLENSKY, S. Etuded quelques caracteristiques de l'e 'coulement dans la partie aval des evacuateurs de surface. **La Houille Blanche**, Grenoble, France, 1954, 481–511.

<sup>118</sup> PANASENKOV, N. S. Effect of the turbulence of a liquid jet on breakdown. **Zurnal Techniceskoj fiziki**, 1951, 21, 161–166.

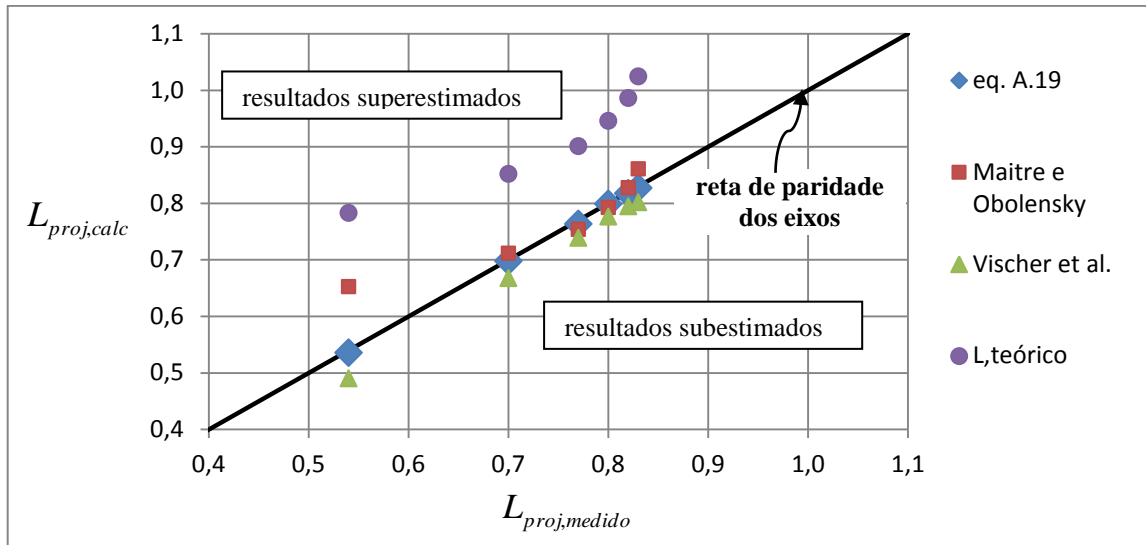


Figura 5.19 – comparação entre os valores medidos de distância projetada horizontalmente do jato e os valores calculados pelas equações citadas

a) Maitre e Obolensky (1954):

$$\frac{L_{proj}}{H_m} = 1,9 \cdot \frac{H_m - Z_{concha}}{H_m} \cdot \text{sen}(2 \cdot \theta_1) \tag{5.40}$$

para  $\theta_1$  em radianos, conforme visto na Figura 5.20 (entre 10 e 45 graus):

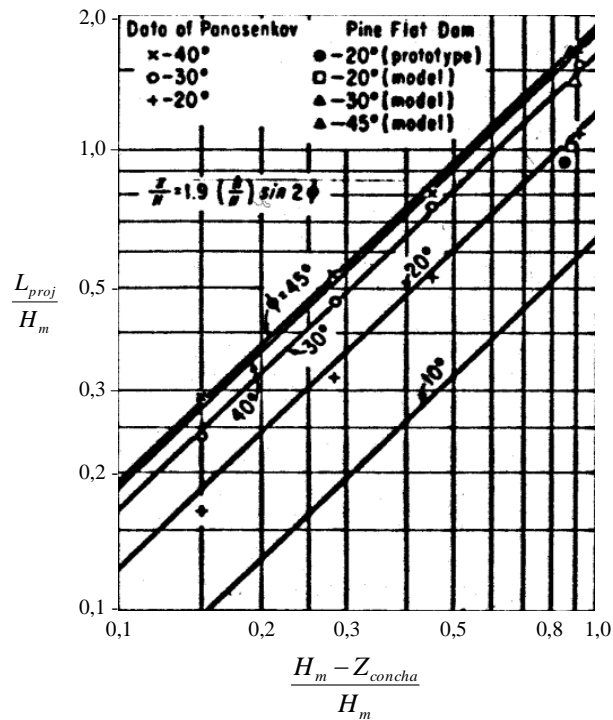


Figura 5.20 – equação de Maitre e Obolensky (1954) comparada com os dados de Panasenkov (1951 apud TAMADA, 2004, anexo Dis-35)



b) Vischer et al. (1997):

$$\frac{L_{proj}}{(V_j^2/2 \cdot g)} = 2 \cdot \frac{\text{sen}(\theta_1)}{\text{sec}(\theta_1)} \cdot \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{Z_{concha}}{(V_j^2/2 \cdot g) \cdot \text{sen}^2(\theta_1)}} \right] \quad (5.41)$$

c) Alcance teórico do jato:

$$L_t = h_1 \cdot \text{sen}(2 \cdot \theta_0) + 2 \cdot \cos(\theta_0) \cdot \sqrt{h_1 \cdot (h_1 \cdot \text{sen}^2(\theta_0) + h_2)} \quad (5.42)$$

onde:  $tg(\theta_0) = \text{sec}(\theta) \cdot \sqrt{\text{sen}^2(\theta) + h_2/h_1}$ ,  $h_1 \equiv H_m - Z_{concha}$  e  $h_2 \equiv Z_{concha}$ .

### 5.4.3 Local de ocorrência da máxima pressão na soleira

De acordo com Pinto (2004, p. 253), a análise da trajetória do jato pode subsidiar a estimativa do ponto de ocorrência de pressão máxima na soleira da bacia de dissipação. Conforme o autor, este ponto está associado ao local de máxima profundidade da fossa de erosão.

Para o cálculo do local de ocorrência de pressão máxima, Beltaos (1976<sup>119</sup> apud PINTO, 1994, p. 253) desenvolveu uma equação (5.44) para jatos de ar inclinados, os quais incidiam sobre uma soleira plana, onde é obtida a excentricidade ( $S$ ) do ponto de ocorrência de pressão máxima na soleira ( $L_{P,max}$ ), em relação ao ponto de incidência do jato na soleira ( $L_{proj}$ ). Esta equação, utilizada para jatos de água, é função dos seguintes parâmetros: o ângulo teórico de incidência do jato na soleira ( $\theta_0$ ), em graus, e a espessura total do jato na seção de incidência ( $y_i$ ). Este último pode ser obtido através do grau de dispersão do jato no impacto ( $D_i$ ), conforme visto em 5.2.2. Então, a distância em que ocorre a pressão máxima, a contar do ponto de lançamento do jato ( $L_{P,max}$ ), é calculada pela equação (5.43), sendo  $L_t$  a distância teórica do alcance do jato em plano horizontal, vista anteriormente.

$$L_{P,max} = L_t - S, \quad (5.43)$$

<sup>119</sup> BELTAOS, S. Oblique impingement of plane turbulent jets. J.HYDR.DIV., ASCE, v. 102, Ser.. HY, n. 9, p. 1177-1192, Sept. 1976.

$$\text{com: } \frac{S}{y_i} = 2,15 \cdot \left(1 - \frac{\theta_0}{90}\right) \quad (5.44)$$

Contudo, outra fórmula é proposta no presente trabalho, a fim de ajustar com maior precisão os pontos na soleira onde foram medidas as pressões máximas. A equação (5.45) resultante pode ser vista em seguida, e logo abaixo é mostrado um gráfico (Figura 5.21) comparativo entre os métodos apresentados.

$$\frac{L_{P,max}}{Z_{concha}} = 1,33 \cdot \left(\frac{L_{proj}}{Z_{concha}} - 1\right) \quad (5.45)$$

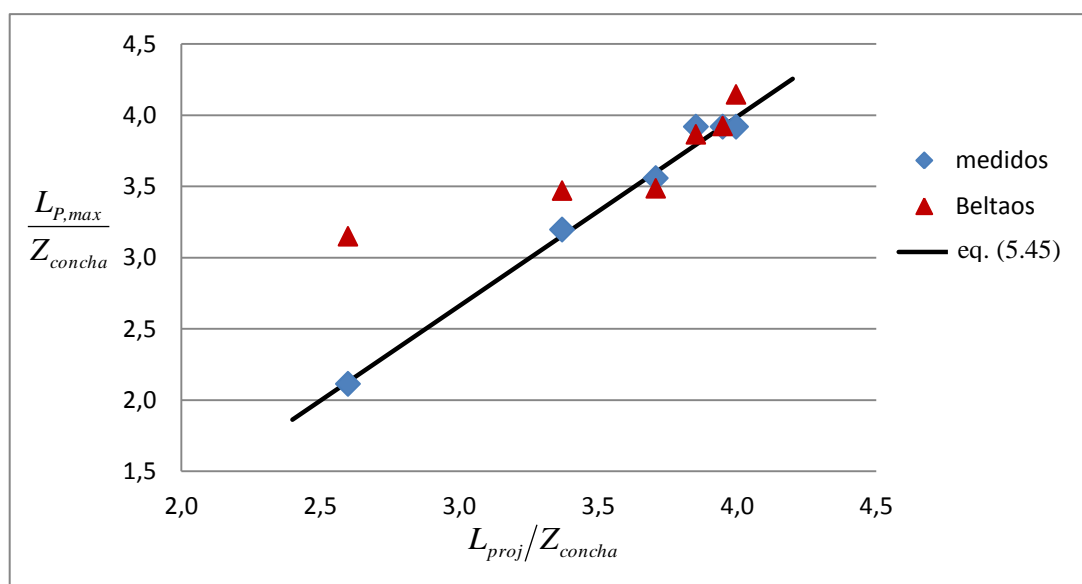


Figura 5.21 – distância de ocorrência de pressão máxima na soleira calculada por Beltaos (1976) e a equação proposta

O aspecto do deslocamento do ponto de estagnação para montante do impacto do jato, ou seja:  $L_{proj} > L_{P,max}$ , é devido à tendência da linha de fluxo de se deslocar para jusante quando no impacto com a soleira, devido à existência de um vórtice nesta região (BELTAOS, 1976<sup>120</sup> apud PINTO, 1994, p. 103). De fato, a equação de Beltaos (1976) não foi satisfatória para o ponto medido referentes à menor vazão ensaiada pois o cálculo através desta equação levou a valores de  $L_{P,max}$  maiores que os valores de  $L_{proj}$  medidos no presente trabalho.

<sup>120</sup> BELTAOS, S. Oblique impingement of plane turbulent jets. J.HYDR.DIV., ASCE, v. 102, Ser. HY, n. 9, pp. 1177-1192, Sept. 1976.

## 6 CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO APÓS O IMPACTO DO JATO NO COLCHÃO D'ÁGUA

No presente capítulo são estudadas as características do jato que se difunde no interior do colchão d'água, bem como a ação deste fluxo sobre o leito. Para isso, os efeitos de pressões e suas flutuações medidas no leito, e no interior de juntas, para diferentes profundidades de colchão d'água, são relacionados com as condições iniciais do jato (entrada no colchão d'água). Além das condições de entrada, outros fatores de influência nas pressões que ocorrem no leito são obtidos por relações com demais estudos encontrados na bibliografia, os quais oferecem diferentes condições de bacias de dissipação ensaiadas. Dentre outras características relacionadas com a forma da bacia de dissipação, os estudos dispostos na bibliografia tratam desde a difusão do jato no interior do colchão d'água até parâmetros respectivos à evolução natural da geometria de fossas de erosão.

As características que descrevem o comportamento do fluxo d'água que entra no colchão d'água foram definidas no [capítulo 5](#). Desta forma, estas definições são aplicadas nesta próxima etapa do trabalho (interior do colchão d'água), de modo a representar seus efeitos na formação de fossas de erosão. Assim, os parâmetros como a turbulência inicial do jato, a qual é definida ainda anteriormente ao lançamento do jato, e que é a causa da dispersão do jato no ar com posterior aeração do colchão d'água, são levados em conta neste capítulo.

### 6.1 PARÂMETROS ADIMENSIONAIS BÁSICOS PARA ESTUDO DOS FENÔMENOS A JUSANTE DE JATOS LIVRES

Algumas relações expostas no decorrer do presente trabalho têm como variável independente o ângulo de incidência teórico do jato ( $\theta_0$ ), o qual é visto na equação (6.1). Este parâmetro físico, adimensional, é de grande valia, pois representa características peculiares do modelo em questão, como a relação entre a energia de montante ( $H_m$ ) e a altura de lançamento do jato ( $Z_{concha}$ ), além do ângulo de lançamento da concha do vertedouro salto esqui ( $\theta_1$ ). A representação física destas variáveis pode ser vista no [Anexo 1](#).

Para permitir a comparação com a bibliografia, ou, a aplicação dos resultados obtidos no presente trabalho em projetos, o parâmetro adimensional  $\theta_0$ , que é utilizado no presente trabalho, é relacionado com outros parâmetros adimensionais básicos ( $F_j$  e  $N_q$ , vistos abaixo), os quais são representativos das características de emissão de jatos livres. Estas relações são importantes, pois na bibliografia há modelos com diferentes morfologias físicas à ensaiada, e quando na transposição dos resultados obtidos para projeto, pela mesma razão, pode-se ter diferente relação geométrica da implícita no parâmetro  $\theta_0$  utilizado no presente trabalho (6.1).

Então, com o intuito de possibilitar a validação dos resultados obtidos no presente trabalho em outras aplicações, a variável  $\theta_0$  presente nas formulações desenvolvidas no decorrer deste trabalho pode ser substituída pelo número de Froude no lançamento do jato ( $F_j$ ), ou pela razão da altura de escoamento crítica pela altura de queda ( $y_c/Z_{concha}$ ). Enquanto  $F_j$  representa a característica inercial do jato, a razão  $y_c/Z_{concha}$  representa a característica potencial do mesmo, podendo ser expressa pelo número de queda ( $N_q$ ), o qual é visto no [Apêndice 5](#). As definições correspondentes aos parâmetros mencionados anteriormente são vistas, respectivamente, nas equações (6.1), (6.2) e (6.3).

$$\theta_0 = \text{atan} \left( \frac{\sqrt{\frac{\text{sen}^2(\theta_1) + \frac{Z_{concha}}{H_m - Z_{concha}}}}{\text{cos}(\theta_1)}} \right) \quad (6.1)$$

$$F_j = \frac{V_j}{\sqrt{g \cdot y_j}} \quad (6.2)$$

$$y_c/Z_{concha} = N_q^{1/3} \quad (6.3)$$

Assim, para proporcionar a semelhança inercial e potencial entre estudos que detalham os fenômenos envolvidos a jusante da emissão de jatos, o parâmetro  $\theta_0$ , no qual está implícita a morfologia específica do modelo, pode ser desmembrado entre os adimensionais  $F_j$  e  $y_c/Z_{concha}$ . As relações obtidas na presente modelagem entre esses parâmetros, os quais

foram calculados através dos dados medidos em ensaio, são vistas na Figura 6.1 e na Figura 6.2, respectivamente, e as equações dos ajustes respectivos são: (6.4) e (6.5).

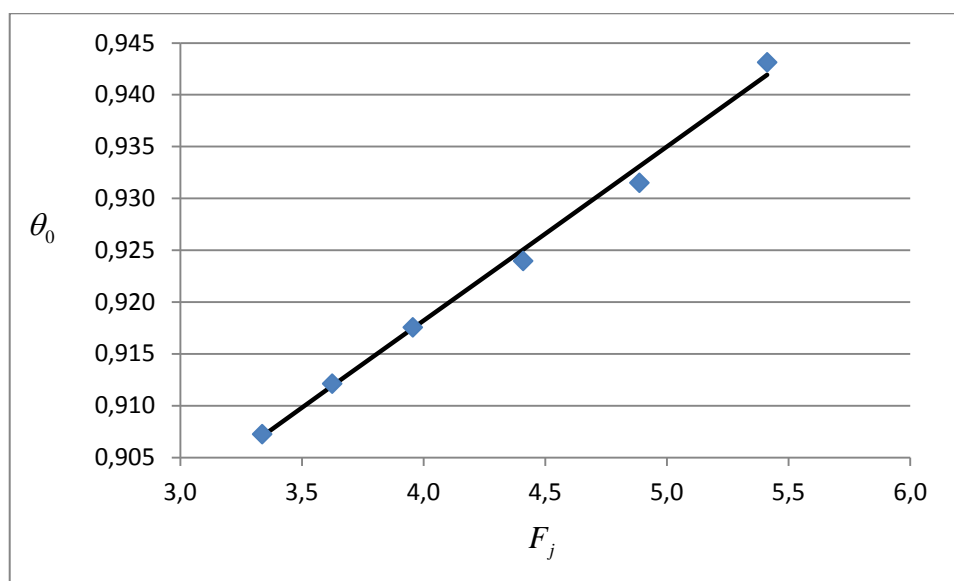


Figura 6.1 – ângulo de incidência teórico do jato em função do número de Froude no lançamento

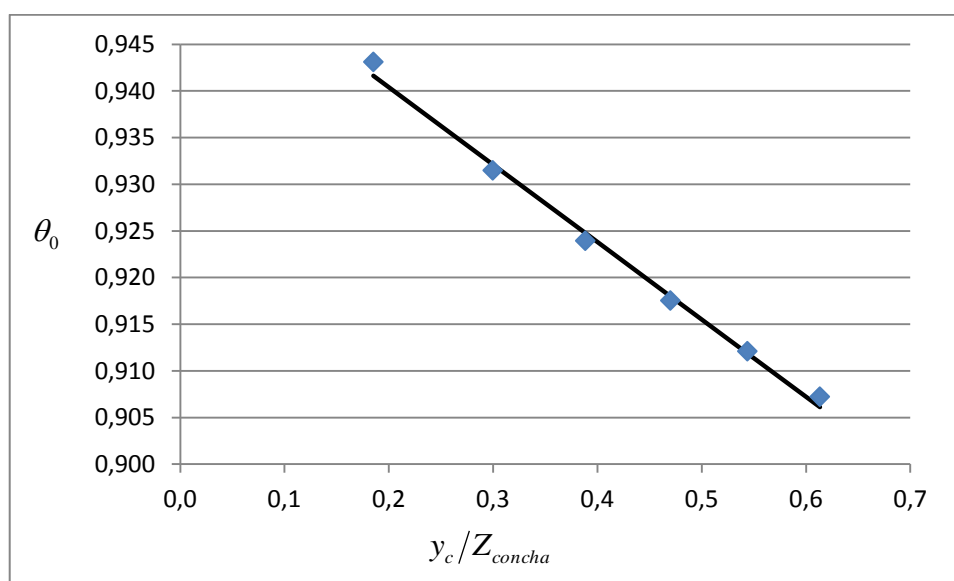


Figura 6.2 – ângulo de incidência teórico do jato em função razão da altura de escoamento crítica pela altura de queda

$$\theta_0 = 0,851 + 0,0168 \cdot F_j \quad (6.4)$$

$$\theta_0 = 0,957 - 0,0831 \cdot \frac{y_c}{Z_{concha}} \quad (6.5)$$

O ângulo de incidência do jato no fundo da bacia de dissipação ( $\theta_0$ ) é utilizado, no presente trabalho como uma variável independente, isto é, representando cada condição de vazão ensaiada. Conforme mencionado, este parâmetro possui implicitamente as características de emissão do jato, trazendo como variáveis a carga de montante ( $H_m$ ), a altura de lançamento ( $Z_{concha}$ ) e o ângulo da concha ( $\theta_1$ ), sendo, portanto, relacionável com outros parâmetros que dependem dessas variáveis. É válido ressaltar que da forma como é usado nas análises do presente trabalho,  $\theta_0$  está referenciado com o fundo da bacia de dissipação, portanto, não é alterado de acordo com as condições de nível d'água de jusante.

## 6.2 CARACTERÍSTICAS DO IMPACTO DO JATO

Nesta etapa do trabalho, são apresentadas as análises dos principais parâmetros utilizados em métodos de dimensionamento de fossas pré-escavadas, ou de verificação do material de leito quanto à possibilidade de erosão, em função do colchão d'água. Desta maneira, os dados de pressão, obtidos neste trabalho, são apresentados e analisados para posterior utilização nesses métodos. Conforme metodologia de ensaio proposta ([capítulo 4](#)), os dados analisados nesta etapa do trabalho foram medidos em três configurações de bacia de dissipação, onde as tomadas de pressão foram posicionadas:

- a) ao longo do eixo do canal, sem juntas;
- b) no fundo das juntas em torno de um bloco, nos locais de incidência do jato;
- c) no fundo de uma cavidade com um bloco, nos locais de incidência do jato.

Com isso, as relações então obtidas, para estas três configurações distintas, são comparadas entre si a fim de se detectar a condição mais adversa. Finalmente, a turbulência inicial do jato, a qual é definida no lançamento do jato, também é levada em conta nas pressões resultantes no leito. Esta variável é a causa da dispersão do jato no ar com posterior aeração do colchão d'água, e pode ser aferida através das medições de pressão. A identificação de cada um destes parâmetros é feita no [Anexo 1](#).

### 6.2.1 Profundidade do poço de acumulação

A profundidade do colchão d'água situado entre o local de impacto do jato e o pé do vertedouro (a montante) é denominada profundidade do poço de acumulação ( $y_p$ ). Esta carga d'água sobre a soleira da bacia sofre pequenas ondulações em modelo, sendo considerada por alguns autores como a carga estática de referência para a obtenção das pressões dinâmicas no fundo da bacia, como será visto mais adiante.

Estas alturas medidas foram obtidas através da média das pressões verificadas nos transdutores, localizados nesta zona estável a montante do impacto do jato, conforme indicado na Figura 4.4. Então, conforme a relação expressa na Figura 6.3, na condição de ressalto clássico ( $S = 1$ ), a profundidade do poço de acumulação ( $y_{p,S=1}$ ) pode ser calculada pela equação (6.6) de ajuste vista abaixo.

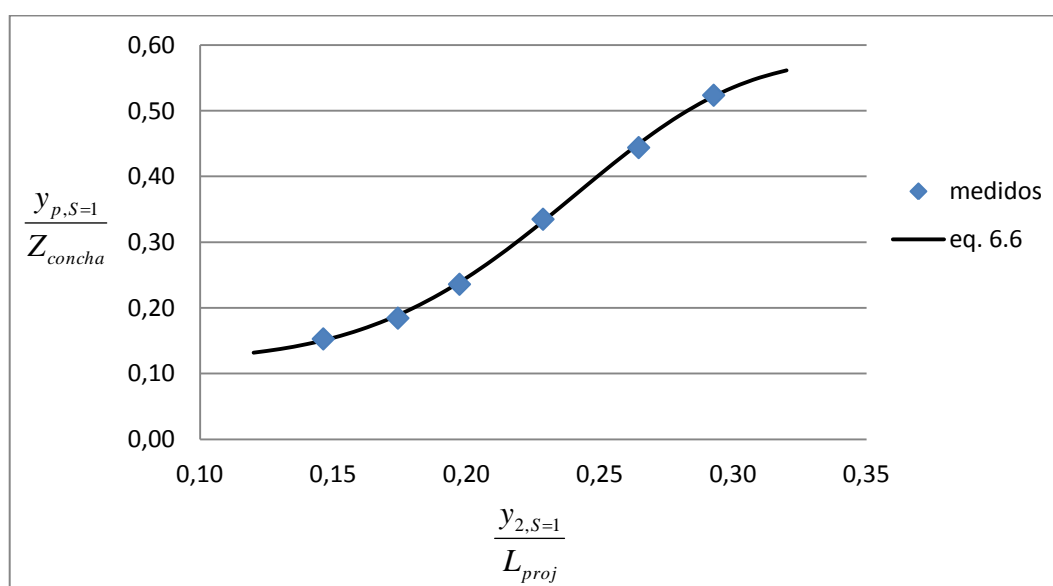


Figura 6.3 – relação entre as alturas dos colchões d'água de montante ( $y_p$ ) e de jusante ( $y_2$ ) ao impacto do jato para a condição de ressalto clássico ( $S = 1$ )

$$\frac{y_{p,S=1}}{Z_{concha}} = 0,58 - 0,46 \cdot \exp\left(-852 \cdot \left(\frac{y_{2,S=1}}{L_{proj}}\right)^{4,9}\right) \quad (6.6)$$

A relação vista anteriormente indica a existência de um poço de acumulação ( $y_p$ ) mesmo para as condições de alcance do jato muito grandes, já para um alcance do jato pequeno, a

altura de montante da bacia ( $y_p$ ) tende a aumentar junto com a altura de jusante ( $y_2$ ). O comportamento destes colchões de água quando o ressalto é afogado ( $S > 1$ ) é mostrado em seguida.

Para diferentes alturas de afogamento do ressalto ( $S > 1$ ), a relação entre as alturas dos colchões d'água de montante ( $y_p$ ) e de jusante ( $y_2$ ) ao impacto do jato, se comportou como visto na Figura 6.4, onde  $S_{y_p}$  é o grau de submergência da profundidade do poço de acumulação, dada por:  $S_{y_p} = y_p / y_{p,S=1}$ , em que, quando  $S < 1$ , isto é, na condição de inexistência de ressalto a jusante do impacto do jato, a altura do poço de acumulação permanece a mesma da condição de ressalto clássico:  $y_p = y_{p,S=1}$ .

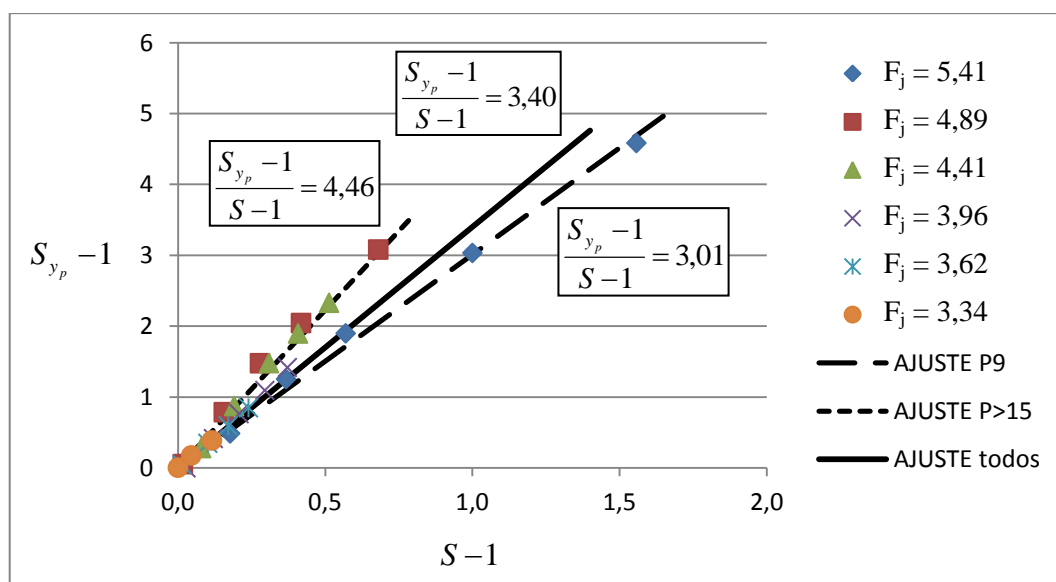


Figura 6.4 – relação observada entre o grau de submergência da profundidade do poço de acumulação ( $S_{y_p}$ ) e o grau de submergência do ressalto ( $S$ )

Conforme visto,  $S_{y_p}$  variou linearmente em relação a  $S$  nos ensaios realizados. É preferível não adotar escala  $\log \times \log$  para a determinação do melhor ajuste, pois a elevação de  $y_p$ , ora está a favor da segurança, em termos de dissipação de energia, e ora está contra, na medida em que há risco de galgamento da concha de lançamento, assim, uma faixa de variação é mais apropriada. Apesar das divergências apresentadas pela menor vazão ensaiada, para as demais vazões, a relação ficou:



$$\frac{S_{y_p} - 1}{S - 1} = 4,46, \text{ para } \theta_0 < 0,93; \quad (6.7)$$

A relação exposta acima é para uma condição de não espriamento do jato, ou seja, a largura da concha de lançamento é a mesma largura da calha da bacia de dissipação. Isto significa que a vazão específica ( $q$ ) é a mesma, tanto no lábio do vertedouro salto esqui como na altura lenta de jusante ( $y_2$ ), não havendo, portanto, zonas de recirculação laterais, as quais tenderiam a equiparar as alturas  $y_p$  e  $y_2$ . Nos ensaios realizados, a região do poço de acumulação, afastada do impacto do jato, permaneceu estática, do ponto de vista de troca de massa. Apenas ondulações foram observadas.

Apesar da equação (6.7) anterior ser utilizada nos métodos desenvolvidos mais adiante, no presente trabalho, devido sua simplicidade, as alturas do colchão d'água a montante da bacia ( $y_p$ ) também podem ser obtidas a partir da equação (6.8), a qual é baseada no formato das equações para ressaltos submersos desenvolvidas por Rajaratnam (1965<sup>121</sup> apud TRIERWEILER, 2006, p. 14-15). Nesta equação,  $F_j$  é o número de Froude do fluxo no ponto de lançamento do jato,  $S$  é o grau de submergência do ressalto afogado, e, conforme visto em 5.2.3, a largura equivalente do fluxo que entra no colchão ( $B$ ) foi aproximada no presente trabalho para a altura rápida conjugada do ressalto clássico ( $y_1$ ), a qual é obtida pela fórmula (3.13). A comparação entre os valores de  $y_p$  medidos no presente trabalho e os valores resultantes do ajuste proposto (6.8), pode ser vista na Figura 6.5.

$$\frac{y_p}{B} \cdot F_j = 7,0 \cdot S^{2,5} \quad (6.8)$$

---

<sup>121</sup> RAJARATNAM, N. Submerged hydraulic jump. **Journal of the Hydraulic Division**, New York, 1965, v. 91, n. 4, p. 71-96.

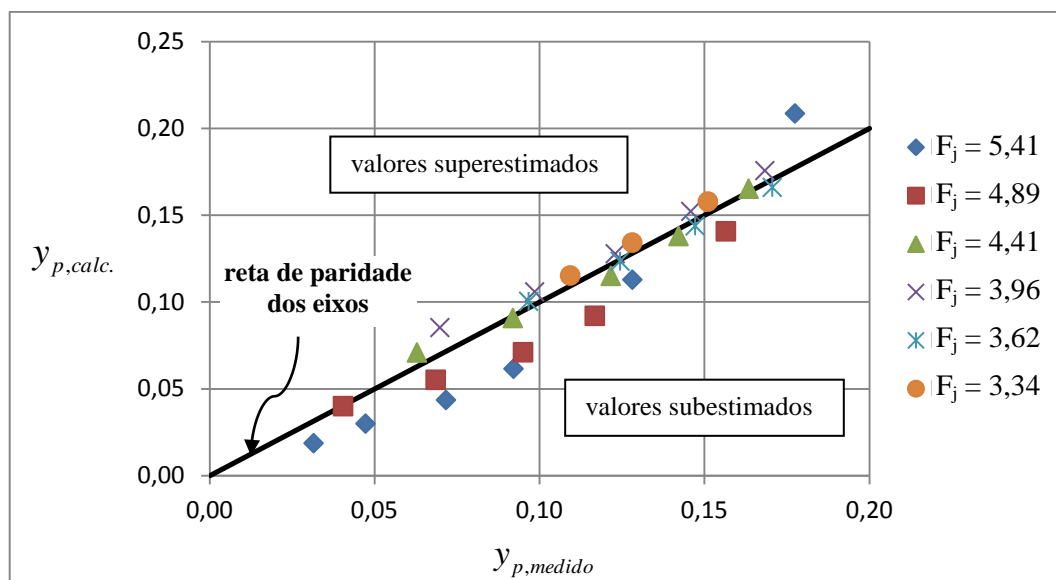


Figura 6.5 – a equação de Rajaratnam modificada apresenta bom ajuste para números de Froude no lançamento do jato de um vertedouro salto esquí

## 6.2.2 Pressão dinâmica

Conforme Pinto (1994, p. 258), o termo pressão dinâmica é muito utilizado nos textos onde é referido o impacto de jatos em soleiras de fundo plano, ou mesmo naqueles que tratam apenas da incidência do jato em colchão d'água. Esse termo representa uma extensão do conceito da mecânica dos fluidos, em que a pressão dinâmica representa a diferença entre a pressão de estagnação do escoamento, em um dado ponto de uma linha de corrente onde a velocidade seja nula (por exemplo, na extremidade da haste de um tubo de Pitot), e a pressão hidrostática em outro ponto desta mesma linha de corrente, em que a velocidade seja  $V$ . Assim, a pressão dinâmica é dada por:  $P_d = V^2/2 \cdot g$ , onde  $P_d$  é expressa em (m.c.a.).

No trabalho de Pinto (1994, p. 290) foi estabelecida uma regressão entre os valores de  $y_p$  e  $y_2$ , a fim de permitir uma conversão entre as diferentes definições de pressão dinâmica vistos na bibliografia. No presente trabalho, a pressão dinâmica relativa à  $y_2$ , é definida como  $P_d$ , e a pressão dinâmica relativa à  $y_p$  é definida como  $P_d^*$ , e estas são disponibilizadas em relações individuais. Cada uma dessas duas definições de pressão dinâmica tem suas vantagens e suas desvantagens, dependendo do aspecto a ser considerado nas análises, como será visto no [capítulo 7](#). Estas cargas dinâmicas são obtidas através dos dados de pressão brutos ( $P_{medida}$ ), obtidos pelos transdutores nas tomadas de pressão junto à soleira da bacia de dissipação,

conforme as equações (6.9) e (6.10) respectivamente. Sendo  $\Delta P$  a diferença entre as alturas  $y_2$  e  $y_p$ , a relação entre as duas definições de pressão dinâmica fica no formato da equação (6.11). Vale ressaltar que para a obtenção das pressões dinâmicas no fundo das juntas, no presente trabalho, ainda é descontada a profundidade delas em relação à interface da soleira ( $h_j$ ).

$$P_d = P_{medida} - y_2 \quad (6.9)$$

$$P_d^* = P_{medida} - y_p \quad (6.10)$$

$$P_d^* = P_d + \Delta P, \text{ com } \Delta P = y_2 - y_p \quad (6.11)$$

No presente trabalho, a pressão dinâmica ( $P_d$ ) relativa à  $y_2$ , foi escolhida como base para a determinação da natureza dos fenômenos estudados, por motivos adversos à utilização de  $P_d^*$ , vistos mais adiante. Ainda, por  $y_2$  ser uma das principais grandezas de projeto, facilitando relações analíticas com outras variáveis. A pressão dinâmica ( $P_d$ ), relativa à  $y_2$ , é usada por autores que estudam jatos verticais, devido à inexistência de  $y_p$  nestes casos. Além disso,  $y_p$  é um parâmetro que pode se tornar mais instável que  $y_2$ , conforme é alterado o regime de recirculação lateral na bacia de dissipação.

### 6.2.3 Coeficiente de pressão

O coeficiente de pressão dinâmica ( $C_p$ ) é definido pela equação (6.12), onde  $P_d$  é a pressão dinâmica média no local de impacto do jato na soleira, e  $V_0^2/(2 \cdot g)$  é a energia cinética antes do impacto no colchão. Bollaert e Schleiss (2001<sup>122</sup> apud BOLLAERT, 2002, p. 33) expressaram esse coeficiente em função da razão entre a profundidade da bacia e a largura do jato ( $y_2/B$ ).

---

<sup>122</sup> BOLLAERT, E.; SCHLEISS, A. Scour of rock due to high velocity plunging jets: Part I: a state-of-art review, submitted to the Journal of Hydraulic Research, IAHR, 2001, Delft, The Netherlands.

$$C_p = \frac{P_d}{V_0^2 / (2 \cdot g)} \quad (6.12)$$

Os coeficientes de pressão dinâmica ( $C_p$ ) obtidos, podem ser ajustados conforme o modelo da equação (6.13) proposto por Castillo (2004<sup>123</sup> apud Annadale, 2006, p. 177). No caso do presente trabalho, a largura do bocal ( $B$ ) utilizada no ajuste, a qual está presente em estudos de emissão de jatos, é substituída pela altura equivalente de entrada do jato no colchão d'água ( $y_1$ ), conforme definida no item 5.2.3. O gráfico resultante para os dados do presente trabalho, isto é, para um jato de trajetória parabólica com incidência inclinada, podem ser vistos na Figura 6.6. Os jatos com esta característica mencionada possuem um grau de dispersão elevado, como foi visto no final do item 5.2.1 e, são comparados na mesma figura (Figura 6.6), com os dados de Bollaert (2002, p. 186) para um jato com bocal convergente, e as tendências de Ervine et al. (1997<sup>124</sup> apud MANSO, 2009, p. 787). Bollaert (2002, p. 150) obteve boa concordância com o ajuste aos dados destes últimos autores.

$$C_p = a \cdot e^{-b \cdot (y_2/B)} \quad (6.13)$$

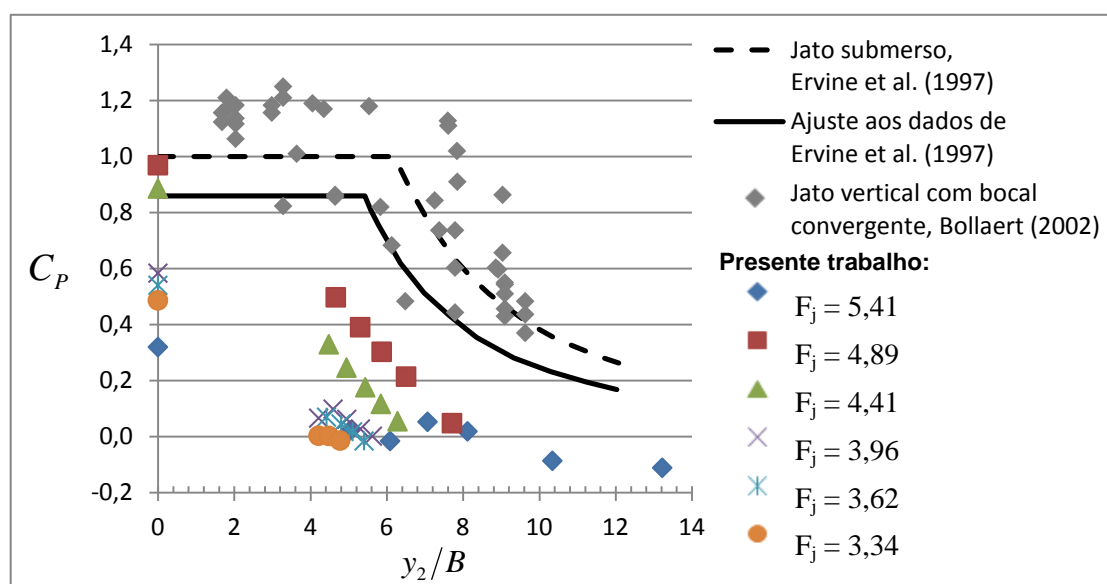


Figura 6.6 – coeficiente de pressão dinâmica ( $C_p$ ), para os dados obtidos no presente trabalho – vertedouro salto esqui –, em função da relação de altura do colchão d'água pela largura do jato ( $y_2/B$ )

<sup>123</sup> CASTILLO, L. G. **Personal Communication**, 2004.

<sup>124</sup> ERVINE, D. A.; FALVEY, H. R.; WITHERS, W. Pressure fluctuations on plunge pool floors, *Journal of Hydraulic Research, IAHR*, Vol. 35, Nº 2, 1997.

Uma desvantagem desta técnica, quando utilizada para jatos assimétricos, como no caso de vertedouros salto esqui, é a impossibilidade desta de contabilizar as pressões negativas observadas para uma altura específica de colchão d'água, isto é, quando o jato tende a defletir naturalmente, como será visto em 7.3.1, causando pressões dinâmicas ( $P_d$ ) negativas.

Conforme visto, as maiores pressões na soleira foram causadas pelas condições de vazões intermediárias, ensaiadas no presente trabalho. A natureza desses resultados está fortemente relacionada com a energia cinética de lançamento do jato, sua turbulência e o percurso do jato no ar até seu impacto na soleira. Nas análises seguintes, são propostas relações que consideram a relação de causa e efeito entre esses parâmetros.

#### **6.2.4 Pressões médias no local de impacto do jato**

As máximas pressões dinâmicas médias ( $P_{d,max}$ ) relativas à ( $y_2$ ), isto é, aquelas medidas no local de impacto do jato, junto à interface da soleira (fundo sem juntas) e sem colchão d'água a jusante, foram relacionadas na Figura 6.7 com  $\theta_0$ , o qual pode ser substituído pelos demais parâmetros básicos vistos em 6.1. Além disso, estas pressões foram relacionadas diretamente com a altura da concha de lançamento ( $Z_{concha}$ ) e a dispersão no topo do jato ( $D_{topo}$ ), pela razão explicada mais abaixo. Para o ajuste da equação (6.14) aos dados medidos, o ponto que difere da tendência observada foi desconsiderado – a favor da segurança. Essa discrepância pode ter acontecido devido à maior defasagem do local de ocorrência de máxima pressão na bacia, do ponto em que foi tomada a pressão.

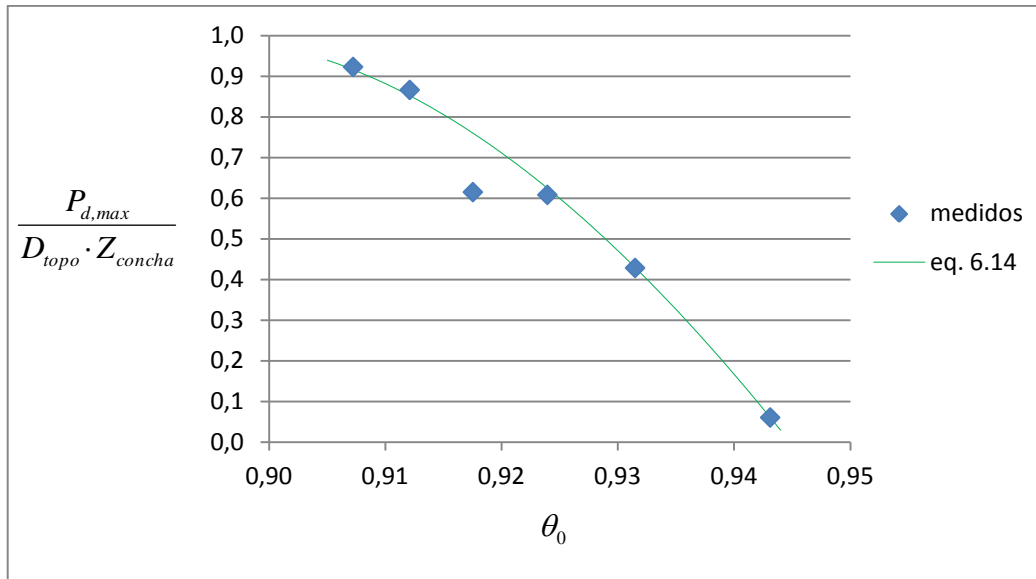


Figura 6.7 – relação proposta para determinação das máximas pressões dinâmicas na interface da soleira, sem colchão d'água

$$\frac{P_{d,max}}{D_{topo} \cdot Z_{concha}} = 3 \cdot \cos(16,06 \cdot \theta_0 + 10,80) - 2 \quad (6.14)$$

Como visto na Figura 6.7, a ordenada:  $P_{d,max}/(D_{topo} \cdot Z_{concha})$ , está compreendida entre 0 e 1, assim, tem-se que o primeiro termo a direita da equação (6.14), isto é:  $3 \cdot \cos(16,06 \cdot \theta_0 + 10,80)$ , está compreendido entre 2 e 3. Em uma análise ideal, estes dois valores extremos (0 e 1) podem ser obtidos através do ângulo de incidência teórico ( $\theta_0$ ) pela equação (6.1). Nesta equação, as variáveis estão expressas no formato:  $Z_{concha}/(H_m - Z_{concha})$ . Com isso, tem-se que:

a) para a condição de  $P_{d,max}/(D_{topo} \cdot Z_{concha})$  mais acentuada:

$$\text{se } \frac{Z_{concha}}{H_m - Z_{concha}} = 0,4, \text{ então: } \frac{P_{d,max}}{D_{topo} \cdot Z_{concha}} = 1$$

b) para a condição de  $P_{d,max}/(D_{topo} \cdot Z_{concha})$  menos acentuada:

$$\text{se } \frac{Z_{concha}}{H_m - Z_{concha}} = 0,6, \text{ então: } \frac{P_{d,max}}{D_{topo} \cdot Z_{concha}} = 0$$

No primeiro caso (a), a carga de montante ( $H_m$ ) é grande em relação à altura de lançamento ( $Z_{concha}$ ), com isso, a componente inercial de emissão do jato é grande, causando uma diminuição da dispersão no topo do jato ( $D_{topo}$ ), a qual se aproxima da unidade (equação (5.21)). Com isso, neste caso (a), a pressão dinâmica ( $P_{d,max}$ ) é regida basicamente pela altura de lançamento ( $Z_{concha}$ ).

No segundo caso (b), a carga de montante ( $H_m$ ) se aproxima da altura de lançamento ( $Z_{concha}$ ), diminuindo a componente inercial de emissão do jato, o que causa um aumento da dispersão no topo do jato ( $D_{topo}$ ) visto na equação (5.21). Neste caso (b), a altura de lançamento ( $Z_{concha}$ ) do jato não tem grande importância na pressão dinâmica ( $P_{d,max}$ ) causada na soleira, já que:  $D_{topo} \gg Z_{concha}$ , tornando as pressões muito baixas.

Em conformidade com os casos extremos vistos, tem-se que dentre as condições de vazão ensaiadas, as situações que causaram maiores  $P_{d,max}$  na soleira foram para o termo:  $Z_{concha}/(H_m - Z_{concha})$  de valor intermediário, isto é, aproximadamente igual a 0,5, onde há um equilíbrio entre a componente inercial e potencial no lançamento do jato.

Assim, tem-se que é conveniente plotar os resultados obtidos de  $P_{d,max}$  em função de  $\theta_0$ , o qual é relativo à soleira da bacia de dissipação, pois estas pressões são obtidas em relação à interface da mesma. Com isso, diferente de  $P_{d,max}^*$ , o qual depende de  $y_p$ ,  $P_{d,max}$  está livre da relação com a profundidade lenta do ressalto ( $y_2$ ) devido à sua inexistência na condição de  $P_{d,max}$ , conforme visto na [Figura A.12](#). Desta forma, pode-se afirmar que  $P_{d,max}$  carrega apenas a parcela dinâmica que impacta sobre a soleira, sem maiores resíduos correspondentes à parcela estática de um colchão d'água.

#### 6.2.4.1 Comparação com os resultados obtidos no fundo de juntas

Anteriormente, foi vista a pressão média  $P_{d,max}$  para a condição de bacia de dissipação sem juntas, respectiva à tomada detentora da maior pressão média na interface da soleira, dentre as

dispostas ao longo da bacia da dissipação. Nesta etapa do trabalho, são vistas as  $P_{d,max}$  para as condições ensaiadas na bacia com juntas, conforme segue:

- a) no fundo das juntas em torno de um bloco, nos locais de incidência do jato (25 blocos);
- b) e no fundo de uma cavidade com um bloco, nos locais de incidência do jato (1 bloco).

Este valor de pressão dinâmica  $P_{d,max}$  foi obtido pela média dos valores resultantes das nove tomadas de pressão posicionadas no local de incidência do jato, conforme visto no [capítulo 4](#). Então, esses dados obtidos nos ensaios foram plotados na Figura 6.8, onde são comparados com as pressões obtidas na interface da soleira sem juntas (fundo plano), conforme a equação (6.14).

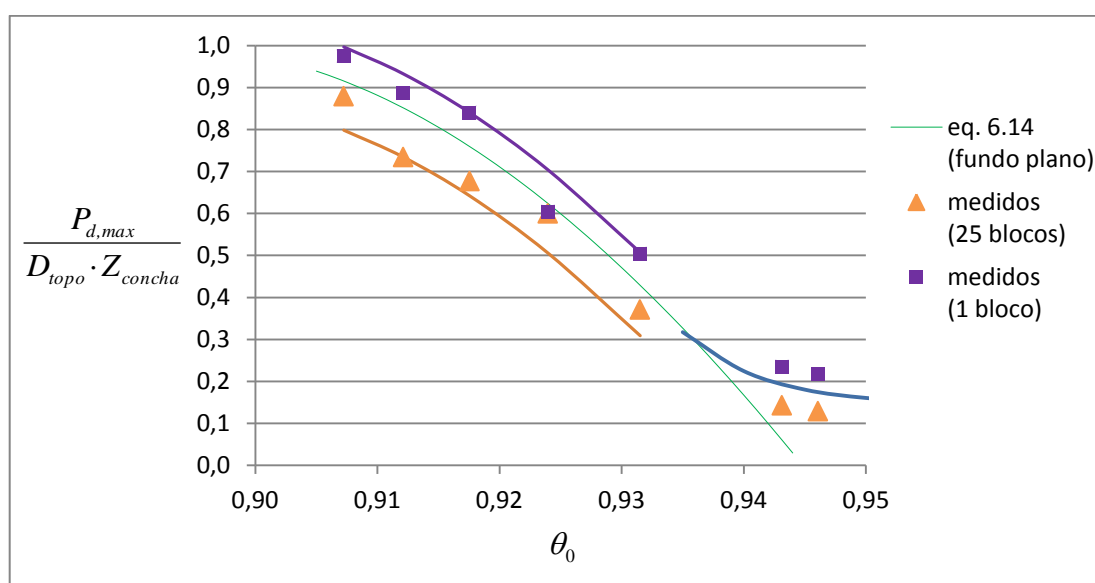


Figura 6.8 – comparação entre as máximas pressões médias obtidas na interface da soleira com as obtidas no fundo das juntas, nos locais de incidência do jato

Conforme visto no gráfico anterior, as pressões ficam reduzidas em relação à interface da soleira no caso de juntas de fluxo livre (25 blocos) e, incrementadas no caso de uma cavidade preenchida com um bloco (1 bloco). Desta comparação, observa-se que:

- a) para a vazão de 9,4L/s, isto é, para o ponto mais a direita da Figura 6.7, no caso de soleira sem juntas (fundo plano), as pressões  $P_{d,max}$ , para fundo com juntas, ficaram acima deste ponto (Figura 6.8), então, foi realizado um ensaio com vazão de 7,4L/s, confirmando a tendência de assíntota, a qual foi expressa na curva que diverge da equação (6.14);



- b) o invólucro superior (de +0.08) em relação à equação (6.14) é determinado pelas pressões dinâmicas medidas no fundo da cavidade (1 bloco), enquanto o invólucro inferior (de -0.12), corresponde às pressões dinâmicas medidas no fundo das juntas (25 blocos).

#### 6.2.4.2 Conclusão para as diferentes condições de fundo ensaiadas

Tem-se que no caso em estudo, as pressões são medidas no fundo das juntas, no local do ponto de estagnação ( $L_{P,max}$ ), para as duas situações extremas de juntas: de fluxo livre (25 blocos) e cavidade (1 bloco), além de na interface da soleira. Nesta última situação, foram obtidas pressões dinâmicas intermediárias em comparação às duas situações extremas de juntas. Isso pode ser explicado devido à geometria da placa que molda a cavidade com 1 bloco não permitir o fluxo-de-escape por juntas laterais e inferiores, fenômeno que reduz a pressão estática no fundo das juntas com 25 blocos.

### 6.2.5 Atenuação das pressões dinâmicas

A redução das pressões dinâmicas sobre o leito devido à existência de um colchão d'água foi relacionada com a submergência ( $S$ ), a fim de simplificar a aplicação dos resultados nos métodos propostos de verificação do material de leito quanto à possibilidade de erosão, conforme será visto no [capítulo 7](#) e no [capítulo 8](#).

Na etapa 6.2.3 foi visto o coeficiente de pressão dinâmica ( $C_p$ ), o qual está em função da altura de colchão d'água adimensionalizada pela largura do jato ( $y_2/B$ ). Esta relação não foi representativa dos dados obtidos no presente trabalho, pela razão apontada mais adiante (item 6.4), relacionada ao comprimento de difusão do núcleo ( $y_k$ ) de um jato inclinado, que difere de um jato com incidência vertical. Outras relações de atenuação das pressões dinâmicas sobre o leito devido a um colchão d'água, vistas na bibliografia, são mostradas no [Anexo 3](#).

### 6.2.5.1 Pressão dinâmica relativa à altura lenta do ressalto afogado

As pressões dinâmicas ( $P_d$ ) relativas à  $y_2$ , medidas na interface da soleira, nos locais de incidência do jato na bacia de dissipação, para fundo sem juntas, foram relacionadas com o grau de submergência ( $S$ ). O gráfico (Figura 6.9) resultante e a respectiva equação (6.15) de ajuste são mostrados abaixo:

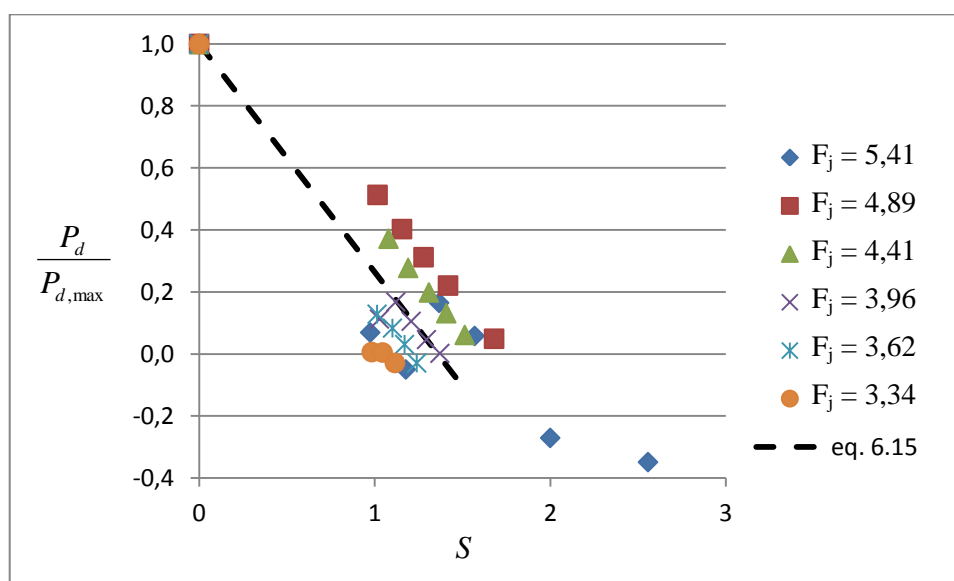


Figura 6.9 – atenuação das pressões dinâmicas relativas à altura lento do ressalto, em função do grau de submergência, na interface da soleira para fundo sem juntas

$$\frac{P_d}{P_{d,max}} = 1 - 0,74 \cdot S \quad (6.15)$$

Para os casos de tomadas de pressão localizadas:

- a) no fundo das juntas em torno de um bloco, nos locais de incidência do jato (25 blocos);
- b) e no fundo de uma cavidade com um bloco, nos locais de incidência do jato (1 bloco),

é proposta a mesma equação (6.15) ajustada de atenuação das pressões para fundo sem juntas. Os dados medidos para estes dois casos são vistos nos próximos gráficos:

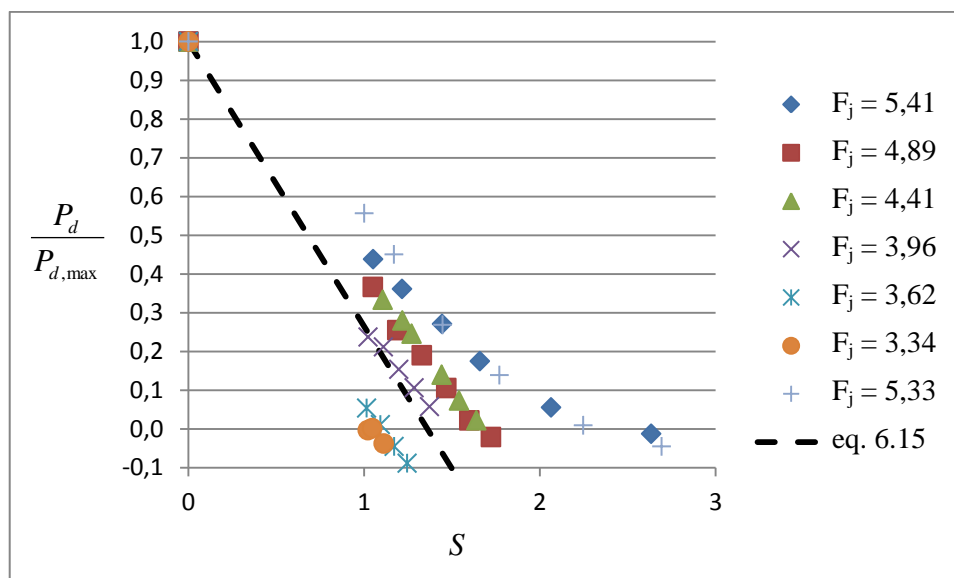


Figura 6.10 – atenuação das pressões dinâmicas relativas à altura lento do ressalto, em função do grau de submergência, no fundo das juntas em torno de um bloco (25 blocos)

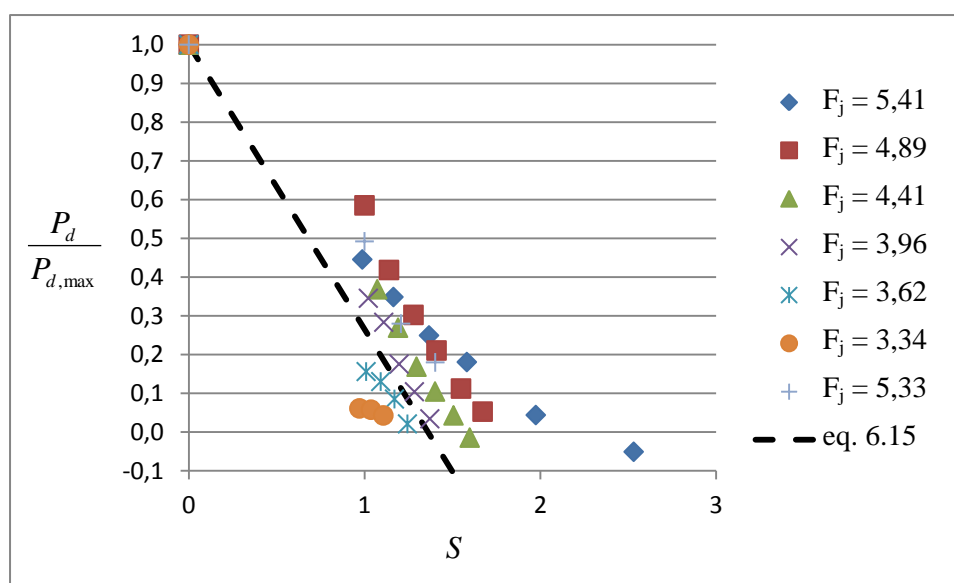


Figura 6.11 – atenuação das pressões dinâmicas relativas à altura lento do ressalto, em função do grau de submergência, no fundo de uma cavidade com um bloco (1 bloco)

Concluindo, tem-se que a defasagem da tendência de atenuação das pressões ocorrida para as vazões de  $9,4L/s$  e  $7,4L/s$  (menores), com respectivos números de Froude  $F_j$  de 5,41 e 5,33, deve ser devido aos efeitos de escala observados em 4.2. Ainda, essas condições de vazão são mais sensíveis quanto ao incremento do colchão d'água, pois a pressão ocasionada sem lâmina d'água ( $P_{d,max}$ ) para estas vazões é muito pequena. Para a utilização destas análises nos métodos desenvolvidos mais adiante, é proposta apenas a equação (6.15) pois, em geral,

as tendências de atenuação das pressões dinâmicas no fundo de juntas é a mesma observada nos casos em que as pressões são medidas na interface da soleira (sem juntas).

#### 6.2.5.2 Pressão dinâmica relativa à profundidade do poço de acumulação

Os valores resultantes para as pressões dinâmicas ( $P_d^*$ ) relativas à  $y_p$ , medidas na interface da soleira, nos locais de incidência do jato para fundo sem juntas, são vistos na Figura 6.12. Conforme o ajuste (6.16) realizado, a máxima pressão dinâmica ( $P_{d,max}^*$ ) relativa à  $y_p$  é a mesma para as condições de ausência de ressalto ( $S = 0$ ) e ressalto clássico ( $S = 1$ ), as quais são observadas na [Figura A.12](#). Na equação (6.16), a menor vazão (9,4L/s) foi desconsiderada ao se ajustar a tendência resultante, pois esta condição de vazão ficou visivelmente fora do aglomerado de pontos, conforme motivo explicado no item anterior.

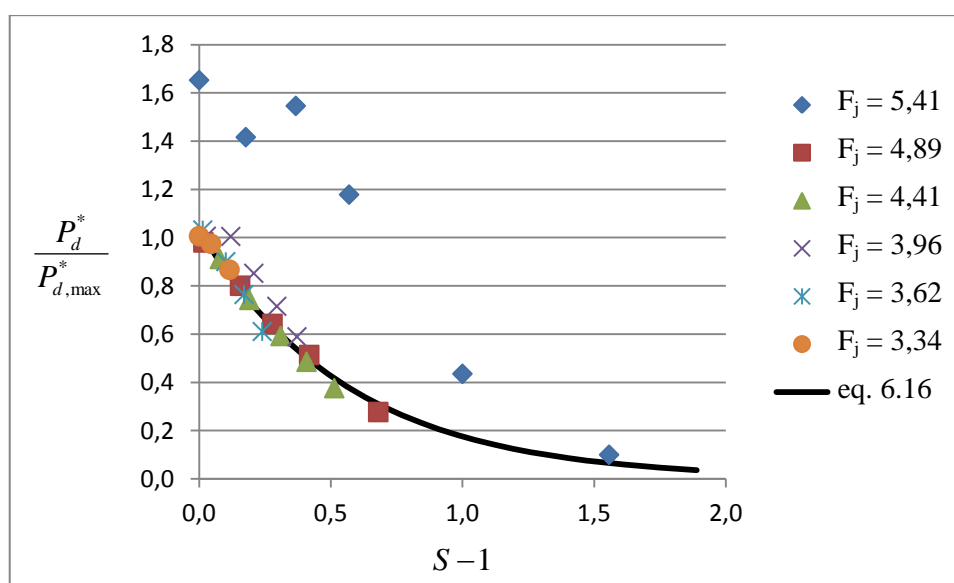


Figura 6.12 - atenuação das pressões dinâmicas relativas à profundidade do poço de acumulação, em função do grau de submergência, na interface da soleira, para fundo sem juntas

$$\frac{P_d^*}{P_{d,max}^*} = 6,08 \cdot 0,17^S, \text{ para } S \geq 1 \quad (6.16)$$

O ajuste proposto para a atenuação das pressões dinâmicas ( $P_d^*$ ) relativas à  $y_p$ , na interface da soleira para fundo sem juntas, conforme visto, está em função do grau de submergência ( $S = y_2/y_{2,S=1}$ ), em virtude do nível de jusante ( $y_2$ ) ser um importante parâmetro de projeto.

Ainda assim, o grau de submersão do poço de acumulação ( $S_{yp}$ ), pode ser convertido para o grau de submersão ( $S$ ) relativo ao afogamento do ressalto, conforme equação (6.7) proposta anteriormente. Com isso, foram plotados os ajustes (6.17) e (6.18), respectivos às condições de tomadas de pressão localizadas, nos próximos gráficos (Figura 6.13 e Figura 6.14):

a) no fundo das juntas em torno de um bloco, nos locais de incidência do jato (25 blocos);

b) e no fundo de uma cavidade com um bloco, nos locais de incidência do jato (1 bloco).

$$\frac{P_d^*}{P_{d,max}^*} = 1,63 \cdot 0,65^{S_{yp}}, \text{ para } S_{yp} \geq 1 \quad (6.17)$$

$$\frac{P_d^*}{P_{d,max}^*} = 1,64 \cdot 0,60^{S_{yp}}, \text{ para } S_{yp} \geq 1 \quad (6.18)$$

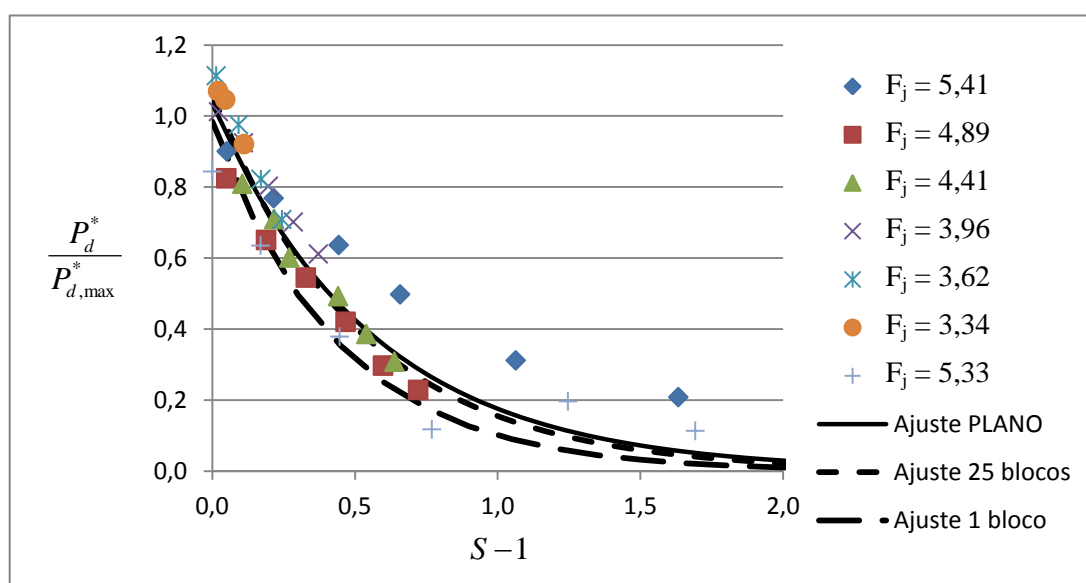


Figura 6.13 – atenuação das pressões dinâmicas relativas à profundidade do poço de acumulação, em função do grau de submersão do poço de acumulação, no fundo das juntas em torno de um bloco (25 blocos)

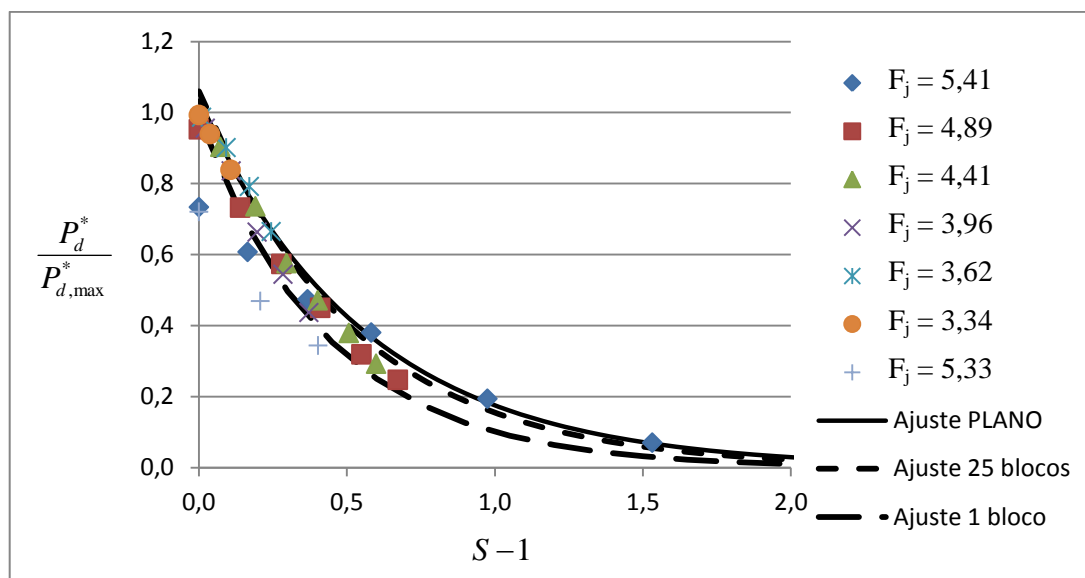


Figura 6.14 – atenuação das pressões dinâmicas relativas à profundidade do poço de acumulação, em função do grau de submergência, no fundo de uma cavidade com um bloco (1 bloco)

Concluindo-se, foi possível observar através da pressão dinâmica ( $P_d^*$ ) relativa à  $y_p$ , que a atenuação das pressões é mais rápida dentro das juntas do que na interface da soleira, conforme é aumentado o colchão d'água. Sendo assim, a equação (6.16), respectiva à atenuação das pressões na interface da soleira, será utilizada para fundo com juntas, pois é favorável à segurança nestes casos. A aplicação desta fórmula será vista mais adiante, adentrando-se nos métodos desenvolvidos no presente trabalho.

## 6.2.6 Coeficiente de flutuação de pressão

Conforme visto no item 3.2, a parcela de flutuação de pressão pode ser isolada do valor médio da amostra, sendo assim, aplicando-se a equação (6.19), tem-se que o valor quadrático médio das flutuações de pressão (com  $\bar{P} = 0$ ), dado por  $RMS(p')$ , é igual ao desvio padrão da amostra de pressões ( $\sigma$ ). No presente trabalho, estes dois parâmetros são mostrados, dependendo da preferência de cada pesquisador citado.

$$RMS^2(p') \equiv \bar{P}^2 + \sigma^2 \quad (6.19)$$

Conforme Bollaert (2002, p. 33) o coeficiente de flutuação de pressão ( $C_p'$ ) é definido pela equação (6.20), onde  $RMS(p')$  é o valor quadrático médio das flutuações de pressão no local

de impacto do jato na soleira, e  $V_0^2/(2 \cdot g)$  é a energia cinética do jato antes do impacto no colchão.

$$C'_p = \frac{RMS(p')}{V_0^2/(2 \cdot g)} \quad (6.20)$$

Segundo Lencastre (1984, p. 133), que estudou vertedouros de queda livre, o máximo valor do desvio padrão das flutuações de pressão não é atingido para o colchão de água nulo, mas para alturas de colchão com cerca de quatro vezes a dimensão transversal do jato retangular. Contudo, é possível observar duas tendências nítidas a partir da Figura 6.15, extraído parcialmente de Bollaert (2002, p. 34 e p. 153). Neste gráfico são mostradas as tendências obtidas por Ervine et al. (1997<sup>125</sup>) e Xu-Duo-Ming e Yu-Chang-Zhao (1983<sup>126</sup>), respectivamente para jato circular vertical e para jato retangular inclinado. Desta forma, nota-se que na primeira tendência (jato vertical), a profundidade de colchão ( $y_2$ ) que caracteriza o comprimento de difusão total do núcleo do jato mergulhante (no caso:  $y_2 = y_k$ ), flutua em torno de um valor bem definido. Mas na segunda tendência, para um jato mergulhante inclinado, ilustrado na Figura 6.16, não é possível identificar a profundidade necessária que causa a total difusão do núcleo do jato.

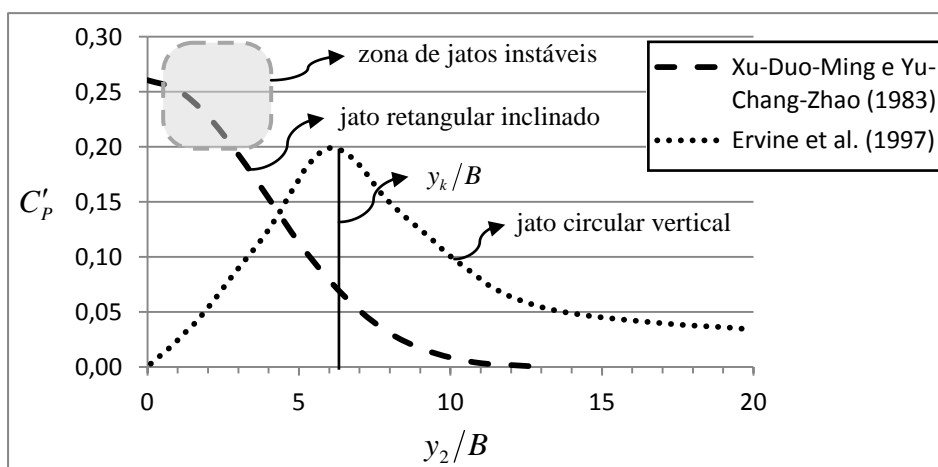


Figura 6.15 – coeficientes de flutuação de pressão obtidos por Ervine et al. (1997) e Xu-Duo-Ming e Yu-Chang-Zhao (1983), para jato circular vertical e para jato plano inclinado respectivamente (adaptado de BOLLAERT, 2002, p. 34 e p. 153)

<sup>125</sup> ERVINE, D. A.; FALVEY, H. R.; WITHERS, W. Pressure fluctuations on plunge pool floors, Journal of Hydraulic Research, **IAHR**, Vol. 35, Nº 2, 1997.

<sup>126</sup> XU-DUO-MING & YU-CHANG-ZHAO Pressão no fundo de um canal devido ao choque de um jacto plano, e suas características de flutuação. Tradução do chinês por J. A. Pinto de Campos, Lisboa, 1983.

Uma possível causa para a divergência entre as tendências observadas anteriormente é a localização do ponto de estagnação junto à soleira de jatos inclinados, conforme visto em 5.4.3, o qual está sob forte influência da turbulência gerada pela difusão do jato. Segundo Bollaert e Schleiss (2003b, p. 11), jatos de seção circular em queda livre podem deter alto  $C'_p$  mesmo para colchões rasos, se tratando de jatos instáveis, isto é, com elevada intensidade de turbulência ( $Tu$ ). Atenção para a zona de jatos instáveis detectada pelos autores, como pôde ser vista na Figura 6.15.

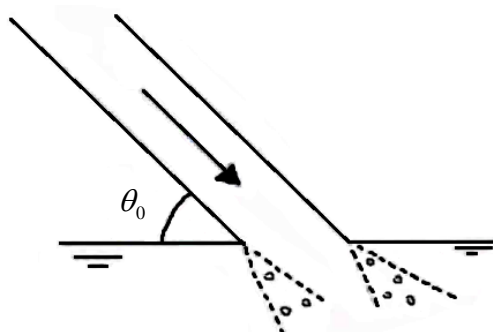


Figura 6.16 – difusões laterais do núcleo com defasagem, devido à incidência inclinada do jato no colchão d'água (CHANSON, 1995, p. 23)

Um modelo para determinação do comprimento de difusão total do núcleo ( $y_k$ ), equivalendo-se ao de jatos verticais, é apresentado no item 6.4 para o caso de jato inclinado (Figura 6.16), como o ocorrido no presente trabalho. No caso de jatos verticais, para a tomada de pressão localizada no eixo do jato (na soleira da bacia), tem-se que a máxima flutuação de pressão ( $C'_p$ ), conforme visto no gráfico anterior (Figura 6.15), é registrada pouco antes da difusão total do núcleo do jato mergulhante (neste caso:  $y_2 = y_k$ ). Isto ocorre devido à intensa flutuação de posição que se dá na ponta do núcleo, o qual se desloca conforme visto no esquema da Figura 6.17, causando alternância entre a condição não desenvolvida do núcleo do jato (maiores pressões) e a condição turbulenta lateral ao núcleo do jato, motivando as altas flutuações de pressão que ali ocorrem. Conforme Bollaert et al. (2004, p. 120), não há abordagens diretas na bibliografia sobre a instabilidade do núcleo do jato ocasionada pelo mergulho do mesmo no colchão d'água, contudo, este fenômeno é absorvido nas análises de flutuação de pressão apresentadas.



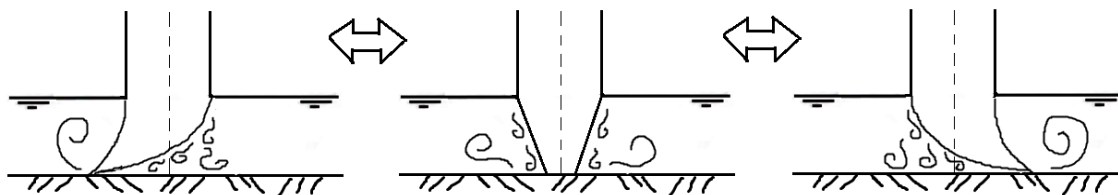


Figura 6.17 – flutuação do ponto de estagnação para incidência de jatos verticais não desenvolvidos

O coeficiente de flutuação de pressão pode ser expresso conforme a equação (6.21), indicada por Pinto (1994, p. 340)<sup>127</sup>, onde  $C'_p$  é o máximo valor dentre as tomadas de pressão ao longo do eixo do canal com fundo sem juntas.

$$C'_p = e^{-1,133\left(\frac{y_2}{B}\right)^{1,319}} \quad (6.21)$$

No presente trabalho, a tendência observada está para o padrão observado por Xu-Duo-Ming e Yu-Chang-Zhao (1983<sup>128</sup> apud PINTO, 1994, p. 160), ou seja, as flutuações de pressão máximas ( $C'_p$ ) ocorrem para incidência do jato sem existência de colchão d'água a jusante da bacia de dissipação, para então serem atenuadas conforme elevação do colchão d'água. A seguir são vistas as relações, neste aspecto, obtidas para o presente trabalho, comparando-se as três configurações de bacia modeladas, onde as tomadas de pressão estão posicionadas:

- a) ao longo do eixo do canal da bacia de dissipação, sem juntas;
- b) no fundo das juntas em torno de um bloco, nos locais de incidência do jato;
- c) no fundo de uma cavidade com um bloco, nos locais de incidência do jato.

No primeiro caso visto acima, o máximo desvio padrão das amostras de pressão ( $\sigma_{\max}$ ) obtido para cada vazão ensaiada, corresponde a uma única tomada de pressão, a qual está no local de incidência do jato. Já nos dois últimos casos, esse valor de desvio máximo  $\sigma_{\max}$  corresponde à média dos desvios resultantes das nove tomadas de pressão posicionadas no fundo de juntas, no local de incidência do jato.

<sup>127</sup> utiliza o formato da equação de Xu-Duo-Ming e Yu-Chang-Zhao (1983 apud PINTO, 1994, p. 160)

<sup>128</sup> XU-DUO-MING; YU-CHANG-ZHAO Pressão no fundo de um canal devido ao choque de um jacto plano, e suas características de flutuação. **Tradução do chinês** por J. A. Pinto de Campos, Lisboa, 1983.

### 6.2.7 Flutuações de pressão máximas

Caracterizada pelo máximo desvio padrão das amostras de pressão ( $\sigma_{\max}$ ), as máximas flutuações de pressão ( $C'_p$ ) medidas na interface da soleira para fundo sem juntas (plano), ficaram com uma relação  $\sigma_{\max}/Z_{concha}$  média de 0,45, como visto na Figura 6.18. Neste gráfico, também estão os valores respectivos às demais configurações de bacia ensaiadas, isto é, juntas na bacia com 25 blocos e 1 bloco. Como pode ser observado, foram negligenciados alguns pontos com valores muito baixos, relativos às menores vazões ensaiadas (9,4L/s e 7,4L/s), o que resultou em relações  $\sigma_{\max}/Z_{concha}$  de 0,29 e 0,39, respectivas às configurações de 25 blocos e 1 bloco.

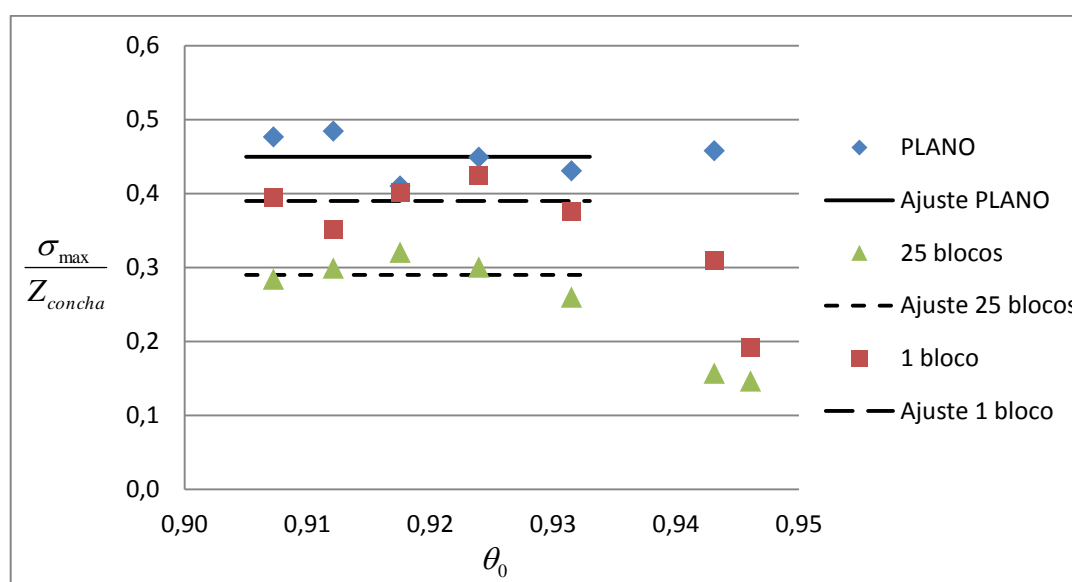


Figura 6.18 – máximos desvios das amostras de pressões na interface da soleira; no fundo das juntas em torno de um bloco (25 blocos); e no fundo de uma cavidade com um bloco (1 bloco)

#### 6.2.7.1 Condições de amplificação ou amortecimento das flutuações de pressão

Manso (2006, p. 224) estudou o impacto do jato em bacias planas sem confinamento lateral e em bacias com diferentes graus de confinamento (Figura 6.19). Desta maneira, a amplificação da flutuação de pressão no interior de uma junta linear com final fechado (1D), em relação à flutuação na superfície, é representada pelo coeficiente  $\Delta$  (ou  $\Phi$ ). Assim, este coeficiente, obtido por Manso (2009, p. 790), ficou, em média, aproximadamente igual a 1,5, sem

divergências visíveis entre os diferentes graus de confinamento de bacia ensaiados (**Região 1** da Figura 6.20).

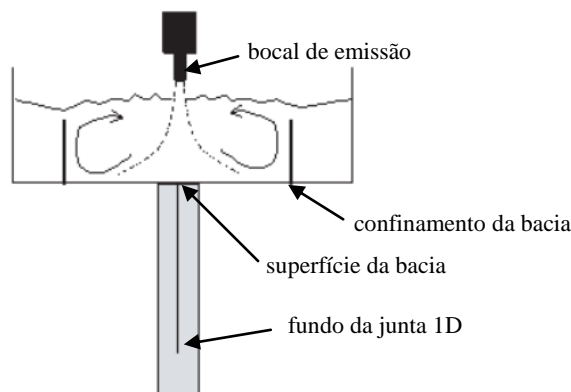


Figura 6.19 – bacia de dissipação lateralmente confinada, ensaiada por Manso (2006, p. 49)

A **Região 2** da Figura 6.20, refere-se a dados de uma junta planar (2D), ensaiada por Bollaert (2002 apud MANSO et al., 2007, p. 7). O autor investigou diferentes tipos de fissuras em uma bacia de fundo plano. Em seus experimentos, a junta 2D (planar) ensaiada, não produziu picos de amplificação em relação à superfície, como observado em uma junta 1D fechada (em linha vertical), colocando em evidência a difusão espacial das ondas de pressão que ocorrem em juntas 2D (planares). Já para o caso da relação entre: a flutuação de pressão na superfície de uma bacia lateralmente confinada, e a flutuação de pressão na superfície de uma bacia sem confinamento lateral, no local de impacto do jato, Manso (2006, p. 155) atribuiu um coeficiente de amplificação ou amortecimento da flutuação de pressão, dado por  $\Phi$ .

Os dados dos estudos mencionados anteriormente, são apresentados na Figura 6.20 juntamente com os dados do presente trabalho para o amortecimento das flutuações de pressão no interior de juntas planares (1 e 25 blocos) em relação à superfície, expressa pelo coeficiente  $\Phi$ .

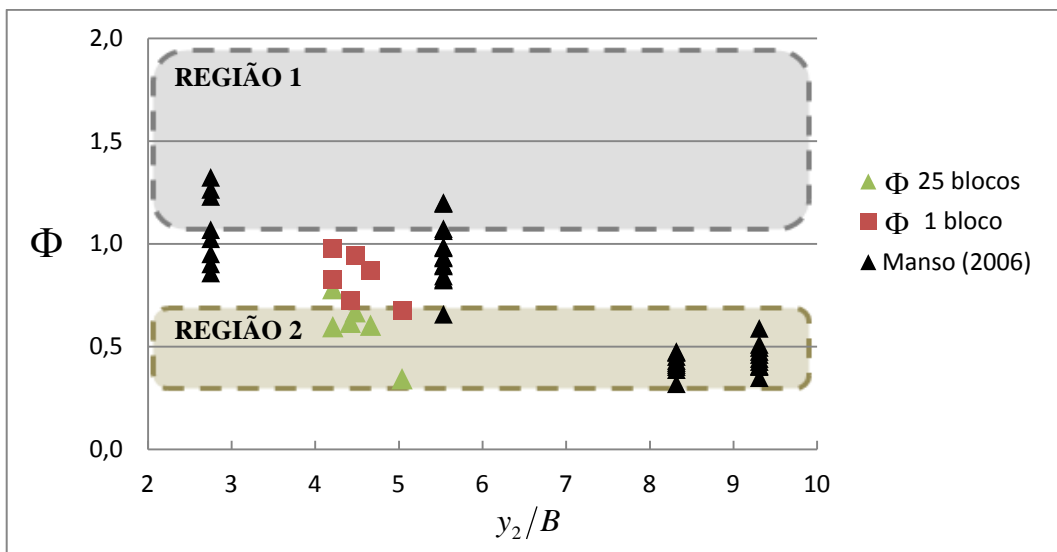


Figura 6.20 – condições de amortecimento ou amplificação das flutuações:

- coeficiente para os dados do presente trabalho: interior de uma cavidade com 1 bloco (juntas planares fechadas), e com 25 blocos (juntas planares abertas);
- dados de Manso (2006, p. 157) para uma bacia com confinamento intermediário: diâmetro do fundo da fossa igual a 11 vezes o diâmetro do bocal de emissão, e a altura da borda da fossa igual a 2,8 vezes o diâmetro do bocal;
- REGIÃO 1: amplificação das flutuações de pressão no interior de uma junta 1D, com diferentes graus de confinamento da bacia (a partir dos dados de MANSO, 2009, p. 790);
- REGIÃO 2: amortecimento das flutuações de pressão no interior de uma junta 2D (a partir dos dados de BOLLAERT & SCHLEISS, 2003b, p. 13)

Na figura anterior (Figura 6.20) é possível notar que o amortecimento das flutuações de pressão no interior de uma cavidade com 1 bloco (juntas planares fechadas), estão na mesma ordem de grandeza que o amortecimento das flutuações na superfície devido à confinamento lateral da bacia. Por outro lado, para o interior de juntas com 25 blocos (juntas planares abertas), o amortecimento das flutuações de pressão equiparou-se ao caso de uma junta 2D, ensaiada por Bollaert e Schleiss (2003b, p. 13).

É importante salientar que os ensaios realizados no presente trabalho, referentes a um modelo de vertedouro salto esquí, possui características inerentes, como incidência inclinada do jato e baixa aeração do mesmo em relação ao protótipo. Bollaert et al. (2004, p. 124), em seu estudo sobre jatos verticais, apresentou resultados de flutuação de pressão dinâmica no local de incidência do jato para velocidades ensaiadas do jato próximas às de protótipo. Esta flutuação de pressão medida, foi então comparada com a turbulência na emissão do jato (BOLLAERT et al., 2004, p. 119). O cálculo da intensidade de turbulência do jato para o caso do presente trabalho é visto em 6.2.9.

### 6.2.7.2 Padrão constante a se adotar para as flutuações de pressão máximas

Os desvios máximos ( $\sigma_{\max}$ ), obtidos para diferentes vazões ensaiadas, conforme foi visto na Figura 6.18, podem ser expressos pelo coeficiente de flutuação de pressão ( $C'_p$ ). Na bibliografia, há relações como a equação (6.21), em que, mesmo se os valores de  $\sigma_{\max}$  permanecem constantes, sendo o valor de  $B$  (largura do bocal de emissão do jato) também constante, o padrão de ajuste (tendência) não é alterado, pois o mesmo é ditado pela relação entre  $V_0^2/(2 \cdot g)$  e  $y_2$ . Com isso, seguindo o padrão de ajuste da equação (6.21), ajustou-se uma equação para o caso do presente trabalho, para fundo sem juntas, supondo-se um bocal com 4cm de espessura ( $B = Cte = 0,04$ ). Desta forma, resulta no padrão de ajuste mencionado, o qual é visto na Figura 6.21.

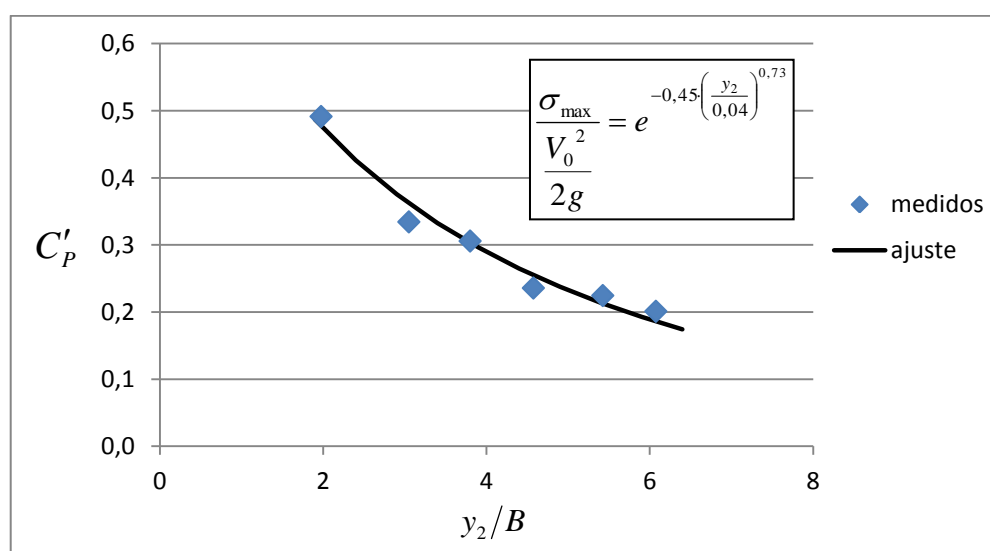


Figura 6.21 – tendência observada entre a velocidade de incidência do jato e a altura do colchão d'água para o modelo do presente trabalho

Da Figura 6.21, pode-se concluir que a velocidade de incidência do jato ( $V_0$ ) e a altura do colchão d'água ( $y_2$ ) estão relacionadas de forma exponencial negativa, mesmo para valores de  $\sigma_{\max}$  e  $B$  constantes. Sendo assim, o máximo desvio padrão a se adotar, tanto na interface da soleira, quanto no fundo de juntas, é o correspondente à fórmula (6.22), o qual foi obtido na interface da soleira da bacia de dissipação sem juntas e sem formação de colchão d'água a jusante.

$$\sigma_{\max} = 0,45 \cdot Z_{\text{concha}} \quad (6.22)$$

### 6.2.8 Atenuação das flutuações de pressão

O amortecimento das flutuações de pressão ( $C'_p$ ) devido à existência de um colchão d'água, no local de incidência do jato, foi relacionado com a submergência ( $S$ ) no presente trabalho, devido à  $y_2$  ser uma das principais grandezas de projeto. Com isso, as flutuações de pressão medidas na interface da soleira para fundo sem juntas são mostradas no gráfico (Figura 6.22) abaixo, e sua respectiva equação (6.23) de ajuste é vista em seguida.

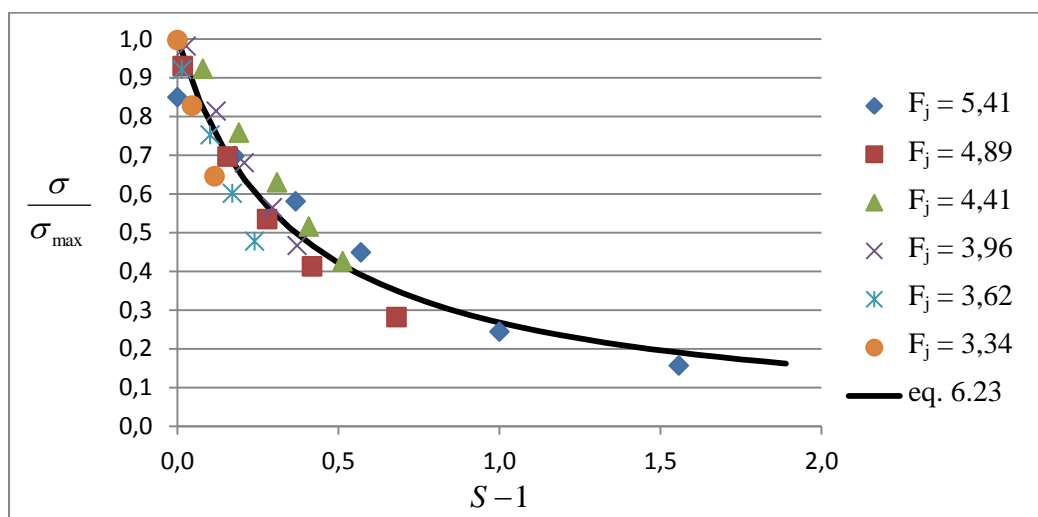


Figura 6.22 – atenuação das flutuações de pressão, em função do grau de submergência, na interface da soleira, para fundo sem juntas

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\max}} = \frac{1}{(2,73 \cdot S - 1,73)}, \text{ para } S \geq 1 \quad (6.23)$$

A partir desta tendência observada, a equação (6.23) será comparada com os ajustes (6.24) e (6.25), realizados para as condições respectivas às tomadas de pressão localizadas no fundo das juntas em torno de um bloco, e no fundo de uma cavidade com um bloco.

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\max}} = \frac{1}{(3,20 \cdot S - 2,20)}, \text{ para } S \geq 1 \quad (6.24)$$

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\max}} = \frac{1}{(2,76 \cdot S - 1,76)}, \text{ para } S \geq 1 \quad (6.25)$$

Para estas equações, as menores vazões (7,4L/s e 9,4L/s) ensaiadas foram desconsideradas, pois ficaram visivelmente fora do aglomerado de pontos. Isto ocorre devido aos desvios padrão máximos destas amostras de pressão ( $\sigma_{\max}$ ) serem muito pequenos, sensibilizando a atenuação das flutuações, além do efeito de escala mencionado em 4.2.

Os dados medidos para estes dois casos são vistos nos próximos gráficos (Figura 6.23 e Figura 6.24):

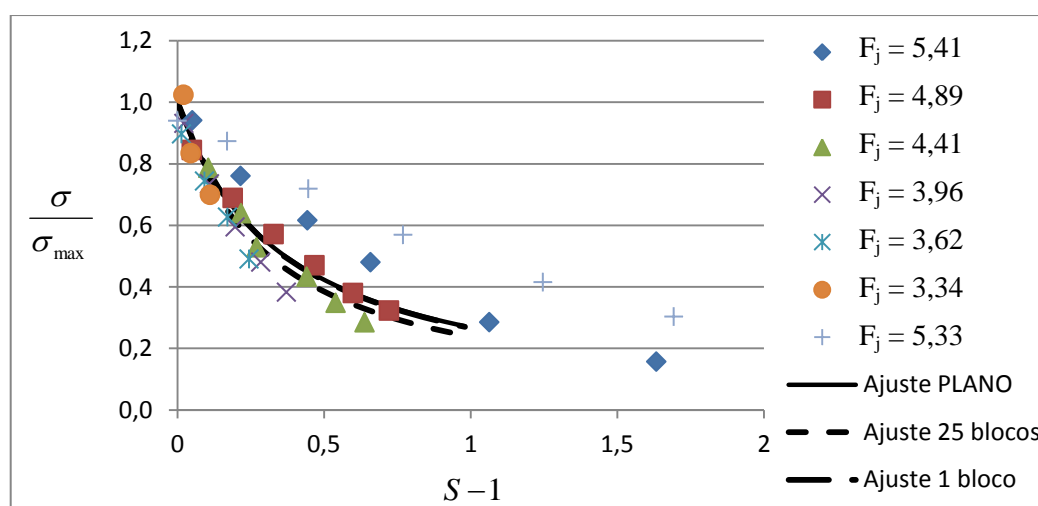


Figura 6.23 – atenuação das flutuações de pressão, em função do grau de submersão, no fundo das juntas em torno de um bloco (25 blocos)

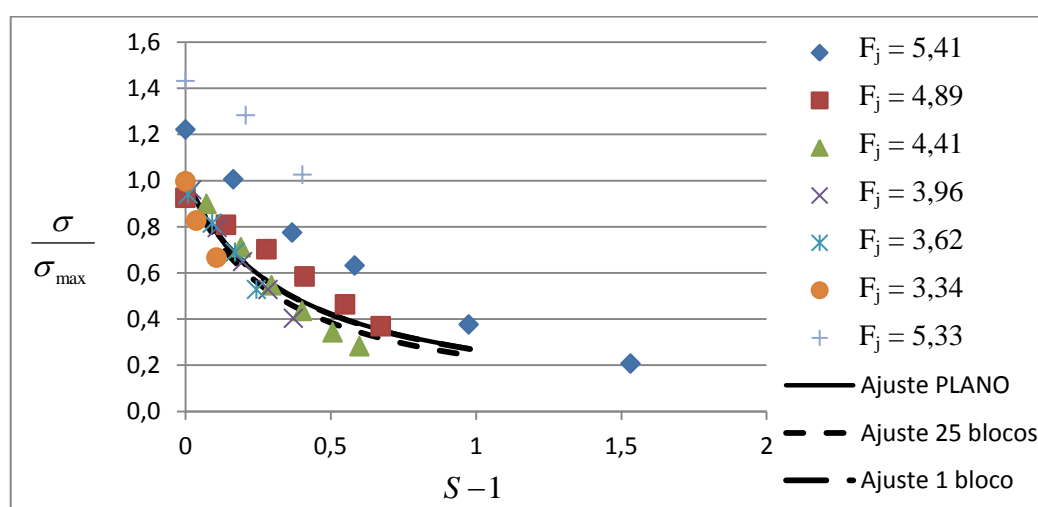


Figura 6.24 – atenuação das flutuações de pressão, em função do grau de submersão, no fundo de uma cavidade com um bloco (1 bloco)

Concluindo-se, foi possível observar através das Figura 6.22, Figura 6.23 e Figura 6.24 expostas, que a atenuação das flutuações de pressão ( $C'_p$ ) é levemente mais rápida dentro do fundo das juntas do que na interface da soleira. Sendo assim, apenas a equação (6.23) respectiva à atenuação das pressões na interface da soleira é recomendada.

### 6.2.9 Turbulência do jato

Nesta etapa são vistas as intensidades de turbulência nas duas principais seções de controle do jato. São elas: a seção de lançamento; e a seção de impacto do jato na soleira da bacia de dissipação. A intensidade de turbulência ( $Tu$ ) é um importante parâmetro na dinâmica de jatos livres, isto é, com interface no ar. No presente trabalho, este parâmetro está definido para a emissão do jato ( $Tu_j$ ) e para o impacto do jato ( $Tu_i$ ).

Conforme Ervine e Falvey (1987 apud MANSO, 2006, p. 62), a intensidade de turbulência ( $Tu$ ) é calculada pela fórmula (6.26), onde  $u'$  é a flutuação de velocidade do fluxo ao longo do tempo, em sua componente axial ao jato, e  $U$  é a velocidade média do fluxo do jato.

$$Tu = \frac{RMS(u')}{U} \quad (6.26)$$

Conforme visto na Figura 5.4 letra (b), a turbulência transversal ao jato é responsável pela dispersão do mesmo no ar. Ervine e Falvey (1987<sup>129</sup> apud CHANSON, 1988, p. 17) mostraram que a componente lateral da intensidade de turbulência  $v'/U$  é proporcional à componente axial da intensidade de turbulência  $u'/U$ , onde  $U$  é a velocidade média do fluxo. Com isso, é possível assumir uma mesma relação entre os parâmetros  $u'$  e  $v'$  no caso de jatos planos, em 2D, e jatos simétricos. Já para o caso de jatos assimétricos, os autores obtiveram que a turbulência transversal é aproximadamente 2,6 vezes maior que a turbulência axial.

---

<sup>129</sup> ERVINE, A.; FALVEY, H. T. Behaviour of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools. Paper 9136, Water Eng. Group, **Proc.** of the Institution of Civil Engineers, 1987, Part 2, Vol. 83, pp. 295-314.



### 6.2.9.1 Intensidade de turbulência na emissão

Ervin e Falvey (1987<sup>130</sup> apud MANSO, 2006, p. 62) estudaram os mecanismos de dispersão e espalhamento do jato no ar, e posterior difusão do mesmo dentro do colchão d'água. Os autores concluíram que a deformação do jato é regida basicamente pela sua intensidade de turbulência na emissão do jato ( $Tu_j$ ).

No presente trabalho, a intensidade de turbulência na emissão do jato ( $Tu_j$ ) é calculada pela equação (6.27) de Ervin et al. (1997<sup>131</sup> apud BOLLAERT, 2002, p. 248). Neste cálculo reverso, considerou-se o percurso do jato no ar desde a seção de lançamento, até a seção em que o jato atinge a altura máxima ( $\bar{Z}_{topo}$ ), isto é, a seção no topo do jato. Conforme visto anteriormente (item 5.2.2), a espessura do jato nesta seção foi utilizada na determinação do grau de dispersão no topo do jato ( $D_{topo}$ ). Sendo assim, no presente trabalho, o espalhamento lateral do jato no topo ( $\varepsilon_{topo}$ ), isto é, o incremento de espessura do jato, utilizado na equação (6.27), é obtido por:  $\varepsilon_{topo} = (y_{topo,M} - y_j)/2$ , onde:  $y_{topo,M} = y_{topo,T} \cdot D_{topo}$ . Ainda, na equação (6.27), a intensidade de turbulência na emissão do jato ( $Tu_j$ ) é apresentada em formato decimal e  $L_{j-topo}$  é a distância longitudinal do jato até a seção em que este atinge sua altura máxima ( $\bar{Z}_{topo}$ ).

$$Tu_j = \frac{\varepsilon_{topo} \cdot g}{1,14 \cdot V_j^2} \cdot \left[ \sqrt{\frac{2 \cdot L_{j-topo}}{y_j \cdot F_j^2} + 1} - 1 \right]^{-1} \quad (6.27)$$

Para a estimativa do comprimento longitudinal do jato do ponto de lançamento até a seção no topo do jato ( $L_{j-topo}$ ), aplica-se a integral de linha, dada por (6.28), sobre a equação balística da trajetória do jato (6.29). Esta última equação é mostrada por Lencastre (1984, p. 85), porém, no presente trabalho, ela é utilizada com os parâmetros balísticos:  $\theta_b$  e  $V_b$ , vistos respectivamente, em 5.4.1 e no [Apêndice 4](#).

<sup>130</sup> ERVINE, A.; FALVEY, H. T. Behaviour of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools. Paper 9136, Water Eng. Group, **Proc.** of the Institution of Civil Engineers, 1987, Part 2, Vol. 83, pp. 295-314.

<sup>131</sup> ERVINE, D. A.; FALVEY, H. R.; WITHERS, W. Pressure fluctuations on plunge pool floors. Journal of Hydraulic Research, **IAHR**, Vol. 35, Nº 2, 1997.

$$L_{j-topo} = \int_0^{L_{topo}} \sqrt{1 + [f'(X)]^2} dX \quad (6.28)$$

$$Y = X \cdot \operatorname{tg}(\theta_b) - g \cdot \frac{\operatorname{sec}^2(\theta_b)}{2 \cdot V_b^2} \cdot X^2 \quad (6.29)$$

A distância horizontal do jato, do ponto de lançamento até a seção do topo do jato ( $L_{topo}$ ), é obtida através da componente:  $V_{bX} = V_b \cdot \cos(\theta_b)$ ; e do tempo  $t_1$ , o qual é visto no [Apêndice 4](#). Com isso, os comprimentos longitudinais do jato ( $L_{j-topo}$ ) resultantes entre as duas seções propostas, para cada uma das vazões ensaiadas, são vistos na Tabela 6.1, juntamente com os valores de intensidade de turbulência ( $Tu_j$ ) estimada na emissão do jato para o presente trabalho.

Tabela 6.1 – valores de intensidade de turbulência na emissão do jato

$F_j$	5,41	4,89	4,41	3,96	3,62	3,34
$L_{j-topo}$ (m)	0,19	0,27	0,32	0,33	0,35	0,36
$Tu_j$ (%)	10,5	7,6	5,9	4,2	2,6	1,9

For fim, observa-se que os valores resultantes de intensidade de turbulência na emissão do jato ( $Tu_j$ ) para o caso do presente trabalho, isto é, para uma modelagem de um vertedouro salto esquí, ficaram coerentes com a estimativa proposta por Bollaert (2002, p. 248) para esse tipo de estrutura, a qual é mostrada na Tabela 6.2. Dos valores resultantes no presente trabalho, se forem desconsiderados os respectivos às duas menores vazões, a média da intensidade de turbulência na emissão do jato ( $Tu_j$ ) fica em torno de 4%.

Tabela 6.2 – estimativa da intensidade de turbulência na emissão do jato para diferentes tipos de estruturas (BOLLAERT, 2002, p. 248)

vertedouro de queda livre	0-3 %
vertedouro salto esquí	3-5 %
descarga intermediária	3-8 %
descarga de fundo	3-8 %

### 6.2.9.2 Intensidade de turbulência no impacto

Arndt e Ippen (1970<sup>132</sup> apud MANSO, 2006, p. 107) propuseram uma fórmula (6.30) para conversão do valor quadrático médio das flutuações de velocidade  $RMS(u')$ , a fim de determinar a intensidade de turbulência ( $Tu$ ) em uma seção do jato a partir dos dados de pressão desse local. Nesta fórmula (6.34) a flutuação de pressão ( $p'$ ) é dada em Pascal.

$$RMS(u') = \frac{RMS(p')}{\rho \cdot U} \quad (6.30)$$

Neste sentido, para as flutuações de pressão, dadas em metros de coluna de água (m.c.a.), e, substituindo-se o valor quadrático médio das flutuações de pressão ( $RMS(p')$ ) pelo desvio padrão da amostra de pressões ( $\sigma$ ) em [m.c.a.], conforme visto na equação (6.19), a fórmula (6.30) fica:

$$RMS(u') = \frac{g \cdot \sigma}{U} \quad (6.31)$$

Segundo Manso (2006, p. 107), esta hipótese é adequada para profundidades de colchão rasas. No presente trabalho, a intensidade de turbulência no impacto do jato ( $Tu_i$ ) é relacionada com a dispersão do jato no topo ( $D_{topo}$ ) e o ângulo de impacto do jato na soleira ( $\theta_0$ ), conforme visto a seguir na Figura 6.25 e respectiva equação de ajuste. Nesta análise feita, os dados são relativos às flutuações de pressão medidas na soleira sem juntas, e sem colchão d'água ( $\sigma_{max}$ ). Dadas estas condições, a velocidade média ( $U$ ), a qual é utilizada na normalização da intensidade de turbulência ( $Tu$ ), pode ser simplificada pela velocidade supercrítica ( $V_1$ ) do ressalto clássico ( $S = 1$ ), conforme visto em 5.2.3. Os valores resultantes de  $Tu_i$  são vistos na Tabela 6.3 para cada vazão ensaiada. Estes valores ficaram de 4 a 8 vezes maiores que os valores de  $Tu_j$ , isto é, na emissão do jato.

---

<sup>132</sup> ARNDT, R. E. A.; IPPEN, A. T. Turbulence measurements in liquids using an improved total pressure probe, **Journal of Hydraulic Research**, 1970, 8(2), pp. 131-158.

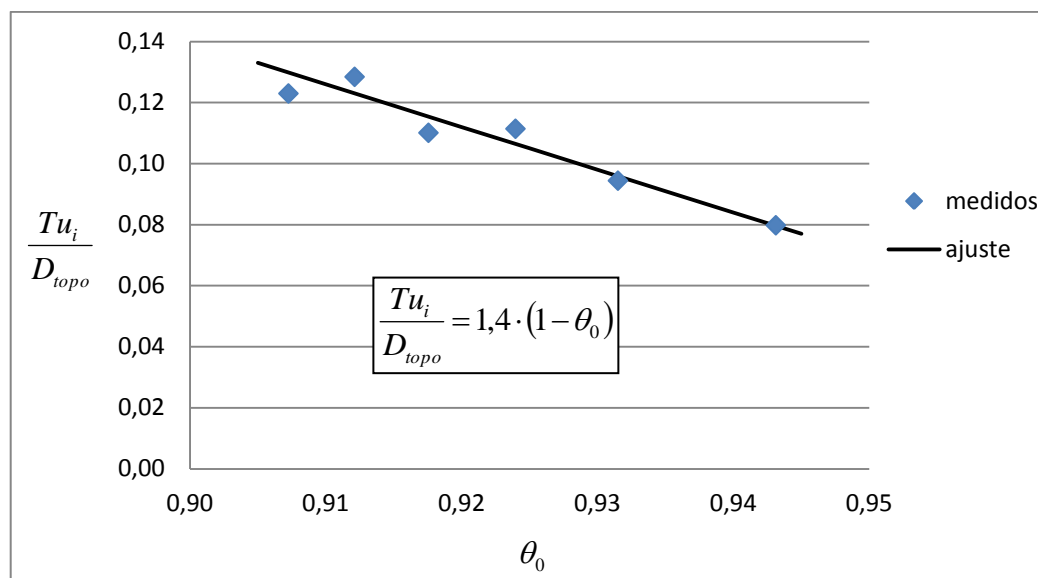


Figura 6.25 – intensidade de turbulência no impacto do jato

Tabela 6.3 – valores de intensidade de turbulência no impacto do jato

$F_j$	5,41	4,89	4,41	3,96	3,62	3,34
$Tu_i$ (%)	39,4	27,5	23,8	18,2	17,3	15,3

Concluindo, tem-se que esta análise exposta é limitada, no sentido em que considera apenas o ponto de maiores flutuações de pressão no local de incidência do jato na soleira da bacia. Conforme alerta Lencastre (1984, p. 105), não é correto considerar a intensidade de turbulência como um parâmetro característico das solicitações sobre a interface sólida, já que essa solicitação está relacionada com o defasamento da incidência das flutuações de pressão nas partes adjacentes desta estrutura. Esta defasagem, sim, constitui um bom indicativo das solicitações impostas pela turbulência do jato.

### 6.2.10 Tentativa de ajuste dos coeficientes de pressão média e flutuação

No presente trabalho, onde a emissão do jato é feita a partir de uma concha de lançamento de um vertedouro salto esqui, a característica do jato mergulhante que impacta no fundo da bacia de dissipação difere dos trabalhos vistos onde o jato é lançado a partir de um bocal. Os principais adimensionais vistos na bibliografia que tratam deste aspecto são o coeficiente de pressão ( $C_p$ ) e o coeficiente de flutuação de pressão ( $C'_p$ ), os quais são comumente expressos em função da espessura constante do jato no ponto de emissão e a profundidade de mergulho

do jato. No caso do presente trabalho, além da espessura do jato ser variável, influenciada principalmente pela energia cinética de lançamento, a profundidade do colchão está ligada à altura de queda do jato, conforme visto no [Apêndice 5](#). Por isso, as variáveis  $B$  (equivalente a  $y_1$  no presente trabalho; ver item 5.2.3) e  $y_2$ , foram relacionadas, com  $F_j$  e  $y_c/Z_{concha}$ , os quais são parâmetros característicos de jatos lançados por vertedouros salto esquí, como visto em 6.1. As relações entre estes parâmetros que melhor se ajustaram para o coeficiente de pressão ( $C_p$ ) e o coeficiente de flutuação de pressão ( $C'_p$ ), na condição de fundo plano (sem juntas), são vistas na Figura 6.26 e na Figura 6.27 respectivamente. Nestes ajustes de tendência mostrados, não foram considerados os dados medidos para a condição sem colchão d'água a jusante, os quais são respectivos às máximas pressões ( $P_{d,max}$ ), vistas no item 6.2.4, e aos máximos desvios padrão ( $\sigma_{max}$ ) observados no item 6.2.7. Ademais, para o primeiro ajuste, a menor vazão (9,4L/s) foi negligenciada.

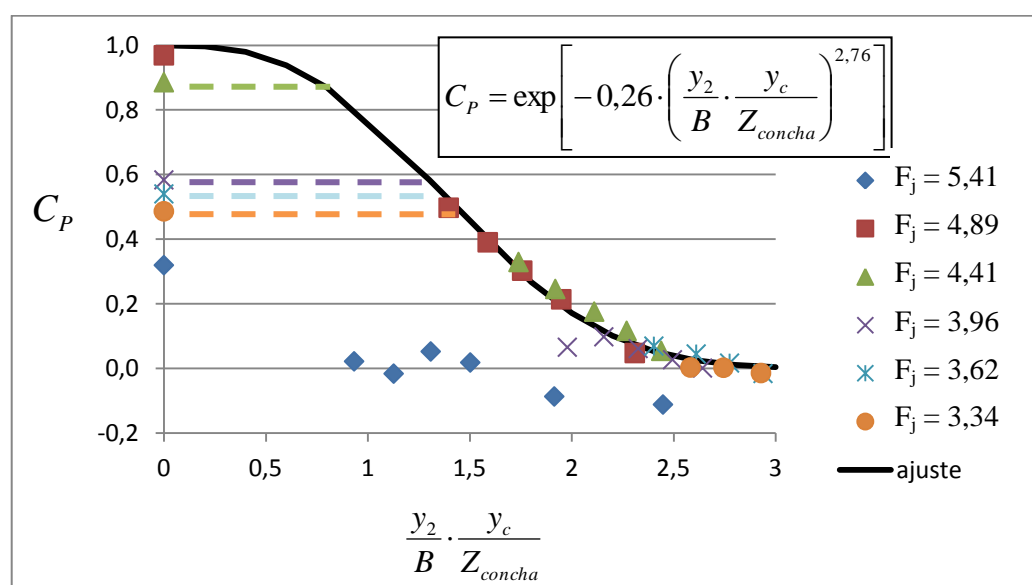


Figura 6.26 – coeficiente de pressão dinâmica ( $C_p$ ), para os dados obtidos na condição de existência de colchão d'água, em função de  $y_2/B$  multiplicado por  $y_c/Z_{concha}$

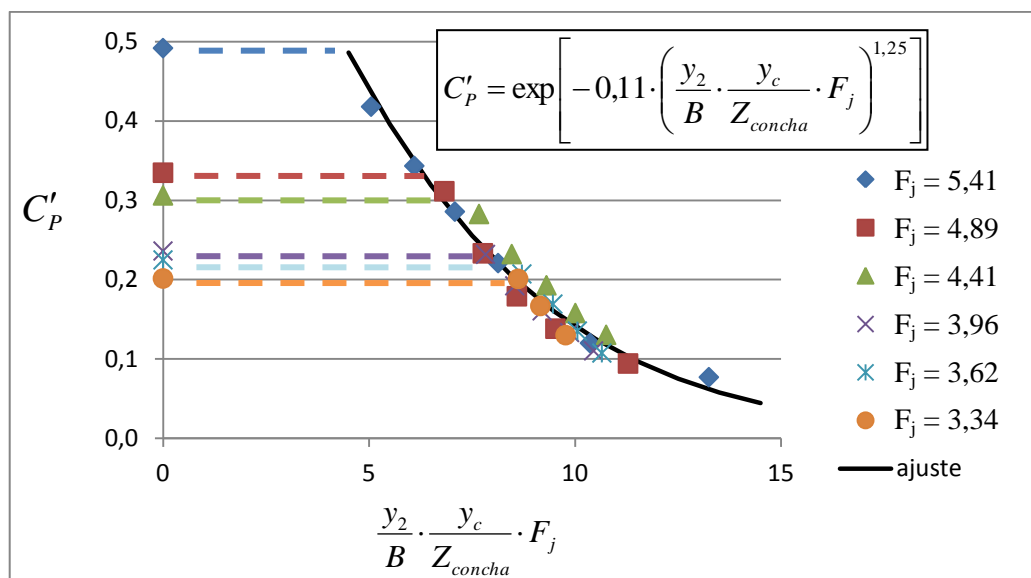


Figura 6.27 – coeficientes de flutuação de pressão ( $C'_p$ ), para os dados obtidos na condição de existência de colchão d'água, em função de  $y_2/B$  multiplicado por  $y_c/Z_{concha}$  e  $F_j$

### 6.3 EJEÇÃO HIDRODINÂMICA DE UM BLOCO DE ROCHA

Pinto (1994, p. 8) explica que é necessário ter conhecimento da intensidade dos esforços a que o maciço fica submetido e das condições geotécnicas deste maciço. Deste modo, é possível, através de uma análise conjunta, hidráulica e geotécnica, com o apoio de ensaios em modelo, se prever uma pré-escavação inicial que venha a conduzir o processo de dissipação do jato, e que, ao mesmo tempo, impeça a existência de erosão regressiva na direção da estrutura, a qual venha a comprometer sua estabilidade.

De acordo com Bollaert (2002, p. 91), a maioria das aplicações de engenharia não estão diretamente relacionadas com o comportamento do material da rocha em si, mas com a massa rochosa completa, incluindo suas diaclases. O maciço rochoso combina uma série de propriedades do material intrínseco a ele, necessárias para descrever a resistência da rocha em si, com suas características de descontinuidade mais significativas. Com base nessas características geomecânicas, podem ser aplicados diferentes critérios de ruptura do maciço rochoso. Para uma família de diaclases, onde a rede de descontinuidades é incompleta, são considerados os mecanismos de ruptura por tensão pura do maciço rochoso, devido à sua precedência, porém, se existir um sistema de diaclases caracterizado por uma rede totalmente concluída de descontinuidades, o maciço está sujeito a ser desagregado diretamente, por meio

da elevação hidráulica, com posterior destacamento dos blocos de rocha como será tratado neste capítulo.

Conforme visto no item 4.4, foram realizados ensaios complementares para a análise da ejeção hidrodinâmica à que um bloco de rocha está sujeito, causada pela incidência do fluxo de um jato proveniente de um vertedouro salto esquí. Desta maneira, como pode ser visto na Figura 6.28, as condições para os ensaios com a cavidade preenchida com o bloco (instrumentado com acelerômetro, preso a um cabo), não se alteram de quando o modelo é ensaiado com a cavidade aberta, isto é, sem o bloco. Logo, para cada condição de escoamento ensaiada, após estabilização do nível d'água ao ajustar-se a comporta de jusante, o bloco era posicionado manualmente dentro da cavidade (sem o cabo). Isto possibilitava a ocorrência de arrancamento do bloco em certas condições de escoamento (para dada vazão e altura de colchão d'água).

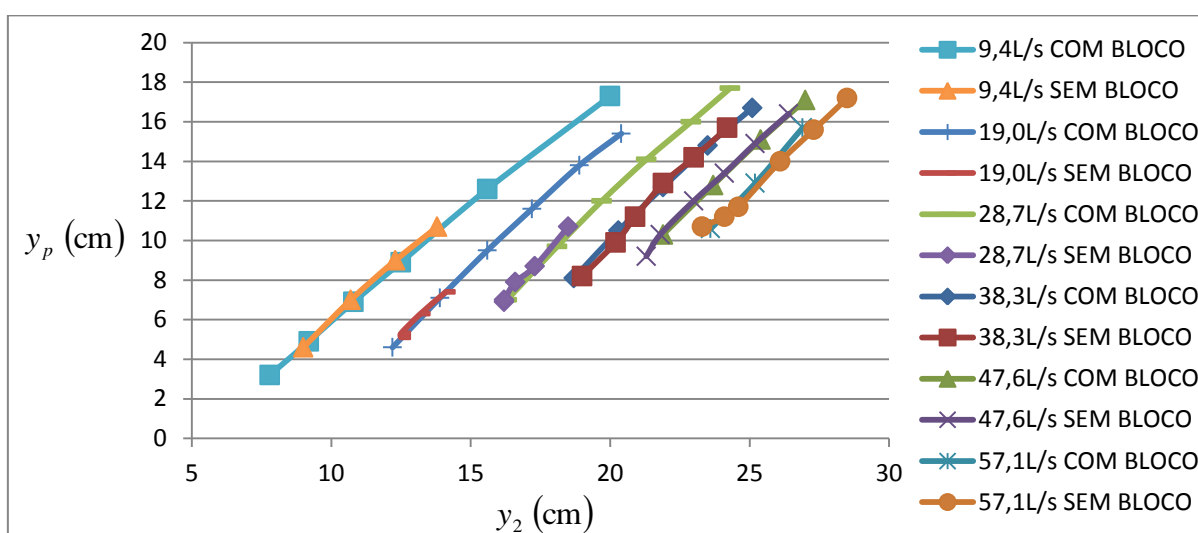


Figura 6.28 – condição dos ensaios com cavidade preenchida com bloco e cavidade aberta, sem bloco, na bacia de dissipação com fundo plano

É possível observar na figura (Figura 6.28) anterior que a presença da cavidade sem o bloco no leito da bacia de dissipação não altera significativamente a relação entre o nível de montante da bacia ( $y_p$ ) e o nível de jusante ( $y_2$ ) da mesma. Isto evidencia que a presença da cavidade proposta (sem o bloco) não altera significativamente os padrões macroturbulentos da bacia. Apesar disso, dentre as pressões médias coletadas no fundo da cavidade, para as duas situações descritas anteriormente (com e sem bloco), notam-se divergências. No caso do jato incidindo diretamente sobre a cavidade, sem colchão d'água a jusante, as diferenças das

pressões dinâmicas ( $\Delta P_d$ ) ficaram, em média, menores em 0,03m.c.a. quando a cavidade estava sem bloco, isto é, ficaram reduzidas em relação à altura da cavidade ( $h_j$ ) de:  $\overline{\Delta P_d}/h_j \cong 0,9$ , onde  $\overline{\Delta P_d}$  é a média das diferenças entre a pressão dinâmica no fundo da cavidade, relativa à  $y_2$ , com e sem bloco.

### 6.3.1 Níveis de colchão d'água de jusante que impedem a ejeção do bloco

Para a caracterização do fenômeno de ejeção por ação hidrodinâmica do bloco, fez-se uma análise relativa aos resultados obtidos nos ensaios com as diferentes condições de escoamento propostas no [capítulo 4](#). Nesta análise preliminar, os padrões de ejeção do bloco, isto é, os diferentes modos como o bloco é arrastado pelo escoamento, são relacionados com os níveis de colchão d'água ensaiados. Estes padrões de ejeção terminam por arrastar o bloco em direção a jusante ou em direção ao poço de acumulação (a montante do impacto do jato).

Conforme caracterização mencionada, na Figura 6.29, são vistas as alturas lentas dos ressaltos ( $y_2$ ) que impedem a ejeção do bloco em direção a jusante do impacto do jato. Neste gráfico (Figura 6.29) em três dimensões, a superfície inferior indica as condições de vazão ensaiadas para cada uma das posições do bloco na bacia de dissipação, conforme visto em 4.2.2. As barras com contorno em amarelo, neste gráfico, indicam que o jato emitido pelo salto esquí, para a determinada vazão ensaiada, incide diretamente sobre a posição referenciada. Ou seja, para as demais barras constituintes (sem contorno em amarelo), tem-se que a posição ensaiada da cavidade com o bloco está a montante ou a jusante do local de incidência do jato. Por exemplo, tem-se que para a vazão de 19,0L/s, o jato incide sobre a posição P15, ou seja, a cavidade ensaiada na posição P17, para esta mesma vazão, está a jusante do impacto do jato, e a posição ensaiada em P9 está a montante do impacto do jato.



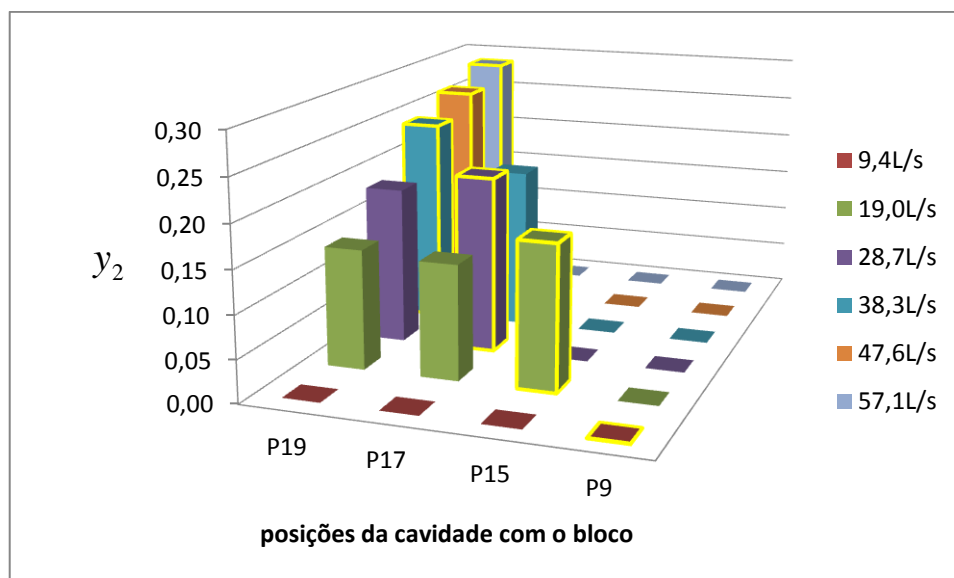


Figura 6.29 – alturas lentas dos ressaltos que impedem a ejeção do bloco a jusante

Da figura (Figura 6.29) anterior, tem-se que, a fim de evitar a ejeção do bloco a jusante, as maiores alturas lentas dos ressaltos ( $y_2$ ) a serem mantidas se dão sobre as posições de incidência direta do jato sobre o bloco. Sendo assim, estas profundidades garantem a não ejeção do bloco, mesmo nos casos em que a posição ensaiada está a jusante ou a montante do impacto do jato.

Com relação à ejeção do bloco a montante do impacto do jato, isto é, o arrancamento do bloco da cavidade e posterior arrastamento do mesmo para o poço de acumulação, as alturas lentas dos ressaltos ( $y_2$ ) que impedem essa condição de ejeção do bloco são mostradas na Figura 6.30. Como visto nesta figura, os casos propensos a esse tipo de ejeção são para os quais a posição ensaiada está a montante do local de incidência do jato na bacia.

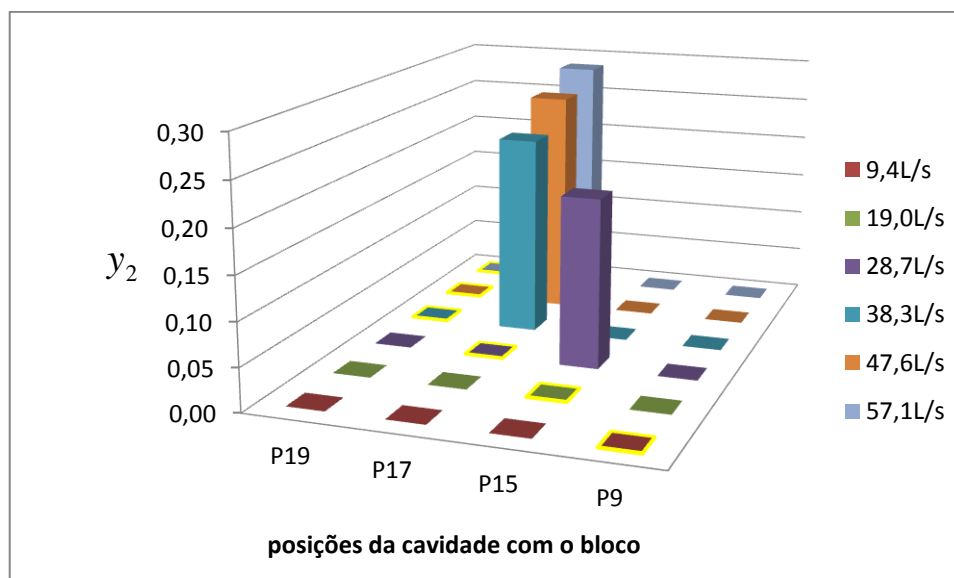


Figura 6.30 – alturas lentas dos ressaltos que impedem a ejeção do bloco a montante

Enquanto o perigo de ejeção do bloco a jusante ocorre principalmente nas posições ensaiadas da cavidade com o bloco no local de incidência do jato, e, com menor proporção nas posições a jusante ou a montante do impacto do jato, a ejeção do bloco em direção ao poço de acumulação acontece se o bloco está posicionado a montante do impacto do jato. Este local caracteriza a zona de recirculação do poço de acumulação, onde parte do fluxo que atinge o fundo da bacia de dissipação é defletido a montante e, rapidamente, descola da soleira, facilitando a ejeção do bloco a montante. Contudo, para que esse fenômeno de ejeção do bloco a montante ocorra, é necessária uma profundidade de colchão d'água mínima. Conforme pode ser visto na Figura 6.31, existe uma profundidade mínima para que a zona de recirculação a montante do impacto do jato possa se desenvolver e ser capaz de ejetar blocos em direção do poço de acumulação.

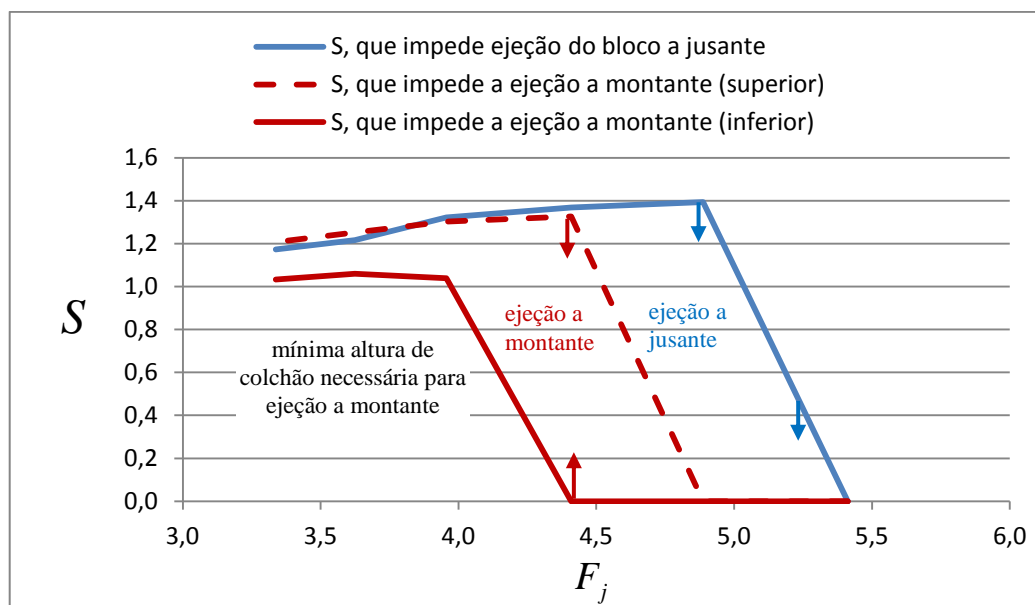


Figura 6.31 – graus de submersão que impedem a ejeção hidrodinâmica do bloco, para as condições ensaiadas no presente trabalho

Conforme concluíram Liu, Dong e Yu (1998, p. 135), quanto maior a altura de colchão d'água ( $D+h$ ) ensaiada, a força resultante média de ejeção ficou maior. O esquema do modelo usado pelos autores é visto na Figura 6.32, onde o bloco está posicionado a montante do impacto do fluxo do jato na soleira.

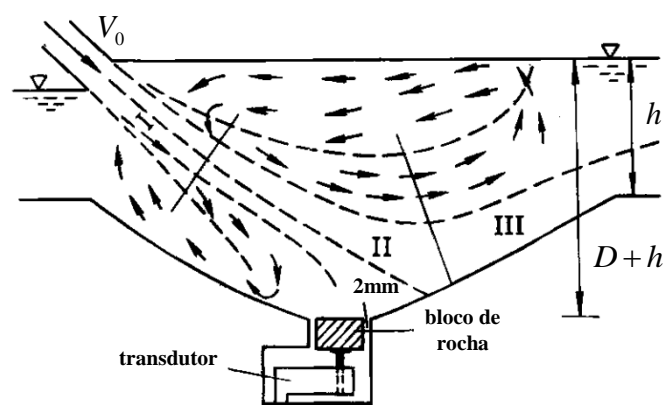


Figura 6.32 – esquema do modelo usado por Liu, Dong e Yu (1998, p. 135)

### 6.3.2 Relação da incidência do jato com as pressões verificadas no fundo da cavidade

As pressões dinâmicas para o desenvolvimento do estudo de arrancamento do bloco foram obtidas através das fórmulas propostas em 6.2. Isto, devido à dificuldade de medição das

pressões dentro da cavidade com o bloco solto (sem o cabo do acelerômetro), pois nestes ensaios, o bloco era arrancado em um período de tempo indeterminado depois de seu posicionamento dentro da cavidade, o que impossibilitava a correta dissociação dos efeitos no interior da cavidade para as situações com e sem bloco (ver item 6.2.4). Desta forma, as pressões resultantes no fundo da cavidade preenchida com um bloco foram estimadas conforme a situação ensaiada em que o bloco estava preso com um cabo.

No local de incidência do jato, a máxima pressão dinâmica média ( $P_{d,max}$ ) relativa à ( $y_2$ ), no fundo da cavidade com bloco, é maior do que a  $P_{d,max}$  na interface da soleira, dadas pelas equações (6.32) e (6.33) respectivamente (item 6.2.4.1). Apesar disso, o decaimento da pressão no fundo da cavidade é mais rápido com o aumento da submergência ( $S$ ) do que na interface da soleira, fazendo com que este fenômeno, aliada à queda na flutuação de pressão, permita a obtenção de um grau de submergência crítico ( $S_c$ ), para cada uma das vazões ensaiadas, que impede a ejeção do bloco a jusante.

$$\frac{P_{d,max,cavidade}}{D_{topo} \cdot Z_{concha}} = 3 \cdot \cos(16,06 \cdot \theta_0 + 10,80) - 2 + (0,08) \quad (6.32)$$

$$\frac{P_{d,max,soleira}}{D_{topo} \cdot Z_{concha}} = 3 \cdot \cos(16,06 \cdot \theta_0 + 10,80) - 2 \quad (6.33)$$

Estas submergências  $S_c$ , conforme as alturas lentas ( $y_2$ ) que impedem a ejeção do bloco a jusante, vistas anteriormente na Figura 6.29, foram utilizadas no cálculo da pressão dinâmica ( $P_d^*$ ) no fundo da cavidade e na interface da soleira da bacia de dissipação, através da equação (6.16) vista abaixo, relativa à profundidade do poço de acumulação ( $y_p$ ). Esta equação possui boa precisão para  $S \leq 1,7$ , que corresponde às condições ensaiadas.

$$\frac{P_d^*}{P_{d,max}^*} = 6,08 \cdot 0,17^S \quad (6.16), \text{ com } P_{d,max}^* = P_{d,max} - y_{p,S=1} \quad (6.10)$$

### 6.3.2.1 Força média de ejeção do bloco

Com as pressões dinâmicas médias ( $P_d^*$ ) ocorridas no fundo da cavidade com bloco ( $P_{d,cavidade}^*$ ) e na interface da soleira ( $P_{d,soleira}^*$ ) aplicadas respectivamente, na superfície inferior e superior do bloco, é possível calcular a força resultante destas pressões ( $F_{\Delta P_d^*}$ ). Esta força estacionária, originária das pressões dinâmicas médias atuantes no bloco, é obtida pela fórmula (6.34), onde  $a_{cubo}$  é a aresta do cubo,  $\Delta P_d^*$  é a diferença das pressões dinâmicas médias entre a superfície inferior e superior do bloco, a qual é dada em [m.c.a.] e obtida pela expressão (6.35). Os resultados podem ser vistos na Tabela 6.4.

$$F_{\Delta P_d^*} = \Delta P_d^* \cdot \gamma \cdot a_{cubo}^2 \quad (6.34)$$

$$\Delta P_d^* = P_{d,cavidade}^* - P_{d,soleira}^* \quad (6.35)$$

Tabela 6.4 – obtenção da força de sustentação estacionária que contribui para a ejeção do bloco

$\theta_0$ (rad)	0,943	0,932	0,924	0,918	0,912	0,907
$S_c$	0,00	1,39	1,37	1,32	1,22	1,17
$P_{d,cavidade}^*$ (m)	0,115	0,138	0,142	0,127	0,118	0,113
$P_{d,soleira}^*$ (m)	0,031	0,114	0,123	0,111	0,103	0,098
$\Delta P_d^*$ (m)	0,084	0,025	0,019	0,016	0,016	0,016
$F_{\Delta P_d^*}$ (N)	0,823	0,242	0,185	0,155	0,153	0,153

Conforme pode ser visto na Figura 6.33, a maior das forças de sustentação estacionárias ( $F_{\Delta P_d^*}$ ) obtida para o grau de submergência crítico ( $S_c$ ), isto é, para não ocorrer ejeção, excedeu o peso submerso do bloco ( $W_g$ ) por volta de 60% ( $1,6 \times W_g$ ). Por outro lado, houve ejeções para  $\theta_0$  menores, em que a força média de ejeção ( $F_{\Delta P_d^*}$ ) resultante ficou aproximadamente igual a 30% do peso do bloco submerso ( $0,3 \times W_g$ ). Isto significa que, conforme Liu, Dong e Yu (1998, p. 135-136), a força média de ejeção não é a componente

principal que causa o arrancamento do bloco. Nestes casos, há uma componente resultante da força devido à turbulência, que garante a ejeção do bloco.

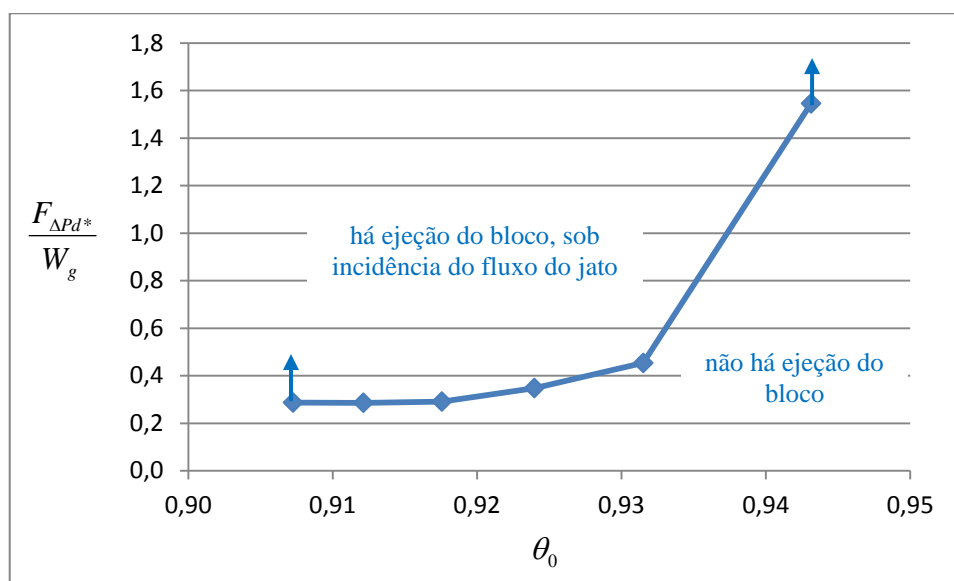


Figura 6.33 – razão entre a força de sustentação estacionária e o peso submerso do bloco, em função do ângulo de incidência teórico, para a zona limite de ejeção

Além da amplitude de flutuação de pressão e a frequência com que ela ocorre, os fenômenos ocorridos devidos à tensão cisalhante dentro das fissuras e a pressão exercida pelo jato quando o bloco está parcialmente fora da cavidade, ao vibrar verticalmente, são de grande importância. Tanto a flutuação de pressão quanto estas outras variáveis serão caracterizadas mais adiante, no presente trabalho, pelo coeficiente de ejeção líquido ( $C_{UP}$ ).

Para explicar a influência destas variáveis, pode-se observar, por exemplo, o último ponto da série de dados da Figura 6.33, o qual mostra que: se apenas a diferença de pressão média entre o fundo da cavidade e a soleira da bacia de dissipação estivessem envolvidas ( $\Delta P_d^*$ ), o bloco seria arrancado, nesta condição, pela força média de ejeção atuante ( $F_{\Delta P_d^*}$ ), a qual é maior que o peso submerso do bloco ( $W_g$ ), ainda assim, não houve ejeção do bloco para esta vazão ensaiada. Disto, deduz-se que é necessária uma força respectiva às variáveis mencionadas anteriormente, 60% maior que o peso submerso do bloco ( $W_g$ ) para haver ejeção do mesmo. Então, para esse valor de  $\theta_0$ , pode-se concluir que a força exercida pelo jato na face superior do bloco, quando o mesmo está à meia altura para fora da cavidade, é maior que a força exercida pela pressão no interior da cavidade neste momento, empurrando o bloco de volta.

Sendo assim, é recomendada para estudos futuros, a medição das forças atuantes na situação de bloco a meia altura para fora da cavidade.

Pode-se concluir que para:  $\theta_0 < 0,918$  ( $F_j < 3,96$ ), a ejeção do bloco ocorre se o peso submerso do bloco ( $W_g$ ) for menor que até 3,5 vezes a força resultante da diferença de pressão dinâmica média ( $F_{\Delta Pd^*}$ ) entre o fundo da cavidade e a interface da soleira.

### 6.3.2.2 Coeficiente de ejeção líquido

A remoção dos blocos de rocha de sua matriz pode acontecer por ejeção, pelo deslocamento horizontal dos blocos, ou por uma combinação destes dois movimentos. Cada um dos movimentos ocasionados no bloco depende de seu tamanho e suas dimensões, além da saliência do mesmo em relação à sua matriz. Essas características influenciam diretamente as forças de pressão que atuam no arrancamento do bloco, as quais são compostas pelas parcelas estática, turbulenta e uma componente resultante da macroturbulência. Esta última surge da interação entre a saliência do bloco e o fluxo local, em estado de permanência intermitente, isto é, ora o bloco está vibrando dentro da cavidade e ora o bloco está vibrando com certa saliência para fora da cavidade (BOLLAERT & HOF LAND, 2004<sup>133</sup> apud BOLLAERT, 2010, p. 1271).

No presente trabalho, todas as variáveis que interferem na ejeção do bloco, aquém da força média de ejeção atuante ( $F_{\Delta Pd^*}$ ), são caracterizadas pelo coeficiente de ejeção líquido ( $C_{UP}$ ). Conforme Bollaert (2002, p. 216), o coeficiente de ejeção líquido ( $C_{UP}$ ) é definido como a diferença máxima entre a pressão ocorrida no fundo da junta e o valor de pressão média na entrada na junta. Em outras palavras, corresponde à máxima pressão instantânea líquida de ejeção. O autor explica que, ao tomar-se a máxima pressão ocorrendo em toda a face inferior do bloco, junto com uma pressão nula ocorrendo na superfície do bloco, o máximo valor físico plausível para o coeficiente líquido de ejeção é igual à unidade.

Com a estrutura experimental adotada no presente trabalho, as medições de pressões na interface da soleira e no interior da cavidade não foram simultâneas. Em razão disto não foi

---

<sup>133</sup> BOLLAERT, E. F. R.; HOF LAND, B. The Influence of Flow Turbulence on Particle Movement due to Jet Impingement, **2nd Scour and Erosion Conference**, Singapore, 2004.

possível a obtenção de  $C_{UP}$  para profundidades de colchão d'água em que o bloco apenas vibrava dentro da cavidade (sem ser arrancado), ou para profundidades muito rasas de colchão d'água em que o bloco era arrancado. Contudo, foi possível a determinação de  $C_{UP}$  para uma altura de colchão limite, que impede a ejeção do bloco, caracterizada pelo grau de submergência crítico ( $S_c$ ). Sendo assim, a força máxima ( $F_{UP}$ ) resultante dos fenômenos turbulentos que ocorrem devido à propagação da flutuação de pressão causada na interface da soleira ( $P_{d,soleira}^*$ ) para o interior da cavidade, é calculada pela equação (6.36). Desta maneira, o coeficiente de ejeção líquido ( $C_{UP}$ ), para esta condição crítica, é calculado, no presente trabalho, pela fórmula (6.37).

$$F_{UP} + F_{\Delta Pd^*} - W_g = 0 \quad (6.36)$$

$$C_{UP} = \frac{P_{UP}}{P_{d,soleira}^*} \quad (6.37)$$

Conforme pode ser visto na Tabela 6.5, o coeficiente de ejeção líquido ( $C_{UP}$ ) resultante para a menor vazão ensaiada ( $\theta_0 = 0,943$ ), na qual o jato possui maior ângulo de incidência sobre o bloco, ficou negativo. Isto se sucedeu pelo motivo apontado anteriormente, em que a pressão exercida pelo jato na superfície superior do bloco, para esta condição de vazão ensaiada, tem maior relevância que a máxima pressão instantânea causada por fenômenos turbulentos dentro da cavidade, como ocorre para as outras condições ensaiadas, nas quais:  $C_{UP} > 0$ . Com isso, o primeiro ponto da série obtida foi desconsiderado na formulação proposta, para o modelo do presente trabalho, por se tratar de um caso à parte.

Tabela 6.5 – coeficiente de ejeção líquido resultante para as condições de vazão ensaiadas

$\theta_0$ (rad)	0,943	0,932	0,924	0,918	0,912	0,907
$F_{UP}$ (N)	-0,290	0,291	0,347	0,377	0,380	0,380
$C_{UP}$	-0,954	0,260	0,287	0,344	0,377	0,394



Então, o coeficiente de ejeção líquido ( $C_{UP}$ ), por ser fortemente influenciado pelo grau de aeração do sistema, conforme visto mais adiante, foi relacionado com a quantidade de ar arrastada para dentro do colchão d'água ( $\beta$ ) e a dispersão do jato no topo ( $D_{topo}$ ). A relação linear obtida pode ser vista na Figura 6.34, e a equação (6.38) de ajuste aos pontos é mostrada em seguida, a qual é válida para  $\theta_0 \leq 0,932$ .

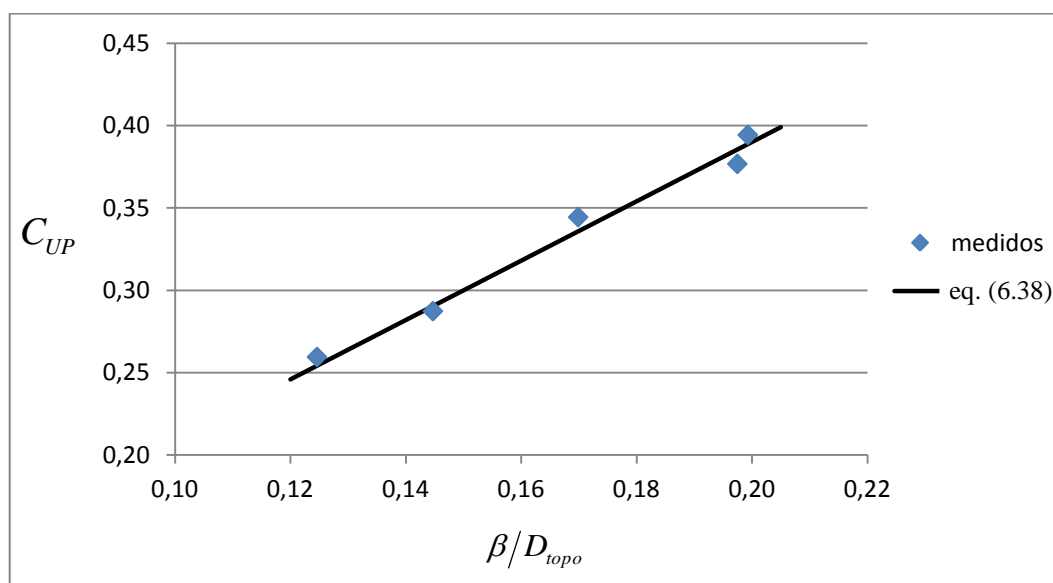


Figura 6.34 – coeficiente de ejeção líquido, para o interior de uma cavidade com 1 bloco (juntas planares fechadas), em função da proporção de ar arrastada para dentro do colchão d'água relativa à dispersão no topo do jato

$$C_{UP} = 0,03 + 1,8 \cdot \frac{\beta}{D_{topo}}, \text{ válida para } \theta_0 \leq 0,932 \quad (6.38)$$

### 6.3.2.3 Influência da concentração de ar

A aeração da bacia de dissipação depende principalmente da velocidade em que o jato impacta no colchão. Ao mergulhar, a camada exterior do núcleo do jato, aerada, é arrastada para o interior do colchão devido ao forte cisalhamento provocado pelo núcleo (McKEOGH e ELSAWY, 1980<sup>134</sup> e ERVINE e FALVEY, 1987<sup>135</sup> apud MANSO, 2006, p. 31). Por isso,

<sup>134</sup> McKEOGH, E. J.; ELSAWY, E. M. Air retained in pool by plunging water jet. **Journal of Hydraulic Division**, 1980, 106(10), pp. 1577-1593.

<sup>135</sup> ERVINE, A. E FALVEY, H. T. Behaviour of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools. Paper 9136, Water Eng. Group, **Proc. of the Institution of Civil Engineers**, 1987, Part 2, Vol. 83, pp. 295-314.

ensaios com velocidades do jato próximas às de protótipo são importantes com relação a aspectos que levam em consideração a aeração da bacia de dissipação.

Sendo assim, a equação (6.38) proposta para o coeficiente de ejeção líquido ( $C_{UP}$ ), resultante da condição de modelo do presente trabalho, deve ser corrigida segundo a taxa de arrastamento de ar ao longo da trajetória do jato ( $\beta$ ) para a condição de protótipo. Conforme adverte Pinheiro (1995, p. 156), devido à maior dimensão relativa das bolhas de ar, o efeito do ar nas flutuações de pressão se atenuará mais rapidamente em escala de modelo do que no respectivo protótipo.

Conforme exposto, para o cálculo do coeficiente de ejeção líquido ( $C_{UP}$ ) para velocidades de jato com valores de protótipo, a quantidade de ar arrastada para dentro do colchão ( $\beta$ ) deve ser então convertida para tal condição. Isto pode ser feito assumindo as curvas da Figura 6.35, que descrevem a influência da escala do modelo e da velocidade na área de impacto, na simulação da entrada de ar no colchão d'água, onde:  $\delta = \beta_{\text{modelo}} / \beta_{\text{protótipo}}$ .

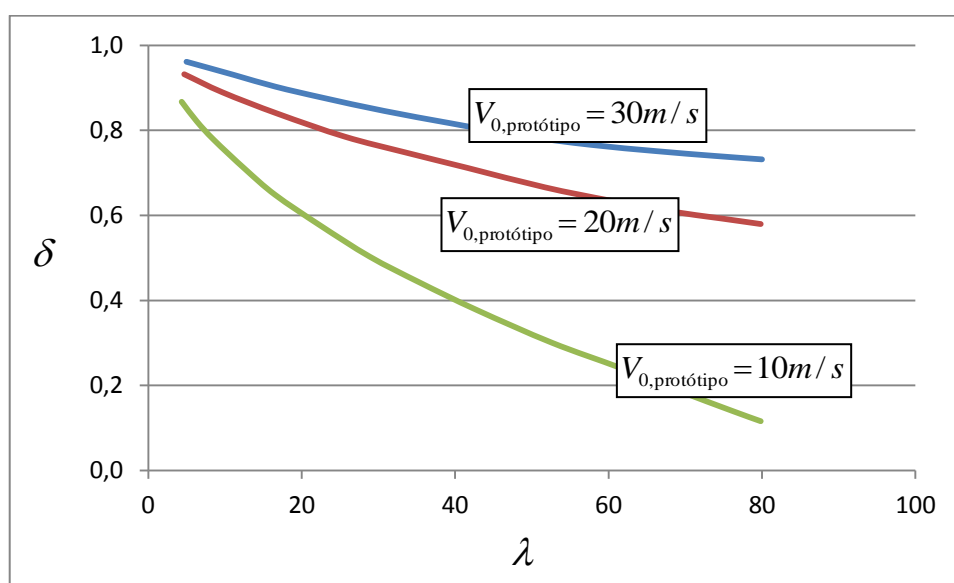


Figura 6.35 – influência da escala do modelo e da velocidade na área de impacto na simulação da entrada de ar. Relação válida para  $B > 20\text{mm}$  (RAMOS, 1988<sup>136</sup> apud CASTILLO, 1989, p. 33)

Para a obtenção dos valores de  $C_{UP, \text{protótipo}}$ , respectivos ao presente trabalho, conforme a Figura 6.35, deve ser usada uma relação  $\delta$  que corresponda à extrapolação para a escala 1:100 ( $\lambda = 100$ ) e o intervalo de velocidades de protótipo de 18 a 25m/s, respectivo às

<sup>136</sup> RAMOS, C. M. **Hydrodynamic actions on hydraulic structures**. LNEC-65/53/315. Lisboa, 1988.

condições ensaiadas no presente modelo (1,8 a 2,5m/s). Desta forma, a relação  $\delta$  obtida na Figura 6.35 é igual a 0,6. Contudo, adotando-se este valor, a concentração de ar no protótipo ( $\bar{C}_{ar, \text{protótipo}}$ ) fica em torno de 30%, enquanto Ervine e Falvey (1987<sup>137</sup> apud PINTO, 2004, p. 79) afirmam que, em condições de protótipo, a concentração de ar fica em aproximadamente 40%. Assim, para a concordância com estes autores, foi usada uma relação  $\delta$  igual a 0,4, isto é, com um coeficiente de segurança de 1,5 em relação ao gráfico anterior (Figura 6.35).

Com a relação  $\delta$  definida, é possível estimar a quantidade de ar arrastada para dentro do colchão d'água no caso de protótipo ( $\beta_{\text{protótipo}}$ ). Esta estimativa é feita no presente trabalho através da equação (3.9), como será vista em 6.4.3, que fica na forma da equação (6.39). Desta maneira, os resultados de  $C_{UP}$  obtidos para a condição de protótipo, respectiva ao modelo do presente trabalho, podem ser vistos na Tabela 6.6. Finalmente, esses resultados apresentados são comparados com a bibliografia na Figura 6.36.

$$\beta_{\text{protótipo}} = \frac{0,13}{\delta} \cdot \sqrt{\frac{Z_{\text{concha}}}{B}} \quad (6.39)$$

Tabela 6.6 – obtenção dos valores corrigidos de coeficiente de ejeção líquido para a condição de protótipo do presente trabalho

$\theta_0$ (rad)	0,932	0,924	0,918	0,912	0,907
$\beta_{\text{protótipo}}$	0,91	0,77	0,70	0,66	0,62
$C_{UP, \text{protótipo}}$	0,59	0,68	0,79	0,92	0,93

<sup>137</sup> ERVINE, D. A.; FALVEY, H. R. Behavior of turbulent jets in the atmosphere and in plunge pools. **Proc. Of the Institution of Civil Engineers**, pt. 2, 1987, vol. 82, 295-314.

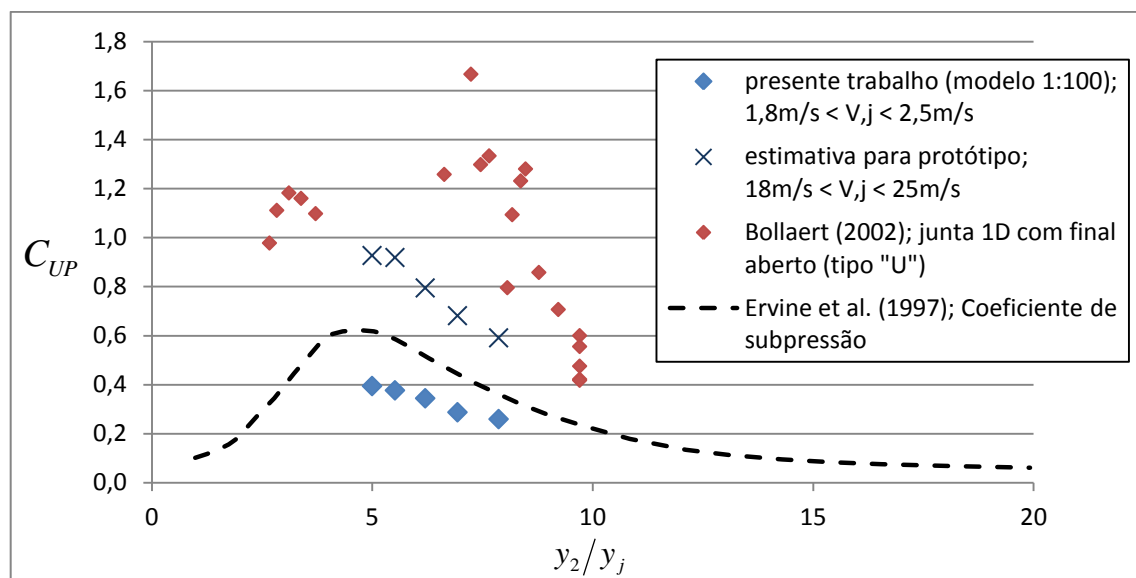


Figura 6.36 – coeficiente de ejeção líquido para presente trabalho: valores de modelo e estimativa para protótipo; dados de Bollaert (2002, p. 217) para um jato vertical; e melhor ajuste aos dados de Ervine et al. (1997<sup>138</sup> apud BOLLAERT, 2002, p. 154) para o coeficiente de subpressão.

Os maiores valores obtidos por Bollaert (2002, p. 217), vistos na Figura 6.36, são oriundos de picos de pressão que ocorrem no interior de juntas lineares (1D) aeradas, devido a fenômenos ressonantes que incrementam as flutuações de pressão. Já os menores valores observados (abaixo de 0,6), são respectivos a jatos submergidos, isto é, sem arrastamento de ar pela superfície do jato para o interior do colchão d'água e, com isso, repercutem em menores flutuações de pressão. Conforme Bollaert (2002, p. 171 e 211), que também estudou as pressões em uma junta planare (2D), os máximos  $C'_p$  para esta condição ficaram em torno de 0,14, enquanto os máximos  $C'_p$  para uma junta linear, com final fechado (1D), ficaram em torno de 0,45, ou seja, aproximadamente 3 vezes maiores no caso 1D do que no caso 2D. Manso et al. (2007, p. 7), afirmam que isso evidencia a difusão espacial das ondas de pressão que ocorrem em juntas planares (2D).

Quando o  $C_{UP}$  obtido no presente trabalho, para uma cavidade com 1 bloco (juntas planares fechadas), é corrigido para a condição de protótipo, como pôde ser visto na Figura 6.36, verifica-se uma tendência parecida com o coeficiente de pressões extremas negativas ( $C_{pa}^-$ ) de Ervine et al. (1997 apud BOLLAERT, 2002, p. 154). Este coeficiente representa a amplitude de pressão ( $P_{média} - P_{min}$ ) localizada na soleira da bacia de dissipação, isto é, análoga à

<sup>138</sup> ERVINE, D. A., FALVEY, H. R.; WITHERS, W. Pressure fluctuations on plunge pool floors. **Journal Hydraulic Research**, 1997, 35(2): 257-279.

superfície superior do bloco. Esta analogia ocorre pelo fato de o extremo de **subpressão** provocado nesta interface sólida (superior do bloco), coincidir com os fenômenos turbulentos que causam **sobrepressão** dentro da cavidade (inferior do bloco). Esta combinação origina a força máxima de ejeção ( $F_{UP}$ ), resultante destes fenômenos, por um dado intervalo de tempo. Na figura seguinte (Figura 6.37), é observada uma medição realizada por Bollaert e Schleiss (2003b, p. 9), na qual as pressões na entrada da junta planar (2D), e no fundo da mesma, foram obtidas simultaneamente, podendo ser observadas as relações dos picos de pressões.

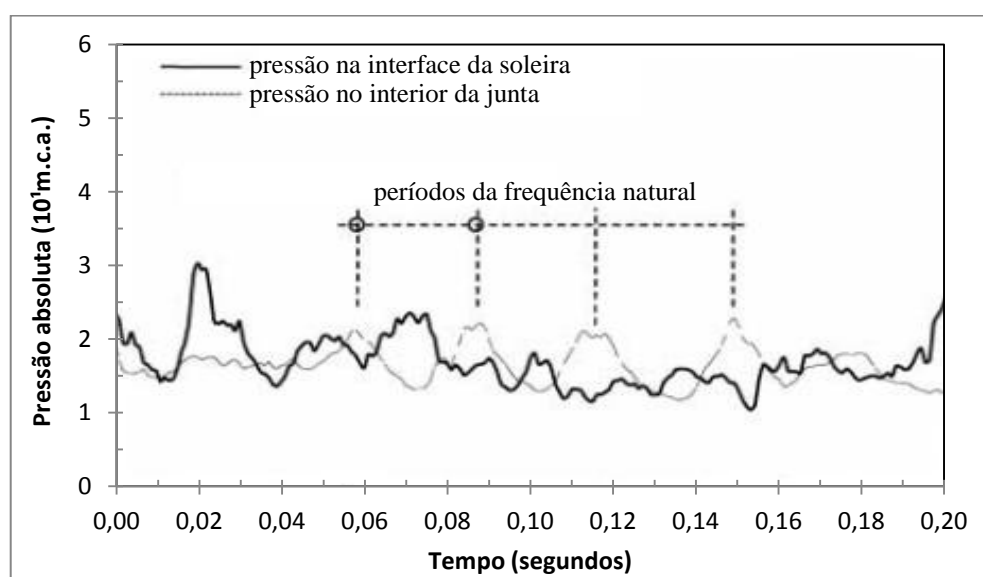


Figura 6.37 – pressão medida na interface da soleira e no interior de uma junta 2D (plana) para um jato com núcleo desenvolvido (BOLLAERT & SCHLEISS, 2003b, p. 9)

### 6.3.3 Considerações finais

No desenvolvimento do presente capítulo, foi proposto o máximo coeficiente de ejeção líquido possível ( $C_{UP}$ ), isso quer dizer que, em um dado intervalo de tempo, ou para maiores profundidades de colchão d'água, valores menores deste coeficiente agem sobre o bloco, fazendo-o vibrar. Sendo assim, as arestas de um bloco de rocha submetido a esta última condição podem ser desgastadas, o que vem a facilitar a posterior ejeção do bloco. Portanto, uma análise do limite de vibração aceitável para uma dada massa de rocha é mais apropriada nesse aspecto. Na metodologia apresentada, a ejeção do bloco ocorre quando:  $F_{UP} + F_{\Delta Pd^*} > W_g$ , onde  $F_{\Delta Pd^*}$  é a força de sustentação estacionária atuante no bloco devido à

diferença das condições de pressão média nas superfícies superior e inferior do bloco, e  $W_g$  é o peso submerso do bloco.

As instalações empregadas no modelo foram as mais favoráveis para a ocorrência de ejeção do bloco, isto é, na condição de bacia de dissipação plana, e juntas em torno do bloco de 2mm. Com isso, permitiu-se a ejeção do bloco com maior facilidade pela ação do escoamento, o que necessitou de profundidades de colchão maiores para garantir a permanência do mesmo dentro da cavidade. Desta maneira, a força média de ejeção ( $F_{\Delta Pd^*}$ ) é menor, aumentando o valor de  $F_{UP}$  calculado, e, subsequentemente, fornecendo um maior valor de  $C_{UP}$  estimado, portanto, a favor da segurança.

## 6.4 HIDRODINÂMICA DO JATO MERGULHANTE

Conforme visto em 6.2.6, o comprimento de difusão do núcleo de um jato mergulhante foi identificado por alguns autores através das flutuações de pressão medidas no local de impacto do jato na soleira. Porém, no caso do presente trabalho, de um jato proveniente de um vertedouro salto esqui, a peculiar hidrodinâmica do jato no interior do colchão d'água compete à incidência inclinada do mesmo, o que é a causa da assimetria nas difusões laterais desse jato mergulhante. Além disso, a trajetória parabólica do jato antes do mergulho causa uma componente rotacional no fluxo do jato.

Devido às complexidades mencionadas acima, é proposto, no desenvolvimento desta etapa, um método de estimativa do comprimento de difusão do núcleo do jato ( $y_k$ ), equivalente ao recomendado pela bibliografia para outras condições de jatos mergulhantes modeladas. A determinação deste parâmetro é importante, pois ele é essencial no cálculo que será visto mais adiante no presente trabalho (item 6.5), referente à distribuição de pressões ao longo da soleira da bacia de dissipação.

### 6.4.1 Expansão linear do jato

Segundo Liu (2005, p. 697), antes de ser defletido pela interface sólida, o fluxo tem características de um jato submerso, onde a velocidade do fluxo principal, isto é, o núcleo do

jato mais a parcela difundida do núcleo no colchão, a qual se desloca na direção do fluxo, decaem linearmente.

Segundo Mirtskhulava (1967 apud CID SOLÉ, 2004, p. 12), quando o jato mergulha no colchão d'água, este inicia uma trajetória linear, onde o desenvolvimento da espessura do jato é expresso ao longo de seu comprimento de mergulho conforme a fórmula (6.40). Nesta fórmula,  $y$  é a distância percorrida pelo jato dentro do colchão,  $B_y$  é a espessura externa do jato para esta distância, e  $B$  é a espessura do jato na seção de entrada no colchão. A partir da fórmula (6.40), é possível calcular a espessura exterior do jato que impacta sobre a soleira ( $B_d$ ), fazendo-se, para jatos inclinados:  $y = y_p / \sin(\theta_0)$ . Neste caso,  $B_y$  calculado, equivale à  $B_d$ .

$$\frac{B_y(y)}{B} = 1 + 0,43 \cdot \frac{y}{B} \quad (6.40)$$

Assim, o desenvolvimento da velocidade média ao longo da distância percorrida dentro do colchão ( $V_y$ ) é calculado pela equação (6.41) (MIRTSKHULAVA, 1967<sup>139</sup> apud CID SOLÉ, 2004, p. 13).

$$\frac{V_y(y)}{V_i} = \left[ 1 + 0,43 \cdot \frac{y}{B} \right]^{-1} \quad (6.41)$$

Da mesma maneira que para a fórmula (6.40), fazendo-se:  $y = y_p / \sin(\theta_0)$ , é possível obter a velocidade no fundo da bacia de dissipação ( $V_d$ ).

A seguir, é vista uma aplicação da equação anterior (6.41) para os dados de espessura do jato na seção incidente ( $B$ ) e do ângulo de incidência teórico ( $\theta_0$ ), respectivos a cada uma das vazões ensaiadas no presente trabalho. Para a comparação com os valores de  $V_d/V_i$  medidos no presente trabalho, foram adotados, nesta equação, as alturas  $y_p$  respectivas às condições em que foram obtidos no presente trabalho. Conforme visto em 5.2.3, a velocidade incidente ( $V_i$ ) de cada vazão ensaiada é calculada a partir de  $P_{d,max}$ , medido na soleira da bacia sem

<sup>139</sup> MIRTSKHULAVA, Ts. E. et al. Mechanism and computation of local and general scour in non-cohesive, cohesive soils and rock beds. **Proceedings** of the 12th IAHR Congress, Vol. 3, 1967, Fort Collins, pp 169-176.

colchão d'água (adotando-se  $y_p \equiv 0$ , para este caso), e a velocidade atenuada pelo colchão d'água ( $V_d$ ) é calculada a partir de  $P_d$ .

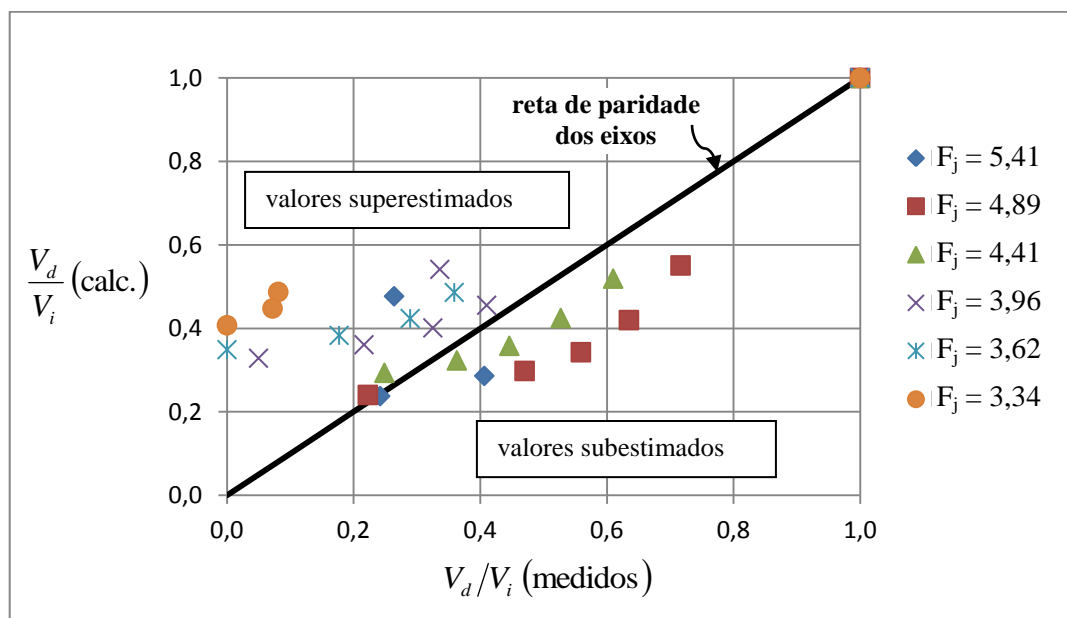


Figura 6.38 – utilização da equação de Mirtskhulava com os dados do presente trabalho

No presente trabalho, conforme visto na equação (6.15), a atenuação da pressão dinâmica ( $P_d$ ) medida no fundo da bacia de dissipação é linear em relação ao grau de submergência ( $S$ ). Desta forma, o decaimento da velocidade média ( $V_d$ ) no ponto de estagnação é quadrático, conforme é aumentada a profundidade do colchão de jusante, pois:

$$V_d = \sqrt{2 \cdot g \cdot P_d}.$$

### 6.4.2 Difusão do núcleo do jato

A difusão do jato na água depende principalmente das características relacionadas ao percurso do jato da saída do bocal até o colchão d'água. De acordo com Ervine et al. (1997<sup>140</sup> apud MANSO et al., 2004, p. 2) o núcleo do jato desaparece por cisalhamento a uma profundidade de cerca de 4 a 6 vezes a menor dimensão do jato (diâmetro ou espessura) a contar da superfície do colchão d'água. O impacto do núcleo do jato no fundo da bacia de dissipação gera altas pressões médias que podem levar à formação e propagação de trincas, levando à

<sup>140</sup> ERVINE, D. A., FALVEY, H. R.; WITHERS, W. Pressure fluctuations on plunge pool floors. **Journal Hydraulic Research**, 1997, 35(2): 257-279.



ruptura frágil do maciço rochoso. Se o núcleo tiver se difundido totalmente, conforme visto na Figura 3.10, então as pressões médias no impacto decrescem.

Segundo Hartung e Häusler (1973<sup>141</sup> apud CASTILLO, 1989, p. 36), quando um jato mergulha em um colchão d'água permanente, ele se difunde de forma linear, como visto na Figura 6.39. A massa de fluido em movimento é incrementada, pois a região que contorna o jato parte do repouso por efeito da troca de quantidade de movimento com o núcleo do jato mergulhante. A partir da entrada no colchão, o desenvolvimento do núcleo é linear, isto é, a espessura do núcleo diminui desta maneira, e o núcleo compacto, remanescente, caracteriza-se por ter a mesma velocidade da seção de entrada do jato no colchão d'água. Foi demonstrado experimentalmente por Lencastre (1961<sup>142</sup>) e Rajaratnam (1976<sup>143</sup>), que a velocidade e a distribuição de pressão dinâmica, perpendiculares ao eixo do jato, se ajustam a uma curva de distribuição Normal.

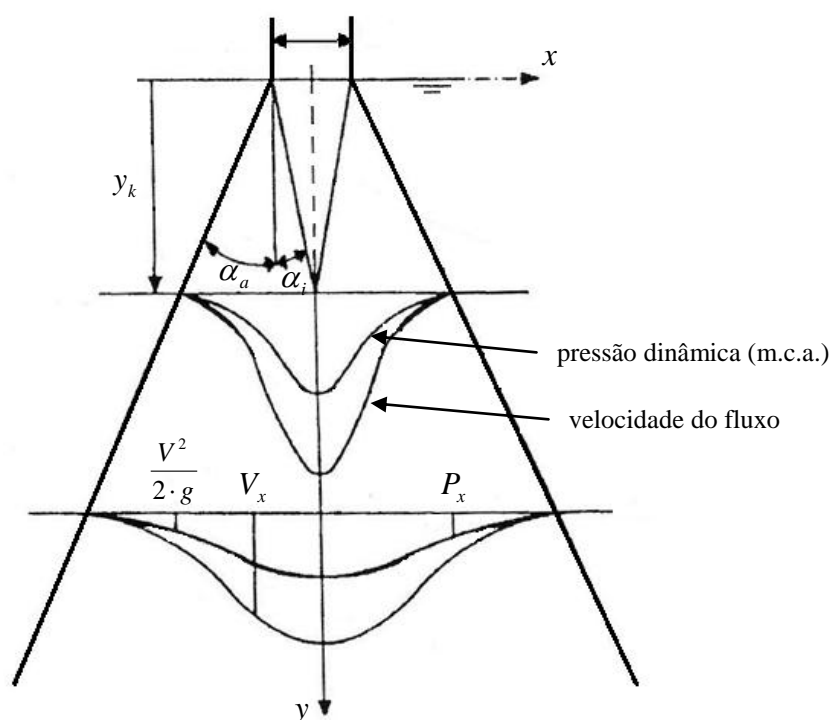


Figura 6.39 – comportamento teórico do jato em um colchão ilimitado (adaptado de HARTUNG & HÄUSLER, 1973 apud CASTILLO, 1989, p. 36)

<sup>141</sup> HARTUNG, F.; HÄUSLER, E. Scours, stilling basins and downstream protection under free overfall jets at dams. IN: CONGRESSO INTERNACIONAL DE GRANDES BARRAGENS, 11º, ICOLD, Madrid, Espanha, 1973. Transactions of the XI International Congress on Large Dams. Madrid: ICOLD, 1973. Question 41, Rep. 3, p. 39-56.

<sup>142</sup> LENCASTRE, A. **Descarregadores de lâmina livre**. LNEC, Lisboa, Memoria N° 174, 1961.

<sup>143</sup> RAJARATNAM, N. Turbulent Jets. **Elsevier Scientific Publishing C.** Amsterdam, 1976.

Nesta figura (Figura 6.39), para um jato mergulhante perpendicular à superfície do colchão d'água, estão representados o ângulo de difusão exterior do jato ( $\alpha_a$ ) e o ângulo interno de difusão ( $\alpha_i$ ). Este último restringe o comprimento de difusão do núcleo do jato ( $y_k$ ), conforme expresso na equação (6.42), onde o coeficiente de difusão ( $C$ ) é dado pela seguinte relação:  $C = y_k/B$ . Para a região onde o jato está desenvolvido, isto é, para:  $y \geq y_k$ , a pressão dinâmica ( $P_x$ ) pode ser calculada pela equação (6.43) (HARTUNG & HÄUSLER, 1973 apud PINTO, 1994, p. 98). Outras formulações propostas por diferentes autores ou/e provenientes da própria equação (6.43), são desenvolvidas, na etapa seguinte (6.5) deste trabalho, com a finalidade de padronizar a conversão entre os diferentes coeficientes propostos na bibliografia, quando se tratando da estimativa da distribuição das pressões dinâmicas ( $P_s$ ) ao longo da soleira da bacia de dissipação, isto é, para  $y = y_2$  (coluna de água total).

$$C = \frac{\cot g(\alpha_i)}{2} \quad (6.42)$$

$$P_x = \frac{V_0^2}{2g} \cdot \frac{y_k}{y} \cdot e^{-\frac{\pi}{16} \left( \frac{x \cdot y_k}{B/2 \cdot y} \right)^2}, \text{ para } y \geq y_k \quad (6.43)$$

Conforme explicado anteriormente (em 6.4.1), para a condição do presente trabalho, em que um jato de trajetória parabólica incide inclinado sobre o colchão d'água, a atenuação da máxima pressão dinâmica ( $P_{d,\max}$ ) ocorre linearmente em função do grau de submergência ( $S$ ). Deste modo, a determinação do comprimento de difusão do núcleo do jato ( $y_k$ ), para o presente trabalho é definido a partir da respectiva equação linear (6.15), a qual caracteriza a tendência geral do amortecimento de pressões. Desta maneira, foi arbitrado  $P_d = 0$  nesta equação, obtendo-se assim, o grau de submergência ( $S$ ) necessário para que a pressão dinâmica ( $P_d$ ) seja nula, notado por  $S_{P_d=0}$ . Desta forma, resultou em:  $S_{P_d=0} \cong 1,36$ . Com a definição de submergência ( $S$ ) vista em 3.4.2.1, é possível calcular o comprimento de difusão do núcleo do jato ( $y_k$ ) para cada vazão ensaiada, de acordo com a fórmula (6.44).

$$y_k = y_{2,S=1} \cdot S_{P_d=0} \quad (6.44)$$

Considerando que a largura do jato incidente ( $B$ ) no colchão pode ser aproximada por  $y_1$ , conforme visto em 5.2.3, os comprimentos de difusão do núcleo do jato ( $y_k$ ), calculados para cada uma das vazões ensaiadas no presente trabalho, foram comparados com a bibliografia no formato do coeficiente de difusão ( $C$ ), conforme pode ser visto na Figura 6.40.

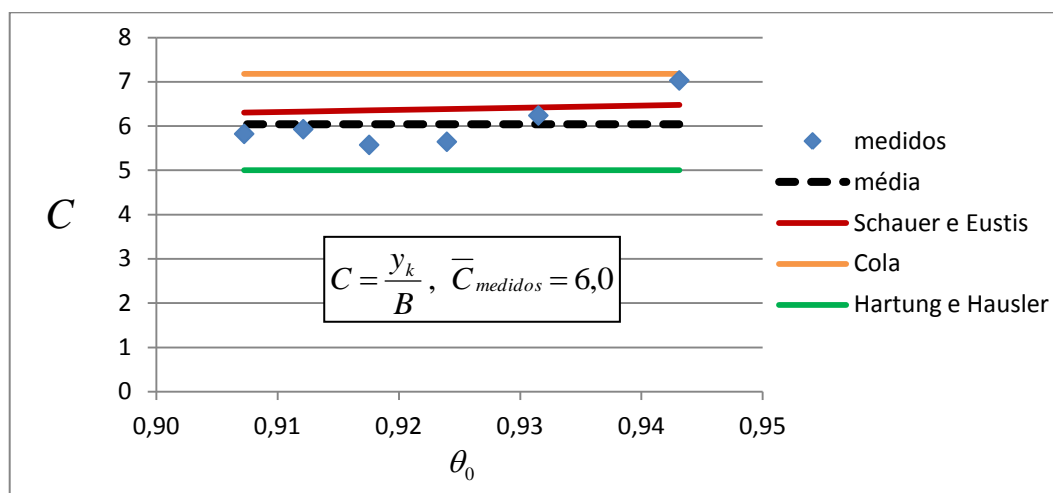


Figura 6.40 – comparação dos coeficientes de difusão obtidos no presente trabalho com os propostos por outros autores

A média dos coeficientes de difusão ( $C$ ) obtidos no presente trabalho ficou:  $\bar{C}_{medidos} = 6,0$ , conforme visto no gráfico anterior (Figura 6.40). Estão plotados também, neste gráfico, a expressão teórica (6.45) proposta por Schauer e Eustis (1963<sup>144</sup> apud PINTO p. 127), e os valores constantes de 7,18 e 5, respectivos aos coeficientes  $C$  determinados por Cola (1965<sup>145</sup>) e por Hartung e Häusler (1973<sup>146</sup>). Esses valores podem ser tomados como valores extremos aos obtidos no presente trabalho (PUERTAS, 1994<sup>147</sup> apud PINTO, 1994, p. 134).

$$C = 8 \cdot \text{sen}(\theta_0) \quad (6.45)$$

<sup>144</sup> SCHAUER, J. J.; EUSTIS, R. H. The flow development and heat transfer characteristics of plane turbulent impinging jets. **Tech. Rep.**, Dept. Mech. Eng., Stanford, CA, 1963.

<sup>145</sup> COLA, R. Energy dissipation of a high-velocity vertical jet entering a basin. **Proceedings** of the 11th International Association for Hydraulic Research Congress, Leningrad, USSR, Vol. 1, 1965.

<sup>146</sup> HARTUNG, F.; HÄUSLER, E. Scours, stilling basins and downstream protection under free overfall jets at dams. IN: CONGRESSO INTERNACIONAL DE GRANDES BARRAGENS, 11º, ICOLD, Madrid, Espanha, 1973. Transactions of the XI International Congress on Large Dams. Madrid: ICOLD, 1973. Question 41, Rep. 3, p. 39-56.

<sup>147</sup> PUERTAS, J. **Criterios hidráulicos para el diseño de cuencos de disipación de energía en presas bóveda con vertido libre por coronación**. Tesis presentada para la obtención del grado de Doctor pela Universidad Politécnica de Catalunya. Barcelona, 1994.

### 6.4.3 Ângulo de difusão do núcleo do jato

O ângulo de difusão do jato no colchão, representado na Figura 6.39, depende do grau de aeração do jato e de sua turbulência inicial (Ervine e Falvey, 1987<sup>148</sup> apud PINTO, 1994, p. 79). O comprimento do núcleo ( $y_k$ ) do jato mergulhante depende claramente do ângulo interno de difusão ( $\alpha_i$ ), em cerca de 4-5° para jatos submersos e 8° para jatos altamente turbulentos (McKEOGH, 1978<sup>149</sup> apud BOLLAERT, 2002, p. 14-15).

Conforme Pinto (1994, p. 82.) o ângulo interno de difusão ( $\alpha_i$ ) pode ser obtido por:

$$\frac{B/2}{y_k} = \operatorname{tg}(\alpha_i) \quad (6.46)$$

isto é:

$$\alpha_i = \operatorname{atan}\left(\frac{B/2}{y_k}\right) \quad (6.47)$$

A partir desta definição, os valores de  $\alpha_i$  calculados para o presente trabalho são vistos na tabela seguinte:

Tabela 6.7 – valores dos ângulos internos de difusão dos jatos respectivos a cada uma das vazões ensaiadas

$F_j$	5,41	4,89	4,41	3,96	3,62	3,34
$\alpha_i$ (graus)	4,1	4,6	5,1	5,1	4,8	4,9

Ervine e Falvey (1987 apud CASTILLO, 1989, p. 40), realizaram um balanço aproximado da quantidade de movimento entre a seção do jato no ponto de impacto com o colchão e a seção relativa ao comprimento de difusão do núcleo do jato ( $y_k$ ), para o caso de um jato turbulento livre, circular e vertical. Os autores quantificaram o efeito da concentração de ar sobre o valor

<sup>148</sup> ERVINE, A.; FALVEY, H. T. Behaviour of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools. Paper 9136, Water Eng. Group, Proc. of the Institution of Civil Engineers, 1987, Part 2, Vol. 83, pp. 295-314.

<sup>149</sup> McKEOGH, E. A study of air entrainment using plunging water jets. PhD Thesis, Queen's University Belfast, Ireland, 1978.

de  $\alpha_a/\alpha_i$ , como pode ser visto na Tabela 6.8, onde  $\alpha_a$  e  $\alpha_i$  constituem os ângulos de difusão exterior do núcleo, e do núcleo interno de convergência, respectivamente.

Tabela 6.8 – efeito da concentração de ar sobre a relação dos ângulos externo e interno de difusão (ERVINE & FALVEY, 1987 apud CASTILLO, 1989, p. 40)

$C_{ar}$ (%)	$\alpha_a/\alpha_i$
0	2,333
2	2,370
20	2,500
40	2,720
50	2,880

Para o presente trabalho, calcularam-se os valores dos ângulos de difusão  $\alpha_a$  pela equação (6.48) de ajuste aos dados da Tabela 6.8, onde  $\beta$  é a quantidade de ar arrastada para dentro do colchão. Conforme definido em 3.3.4, a quantidade de ar arrastada para dentro do colchão ( $\beta$ ) é estimada, no presente trabalho, segundo a equação (3.9). Os valores resultantes de  $\alpha_a$  podem ser vistos na Tabela 6.9.

$$\frac{\alpha_a}{\alpha_i} = 0,54 \cdot \beta^{0,83} + 2,33 \quad (6.48)$$

onde  $\beta$  é dada por:

$$\beta_{\text{modelo}} = 0,13 \cdot \sqrt{\frac{Z_{\text{concha}}}{B}} \quad (3.9)$$

Tabela 6.9 – valores dos ângulos de difusão exterior dos jatos respectivos a cada uma das vazões ensaiadas

$F_j$	5,41	4,89	4,41	3,96	3,62	3,34
$\alpha_a$ (graus)	10,7	11,7	12,8	12,9	12,1	12,3

De acordo com Ervine e Falvey (1987<sup>150</sup> apud CASTILLO, 1989, p. 40), para o caso de jatos turbulentos rugosos com alta concentração de ar, os valores de  $\alpha_a$  são da ordem de  $14^\circ$ . Para estes jatos turbulentos, o ângulo do núcleo interno é da ordem de  $\alpha_i = 7-9^\circ$ , sendo superiores aos propostos por Hartung e Häusler (1973<sup>151</sup> apud CASTILLO, 1989, p. 40), isto é, de  $4-6^\circ$ .

## 6.5 REGIÃO DE IMPACTO DO JATO NA SOLEIRA

Na etapa anterior, foi visto que o mecanismo de difusão do jato dentro do colchão d'água regula as pressões dinâmicas ( $P_x$ ) no interior do mesmo, de acordo com a equação (6.43). Quando se tratando da estimativa da distribuição das pressões dinâmicas ao longo da soleira da bacia de dissipação ( $P_s$ ), isto é, para  $y = y_2$  no caso de jatos verticais, outras formulações, propostas por diferentes autores ou/e provenientes desta própria equação (6.43), são desenvolvidas no presente capítulo, com a finalidade de padronizar a conversão entre os diversos coeficientes de ajuste propostos pela bibliografia. Ao final desta etapa, é desenvolvido um método de cálculo da distribuição de pressão na soleira, o qual leva em consideração a excentricidade da faixa de influência do jato para o caso de jatos inclinados.

### 6.5.1 Fluxo do jato no interior do colchão d'água

O fluxo do jato no interior do colchão d'água pode ser classificado de forma geral em três regiões de naturezas diferentes como mostra Xu-Duo-Ming e Yu-Chang-Zhao (1986<sup>152</sup> apud CASTILLO, 1989, p. 34) na Figura 6.41.

<sup>150</sup> ERVINE, A.; FALVEY, H. T. Behaviour of turbulent water jets in the atmosphere and in plunge pools. Paper 9136, Water Eng. Group, **Proc.** of the Institution of Civil Engineers, 1987, Part 2, Vol. 83, pp. 295-314.

<sup>151</sup> HARTUNG, F.; HÄUSLER, E. Scours, stilling basins and downstream protection under free overfall jets at dams. IN: CONGRESSO INTERNACIONAL DE GRANDES BARRAGENS, 11º, ICOLD, Madrid, Espanha, 1973. Transactions of the XI International Congress on Large Dams. Madrid: **ICOLD**, 1973. Question 41, Rep. 3, p. 39-56.

<sup>152</sup> XU-DUO-MING; YU-CHANG-ZHAO. Pressão no fundo de um canal devido ao choque de um jacto plano, e suas características de flutuação. Lisboa: **LNEC**, 1986. (Tradução, 841)

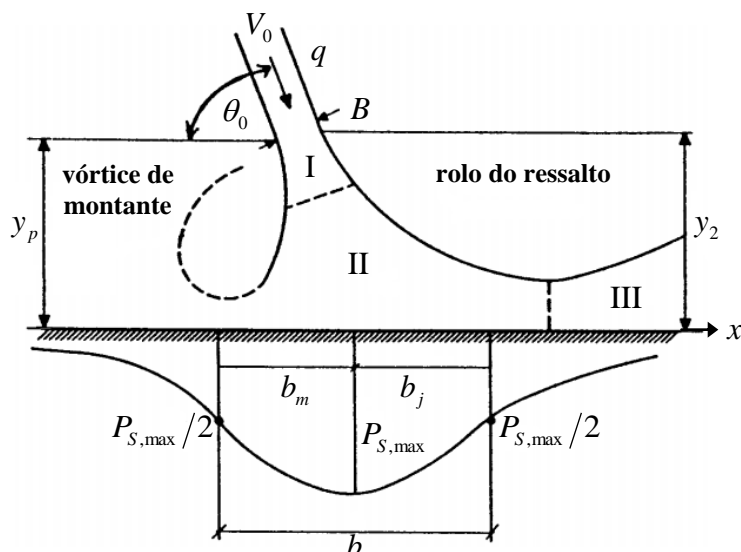


Figura 6.41 – regiões do fluxo do jato dentro do colchão d'água (XU-DUO-MING & YU-CHANG-ZHAO, 1986 apud CASTILLO, 1989, p. 34)

- a) **Região de Lâmina Livre (I):** o escoamento tem características análogas a um fluxo de queda livre; apresentando um ângulo de expansão no interior do colchão d'água aproximadamente linear, maior que o correspondente na trajetória pelo ar. Nessa região, devido a ação de arraste pela camada externa do jato mergulhante, formam-se vórtices em cada um dos contornos do jato;
- b) **Região de Impacto (II):** conforme as linhas de corrente são defletidas pela soleira, a velocidade diminui e aparecem gradientes de pressões elevados junto ao fundo. A dispersão do jato ao chocar-se com a soleira, em conjunto com a concentração de ar arrastado para dentro do colchão, produz uma turbulência acentuada no local de impacto;
- c) **Região de Fluxo Junto ao Fundo(III):** nessa região o escoamento do fluxo principal percorre a interface do contorno sólido, onde há a formação de um ressalto hidráulico se o nível de jusante for suficiente. Quanto maior este nível, a ação de impacto do jato na soleira diminui.

## 6.5.2 Faixa de influência do fluxo do jato na soleira

Define-se o parâmetro  $b$  como um fator de escala que quantifica a faixa de influência da pressão junto ao ponto de estagnação. Conforme visto na figura anterior (Figura 6.41), a faixa de influência ( $b$ ) é determinada pelo valor da abscissa  $x$  quando a pressão dinâmica ( $P_s$ ) é igual à metade da pressão dinâmica do ponto de estagnação ( $P_{s,max}$ ), o qual possui as pressões máximas observadas na soleira, para um devido nível de colchão d'água ( $y_2$ ) (PINTO, 1994, p. 91). Conforme colocado:

- a) a pressão dinâmica máxima observada na soleira ( $P_{S,\max}$ ) ocorre em:  $x=0$ , e pode ser obtida pela equação (6.15), de modo que:  $P_{S,\max} = P_d$  nesta equação;
- b) a pressão de referência ( $P_{S,\max}/2$ ) ocorre em:  $x=b_0$ , se tratando de jatos inclinados, onde  $b_0$  é dado como  $b_m$  para a faixa de influência a montante e como  $b_j$  para a faixa de influência a jusante do impacto do jato. Assim:  
 $b = b_m + b_j$ .

Conforme Xu-Duo-Ming e Yu-Chang-Zhao (1986 apud PINTO, 1994, p. 129), a faixa de influência ( $b$ ) pode ser calculada pela expressão (6.49). Nesta equação, tem-se que para jatos verticais, ou seja, para jatos com ângulo de incidência na soleira igual a  $90^\circ$ , a razão  $b/y_2$  é igual a 0,23.

$$\frac{b}{y_2} = \frac{0,23}{\text{sen}^2(\theta_0)} \quad (6.49)$$

### 6.5.3 Formulações propostas pela bibliografia

Em 6.4 foi visto que o mecanismo de difusão do jato dentro do colchão d'água regula as pressões dinâmicas ( $P_x$ ) no interior do mesmo, de acordo com a equação (6.43). Quando se tratando da estimativa da distribuição das pressões dinâmicas ( $P_s$ ) ao longo da soleira da bacia de dissipação, isto é, para  $y = y_2$ , outras formulações, propostas por diferentes autores ou/e provenientes desta própria equação (6.43), são desenvolvidas no presente capítulo com a finalidade de padronizar a conversão entre os diversos coeficientes propostos pela bibliografia.

Conforme Hartung e Häusler (1973<sup>153</sup> apud PINTO, 1994, p. 92-101), para a obtenção da distribuição das pressões dinâmicas ( $P_s$ ) ao longo da soleira da bacia de dissipação, a equação (6.43) deve ser tomada para  $y = y_2$ , isto é, a coluna de água total. Desta maneira, para a obtenção da máxima pressão dinâmica observada na soleira ( $P_{S,\max}$ ), a mesma equação

<sup>153</sup> HARTUNG, F.; HÄUSLER, E. Scours, stilling basins and downstream protection under free overfall jets at dams. IN: CONGRESSO INTERNACIONAL DE GRANDES BARRAGENS, 11º, ICOLD, Madrid, Espanha, 1973. Transactions of the XI International Congress on Large Dams. Madrid: ICOLD, 1973. Question 41, Rep. 3, p. 39-56.



deve ser tomada para  $x=0$ , ficando na forma da equação (6.50), sendo que:  $y \geq y_k$ , na condição da equação (6.43).

$$P_{S,\max} = \frac{V_0^2}{2g} \cdot \frac{y_k}{y_2} \quad (6.50)$$

Esta equação (6.50) pode ser expressa na forma da equação (6.51), onde  $C = y_k/B$ . Uma comparação da equação (6.51) com os dados do presente trabalho pode ser vista no [Anexo 3](#).

$$P_{S,\max} = C \cdot \frac{V_0^2}{2g} \cdot \frac{B}{y_2} \quad (6.51)$$

A distribuição de pressões dinâmicas ( $P_S$ ) na soleira foi definida por Cola (1965<sup>154</sup> apud CASTILLO, 1989, p. 42) segundo a expressão (6.52), onde  $\phi_{y_2}$  é um parâmetro experimental e  $\alpha_{y_2}$  é igual a 2 para jatos verticais, ou obtido empiricamente para jatos inclinados.

$$\frac{P_S}{P_{S,\max}} = e^{-\phi_{y_2} \left( \frac{x}{y_2} \right)^{\alpha_{y_2}}} \quad (6.52)$$

Fazendo-se a razão entre as equações (6.43) e (6.50) de Hartung e Häusler (1973), obtém-se:

$$\frac{P_x}{P_{S,\max}} = e^{-\frac{\pi}{16} \left( \frac{x}{B/2} \cdot \frac{y_k}{y} \right)^2} \quad (6.53)$$

assim, com  $y = y_2$ , e aplicando esta equação (6.53) para jatos com diferentes inclinações, é possível igualar as equações (6.52) e (6.53), resultando-se na fórmula seguinte:

$$\phi_{y_2} = \frac{\pi}{16} \cdot (2 \cdot C)^{\alpha_{y_2}} \quad (6.54)$$

Isolando  $\alpha_{y_2}$ , tem-se que:

---

<sup>154</sup> COLA, R. Energy dissipation of a high-velocity vertical jet entering a basin. **Proceedings** of the 11th International Association for Hydraulic Research Congress, Leningrad, USSR, Vol. 1, 1965.

$$\alpha_{y_2} = \frac{\ln\left(\phi_{y_2} \cdot \frac{16}{\pi}\right)}{\ln(2 \cdot C)}, \text{ sendo que } \alpha_{y_2} = 2 \text{ para jatos simétricos.} \quad (6.55)$$

Estas relações apresentadas também podem ser convertidas nos termos da equação (6.56) de Beltaos (1976<sup>155</sup> apud CASTILLO, 1989, p.42), onde  $\phi_b$  é um parâmetro experimental e  $\alpha_b$  tem o mesmo significado de  $\alpha_{y_2}$ .

$$\frac{P_S}{P_{S,\max}} = e^{-\phi_b \cdot \left(\frac{x}{b}\right)^{\alpha_b}} \quad (6.56)$$

Conforme será visto mais adiante,  $\alpha_{y_2}$  e  $\alpha_b$  são equivalentes, então, igualando-se (6.52) e (6.56), tem-se:

$$\phi_{y_2} = \frac{\phi_b}{(b/y_2)^\alpha} \quad (6.57)$$

### 6.5.3.1 Parâmetros propostos pela bibliografia

A fim de obter condições adequadas para a carga de impacto do jato no colchão d'água ( $H_0$ ), o modelo de barragem com o vertedouro salto esqui foi substituído por muitos autores pelo jato emitido por um diafragma com bocal. Ensaios comparativos mostraram que as pressões instantâneas medidas no leito na zona de incidência do jato são substancialmente as mesmas, quer se utilize um modelo da barragem com um vertedouro salto esqui, quer se utilize o diafragma com bocal (YUDITSKII, 1985<sup>156</sup> apud PINTO, 1994, p. 163-164).

A seguir é mostrada uma tabela (Tabela 6.10) com valores dos parâmetros vistos anteriormente, os quais foram obtidos experimentalmente pelos autores citados. Nesta tabela, é feita a distinção entre os jatos com incidência perpendicular na soleira, chamados de jatos simétricos, e os jatos com incidência inclinada contra a soleira, ou não simétricos.

<sup>155</sup> BELTAOS, S. Oblique impingement of plane turbulent jets. Journal of Hydraulic Division, ASCE, Vol. 102, nº 9, Sept., 1976, pp. 1177-1192.

<sup>156</sup> YUDITSKII, G. A.. Pressões Instantâneas no Leito a Jusante de Barragens de Grande Altura com Descarregador em Salto Esqui: **Laboratório Nacional de Engenharia Civil**. Lisboa: Informação Técnica Hidráulica, 1985. 15 p.

Tabela 6.10 – parâmetros propostos pela bibliografia (PUERTAS, 1994<sup>157</sup> apud PINTO, 1994, p. 134)

	$C$	$\phi_{y_2}$	$\alpha_{y_2}$	
Cola <sup>158</sup>	7,18	40,51	2,0	(simétrico)
Hartung e Hausler <sup>159</sup>	5	19,6	2,0	(simétrico)
Beltaos <sup>160</sup>	8	42	1,935	(não simétrico)
Cui-Guang-Tao <sup>161</sup>	5,2	12,56	1,776	(não simétrico)

Para uma rápida comparação destes valores citados com o valor médio de  $C$  (ver item 6.4.2), o qual foi adotado no presente trabalho, fez-se a Figura 6.42, supondo-se jato incidente simétrico. Com isso, utilizando os valores  $C = 6,0$  e  $\alpha_{y_2} = 2,0$  na equação (6.54), resulta em:  $\phi_{y_2} = 28,3$ . Então, no gráfico (Figura 6.42) seguinte, as curvas de cada um dos autores citados são plotadas com auxílio da fórmula (6.52) e comparadas com a simplificação adotada nesta etapa do trabalho.

<sup>157</sup> PUERTAS, J. **Criterios hidráulicos para el diseño de cuencos de disipación de energía en presas bóveda con vertido libre por coronación**. Tesis presentada para la obtención del grado de Doctor pela Universidad Politécnica de Catalunya. Barcelona, 1994.

<sup>158</sup> COLA, R. Energy dissipation of a high-velocity vertical jet entering a basin. **Proceedings** of the 11th International Association for Hydraulic Research Congress, Leningrad, USSR, Vol. 1, 1965.

<sup>159</sup> HARTUNG, F.; HÄUSLER, E. Scours, stilling basins and downstream protection under free overfall jets at dams. IN: CONGRESSO INTERNACIONAL DE GRANDES BARRAGENS, 11º, **ICOLD**, Madrid, Espanha, 1973. Transactions of the XI International Congress on Large Dams. Madrid: ICOLD, 1973. Question 41, Rep. 3, p. 39-56.

<sup>160</sup> BELTAOS, S. Oblique impingement of plane turbulent jets. Journal of Hydraulic Division, **ASCE**, Vol. 102, nº 9, Sept., 1976, pp. 1177-1192.

<sup>161</sup> CUI-GUANG-TAO Efeito do impacto, no leito do rio, da lâmina descarregada sobre uma barragem abóbada. Lisboa: **LNEC**, 1986. (Tradução, 829)

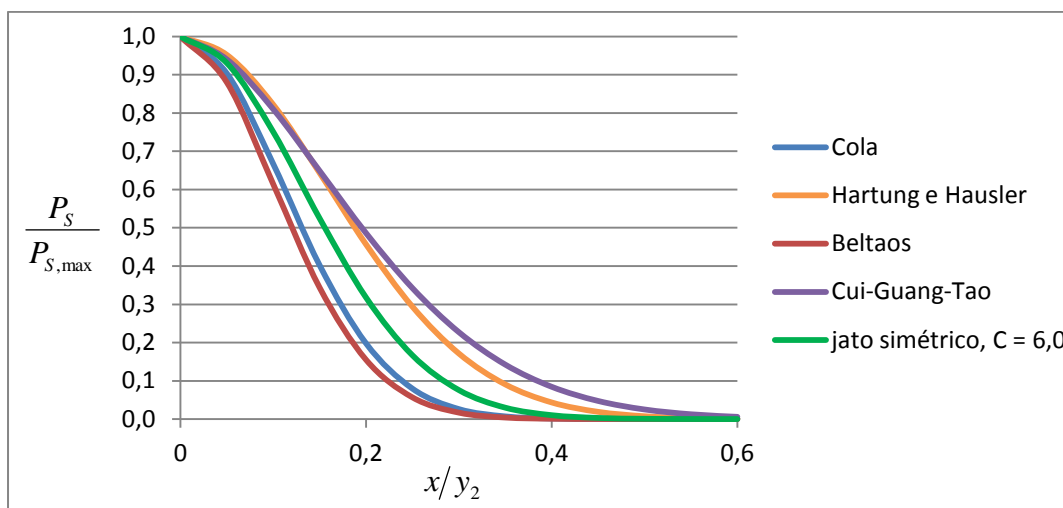


Figura 6.42 – comparação da distribuição de pressões proposta na bibliografia (dados de PUERTAS, 1994<sup>162</sup> apud PINTO, 1994, p. 134)

Conforme observado no gráfico anterior, a distribuição de pressões apresentada pelo presente trabalho assumiu valores intermediários em relação aos autores citados. Isto ocorreu devido à corrente simplificação, em que o coeficiente de difusão do jato ( $C$ ) definido no presente trabalho é um valor representativo da tendência média dos dados obtidos (Figura 6.40). Mais adiante, no decorrer deste trabalho, o cálculo da distribuição de pressões na soleira será feito considerando o deslocamento do ponto de estagnação, devido à inclinação do jato, e as diferentes faixas de influência  $b_0$ , isto é, a faixa de influência a montante ( $b_m$ ) e a faixa de influência a jusante ( $b_j$ ) deste ponto.

### 6.5.3.2 Conversão entre escalas de faixa de influência

No trabalho de Beltaos (1976<sup>163</sup> apud CASTILLO, 1989, p.42), foi utilizado  $b_0$  na equação (6.56). Assim, tem-se que o valor teórico de  $\phi_{b_0}$  apresentado pelo autor, nestas condições, é dado por:

<sup>162</sup> PUERTAS, J. **Criterios hidráulicos para el diseño de cuencos de disipación de energía en presas bóveda con vertido libre por coronación.** Tesis presentada para la obtención del grado de Doctor pela Universidad Politécnica de Catalunya. Barcelona, 1994.

<sup>163</sup> BELTAOS, S. Oblique impingement of plane turbulent jets. Journal of Hydraulic Division, **ASCE**, Vol. 102, nº 9, Sept., 1976, pp. 1177-1192.

$$\phi_{b_0} = -\frac{\ln(P_S/P_{S,\max})}{(x/b_0)^{\alpha_b}} \quad (6.58)$$

se  $x/b_0 = 1$ , então  $P_S = P_{S,\max}/2$ , de tal forma que:

$$\phi_{b_0} = -\ln(0,5) = 0,693 \text{ para } \forall \alpha_b$$

Uma verificação da equivalência entre  $\alpha_{y_2}$  e  $\alpha_b$ , os quais são determinados experimentalmente (e iguais), pode ser feita através dos dados de Beltaos (1976) da Tabela 6.10, e o uso da equação (6.59), a qual é resultado da igualdade entre as equações (6.52) e (6.56).

$$\alpha_b = \frac{\ln\left(\frac{\phi_{b_0}}{\phi_{y_2}} \cdot y_2^{\alpha_{y_2}}\right)}{\ln(b_0)} \quad (6.59)$$

Sendo assim, tem-se que para:  $b_0/y_2 = 0,12$ , a equação anterior se cumpre independente do valor de  $y_2$ . Vale ressaltar que no presente trabalho, os parâmetros  $b_0$  e  $\phi_{b_0}$  são utilizados no formato da faixa de influência inteira, isto é, na forma:  $b$  e  $\phi_b$ . Com isso, tem-se que  $b/y_2$  é o dobro do valor de  $b_0/y_2$ , e  $x/b$  é a metade do valor de  $x/b_0$ . Assim, para Beltaos (1976), a primeira relação fica:  $b/y_2 = 0,24$ , e  $\phi_b$  é dado por:

$$\phi_b = -\frac{\ln(P_S/P_{S,\max})}{(x/b)^{\alpha_b}} \quad (6.60)$$

se  $x/b = 0,5$ , então  $P_S = P_{S,\max}/2$ , de tal forma que:  $\phi_b = -\frac{\ln(0,5)}{0,5^{1,935}} = 2,65$

#### 6.5.4 Excentricidade da faixa de influência

A excentricidade da faixa de influência  $(x/b)_e$  é definida no presente trabalho como o deslocamento do centro de  $b$  em relação ao ponto de estagnação:  $x = 0$ . Isto ocorre devido à proporção não uniforme entre  $b_m$  e  $b_j$ . Estas grandezas, obtidas a partir da faixa de

influência:  $b = b_m + b_j$ , cobrem a região onde as pressões dinâmicas são maiores do que a metade de  $P_{S,\max}$ , conforme pode ser visto, por exemplo, na Figura 6.43. Para a obtenção da faixa de influência de montante ( $b_m$ ) e da faixa de influência de jusante ( $b_j$ ), as pressões dinâmicas foram calculadas a partir das pressões médias, descontada a coluna de água do poço de acumulação ( $y_p$ ), para a condição de ressalto clássico ( $S = 1$ ).

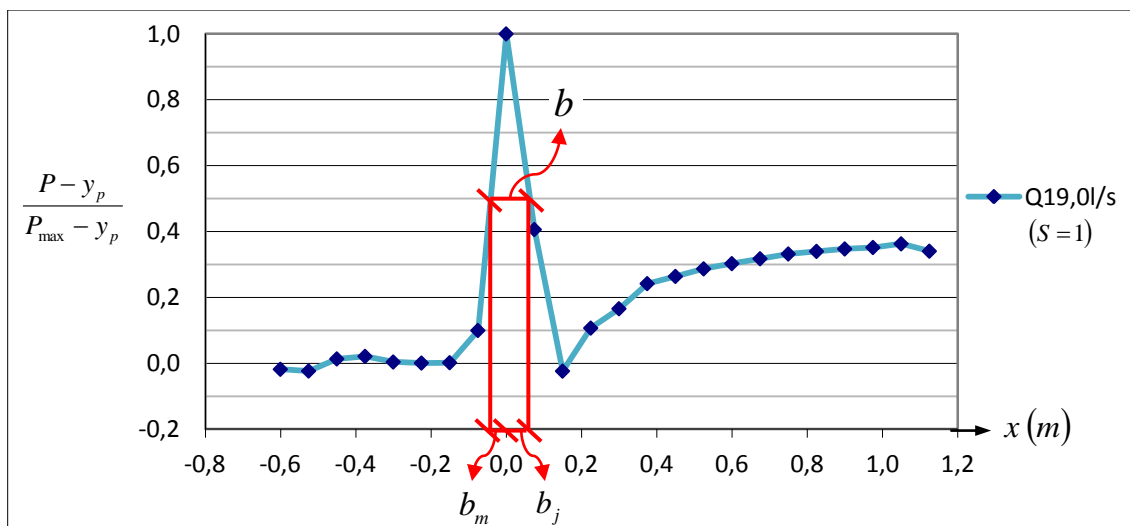


Figura 6.43 – obtenção da faixa de influência a montante e a jusante do ponto de estagnação

Xu-Duo-Ming e Yu-Chang-Zhao (1986<sup>164</sup> apud PINTO, 1994, p. 261), analisando a distribuição de pressão nas vizinhanças da zona de impacto, observa que a pressão a montante decresce rapidamente, tendendo à carga constante do poço de acumulação ( $y_p$ ). A distribuição de pressão a jusante da zona de impacto, em geral, decresce mais lentamente, fazendo com que:  $b_j > b_m$ .

Na Tabela 6.11, são vistos os valores destas grandezas, obtidas para o presente trabalho, onde cada proporção da faixa de influência é dada na forma da razão  $b_0/y_2$ . As excentricidades a montante e a jusante são calculadas pelas fórmulas (6.61) e (6.62) respectivamente.

$$\left(\frac{x}{b}\right)_e = \frac{b_m}{b} - 0,5 \quad (6.61)$$

<sup>164</sup> XU-DUO-MING; YU-CHANG-ZHAO. Pressão no fundo de um canal devido ao choque de um jacto plano, e suas características de flutuação. Lisboa: LNEC, 1986. (Tradução, 841)

$$\left(\frac{x}{b}\right)_{e^+} = \frac{b_j}{b} - 0,5 \quad (6.62)$$

Tabela 6.11 – parâmetros para o cálculo da excentricidade da faixa de influência

$F_j$	5.41	4.89	4.41	3.96	3.62	3.34
$b_m/y_2$	0.45	0.24	0.21	0.40	0.18	0.17
$b_j/y_2$	0.97	0.56	0.46	0.32	0.36	0.29
$b/y_2$	1.43	0.81	0.67	0.72	0.55	0.46
$(x/b)_{e^-}$	-0.18	-0.20	-0.18	0.06	-0.17	-0.14
$(x/b)_{e^+}$	0.18	0.20	0.18	-0.06	0.17	0.14

A partir dos dados da tabela anterior, tem-se que a excentricidade média da faixa de influência em relação à  $x/b = 0$ , para o presente trabalho, é  $(x/b)_e = 0,13$ . Este valor será adotado como o valor representativo para as vazões ensaiadas no presente trabalho. As razões de  $b_0/y_2$  obtidas nos ensaios, foram plotadas no gráfico (Figura 6.44) seguinte, das quais são propostas duas equações de ajuste (6.63) e (6.64) das curvas observadas.

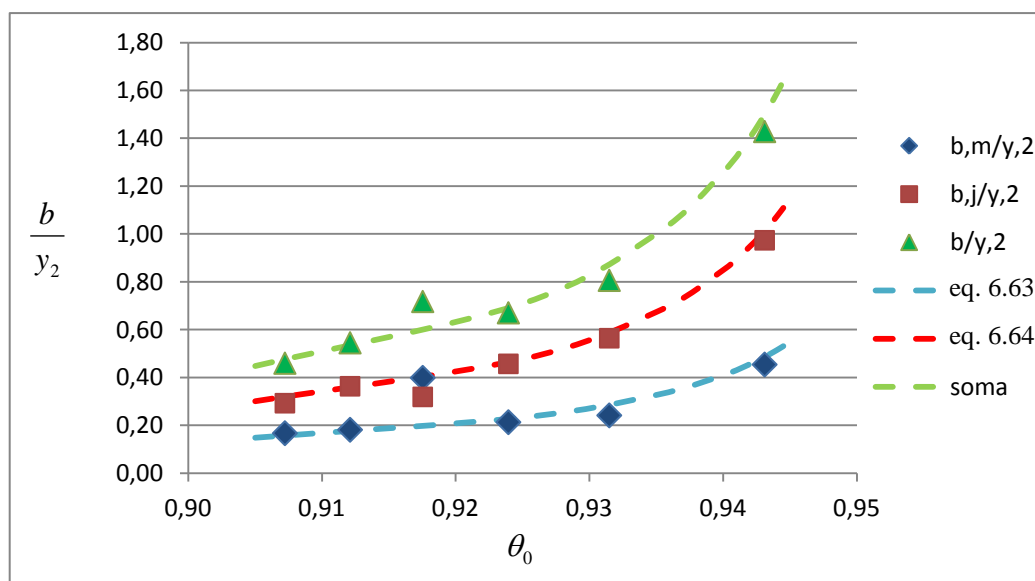


Figura 6.44 – proporções das faixas de influência a montante e a jusante

$$\frac{b_m}{y_2} = \frac{1}{119 - 124 \cdot \theta_0} \quad (6.63)$$

$$\frac{b_j}{y_2} = \frac{1}{58,8 - 61,3 \cdot \theta_0} \quad (6.64)$$

Para a metodologia de cálculo proposta a seguir, a distribuição de pressão a montante do ponto de estagnação ( $x/b = 0$ ) deve ser calculada separadamente da distribuição de pressão a jusante deste ponto, utilizando os valores da abscissa em módulo, isto é:  $|x/b|$ . Desta forma, as razões  $b_0/y_2$  calculadas, devem ser multiplicadas por 2, já que as fórmulas são expressas em função de  $b$ . Além disso, na formulação apresentada a seguir, a excentricidade da faixa de influência  $(x/b)_e$  deve ser usada com sinal contrário no cálculo da distribuição de pressões a montante do ponto de estagnação, visto que a faixa de influência nesta direção é reduzida em relação à faixa de influência a jusante.

#### 6.5.4.1 Cálculo da distribuição de pressão levando em conta a excentricidade da faixa de influência

Conforme visto, Beltaos (1976) apresentou uma equação (6.56) que descreve muito bem a distribuição de pressão ao longo da soleira para incidência de jatos inclinados, podendo ser utilizada, inclusive, no cálculo da distribuição de pressão com faixas de influências a montante e a jusante diferentes. Porém, as proporções de faixas de influência sugeridas pelo autor variam muito pouco, sendo que, de acordo com o parâmetro  $\alpha$  ajustado pelo autor, a razão de  $b_0$  por  $y_2$  fica:  $b_0/y_2 = 0,12$ . Esse padrão constante é diferente do que foi observado no presente trabalho, onde as razões  $b_0/y_2$ , de montante e de jusante, aparecem respeitando uma tendência forte de variação. De objetivo similar, a outra equação (6.52) que também descreve a distribuição de pressão ao longo da soleira, proposta por Hartung e Häusler (1973), permite a relação com o coeficiente de difusão ( $C$ ), o que torna possível a aplicação destas equações no caso da excentricidade da faixa de influência ( $b$ ) observada no caso do presente trabalho.



Nesta metodologia proposta, o parâmetro  $\alpha$  é variável para dada condição de excentricidade  $(x/b)_e$ , de modo que a razão  $b/y_2$  deve convergir para um valor objetivo previamente determinado. A formulação usada para tanto, com base nas definições vistas anteriormente, no decorrer desta etapa do trabalho, é mostrada na sequência:

a) as equações (6.54) e (6.57), devem fornecer valores idênticos de  $\phi_{y_2}$  ;

$\phi_{y_2}^{(1)} = \frac{\pi}{16} \cdot (2 \cdot C)^\alpha$	$\phi_{y_2}^{(2)} = \frac{\phi_b}{(b/y_2)^\alpha}$
--	--

b) com o centro da área de influência deslocado conforme a excentricidade  $(x/b)_e$ , tem-se que a equação (6.56) fica:

$$\phi_b = -\frac{\ln(P_S/P_{S,\max})}{(x/b + (x/b)_e)^\alpha} \quad (6.65)$$

se  $x/b = 0,5$ , então  $P_S = P_{S,\max}/2$ , de tal forma que:

$\phi_b = -\frac{\ln(0,5)}{(0,5 + (x/b)_e)^\alpha}$
---

c) nestas condições, a razão  $b/y_2$  objetivo, é atingida pela equação (6.57), da forma:

$\frac{b}{y_2} = \left( \frac{\phi_b}{\phi_{y_2}^{(1)}} \right)^{\frac{1}{\alpha}}$
---

Em um rápido demonstrativo de aplicação, utilizando-se os valores médios do presente trabalho, em que:  $C = 6,0$ , o qual foi definido em 6.4.2, e de  $b/y_2 = 0,36$ , razão esta que foi obtida pela média dos valores estimados pela equação (6.49), e ainda, da excentricidade média observada:  $|x/b|_e = 0,13$ . A aplicação da metodologia proposta resulta nos parâmetros da Tabela 6.12, os quais são aplicados na equação (6.56), conforme visto na Figura 6.45.

Tabela 6.12 – tabela com os valores resultantes da aplicação dos valores médios obtidos nas condições ensaiadas no presente trabalho, para o cálculo da distribuição de pressão ao longo da soleira

<p>Montante: <math>(x/b)_{e^-} = -0,13</math></p> <p><math>\alpha = 2,65</math></p> <p><math>\phi_b = 9,66</math></p> <p><math>\phi_{y_2} = 144,8</math></p>	<p>Jusante: <math>(x/b)_{e^+} = +0,13</math></p> <p><math>\alpha = 1,25</math></p> <p><math>\phi_b = 1,24</math></p> <p><math>\phi_{y_2} = 4,44</math></p>
--	--

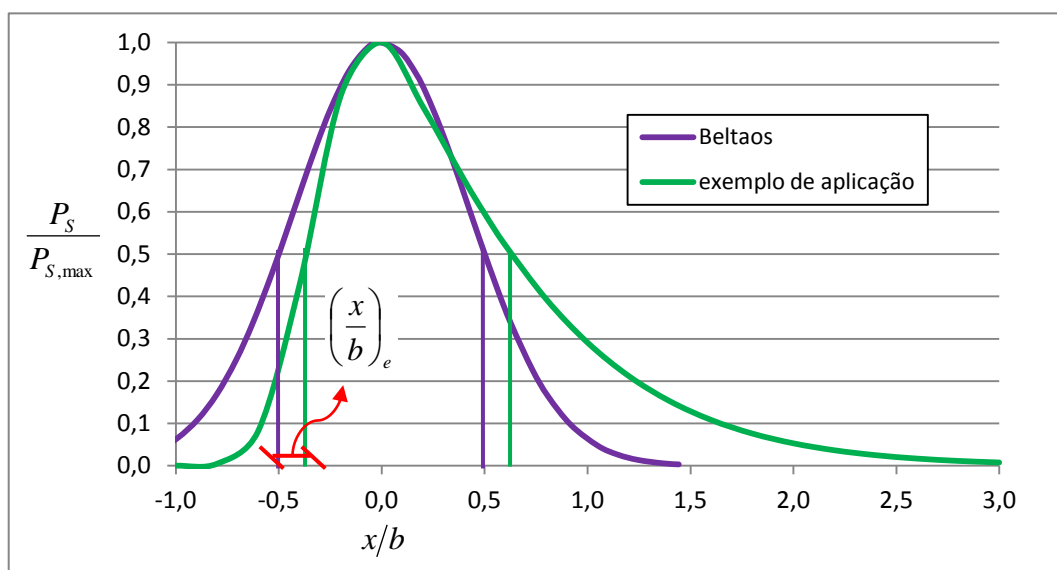


Figura 6.45 – comparação da curva resultante com excentricidade com a curva de Beltaos

### 6.5.5 Considerações finais

No presente item, foi proposta uma metodologia para a consideração da excentricidade da faixa de influência, pela distribuição de pressões na soleira, devido à inclinação do jato. Para isto, foram utilizados métodos consagrados na bibliografia, além de serem utilizadas as tendências observadas no presente trabalho das proporções das faixas de influência a montante e a jusante do ponto de estagnação.

A curva de distribuição de pressões dinâmicas resultante, em uma soleira plana, no caso de jatos menos potentes, auxilia no projeto de bacias de dissipação de concreto ou fossas pré-escavadas, no entanto, nos casos onde o leito não é capaz de resistir aos esforços do fluxo do jato, apenas fornece a ideia do formato da fossa de erosão. Carecem na bibliografia, trabalhos neste sentido, como o de Palermo et al. (2010, p. 82), no qual foi estudado o campo de

pressões no leito, abaixo do contorno da fossa de erosão formada devido à incidência de um jato mergulhante.

## 6.6 MÉTODOS DE PREVISÃO DA PROFUNDIDADE DE EROSIÃO

Nesta etapa do trabalho, são apresentadas as principais variáveis envolvidas no processo erosivo ocasionado por um jato de um vertedouro salto esqui, justificando os modelos empíricos usualmente desenvolvidos para a determinação da profundidade de equilíbrio da fossa ( $D$ ), desde que iniciaram os estudos sobre este tema. Segundo Brighetti (2004, p. 7), os primeiros estudos de que se tem notícia para determinar a fossa de erosão a jusante de um vertedouro datam de 1915, e foram realizados por Rehboach. A partir desta data, há uma enorme variedade de metodologias empíricas observadas na bibliografia.

### 6.6.1 Embasamento teórico

Um fator delimitante para a ocorrência da profundidade de equilíbrio da fossa ( $D$ ) é a situação em que a tensão cisalhante do fluxo do jato, provocada no leito da mesma, não é mais capaz de movimentar o leito granular, devido à difusão/dissipação do jato no colchão d'água. Para o cálculo da profundidade da fossa em leitos granulares, Cid Solé (2004, p. 17) apresenta uma fórmula (6.66) para a determinação das tensões de arraste que atuam sobre o material de fundo ( $\tau_b$ ), onde  $C_f$  é o coeficiente de fricção local,  $\rho$  é a massa específica da água e  $V_d$  é a velocidade do jato atuante no leito da fossa.

$$\tau_b = C_f \cdot \rho \cdot V_d^2 \quad (6.66)$$

Nesta fórmula (6.66), o coeficiente de fricção de Bogardi (1974<sup>165</sup> apud CID SOLÉ, 2004, p. 18), refere-se à seção da espessura exterior do jato difundido no colchão ( $B_y$ ), e é dado por:

$$C_f = \frac{g_{cr}}{n_1} \cdot \left( \frac{d_s}{B_y} \right)^{n_2} \quad (6.67)$$

<sup>165</sup> BOGARDI, J. Sediment transport in alluvial streams. **Akademiai Kiado**, Budapest, Hungary, 1974.

sendo  $\mathcal{G}_{cr}$  o parâmetro de Shields (adotado igual a 0,047);  $d_s$ , o diâmetro característico do material; e,  $n_1$  e  $n_2$ , constantes retiradas dos trabalhos de Straub (1953<sup>166</sup>), Bogardi (1974<sup>167</sup>) e Neill (1968<sup>168</sup>), as quais variam em 2,0-2,9, e 0,19-0,33 respectivamente. Por outro lado, a tensão crítica de início de movimento de Shields, é calculada por meio da fórmula (6.68) (CID SOLÉ, 2004, p. 18).

$$\tau_{cr} = \mathcal{G}_{cr} \cdot g \cdot (\rho_s - \rho) \cdot d_s \quad (6.68)$$

Igualando-se a tensão de arraste sobre o leito ( $\tau_b$ ) e a tensão crítica de início de movimento ( $\tau_{cr}$ ), com dada correção (6.69) realizada por Bormann e Julien (1991<sup>169</sup> apud CID SOLÉ, 2004, p. 19), onde  $\phi$  é o ângulo de repouso do material submerso e  $\alpha$  é o ângulo dos taludes da fossa, Cid Solé chega a uma expressão (6.70) muito parecida à consagrada por Mason et al. (1985<sup>170</sup> apud CID SOLÉ, 2004, p. 19), tal como mostra a equação (6.71). Nestas equações,  $D$  é a profundidade da fossa,  $H$  é a carga de montante ao vertedouro,  $h$  é a profundidade do colchão em relação ao nível do rio,  $\beta'$  é o ângulo de formação do jato e  $K$  é um parâmetro resultante da simplificação feita por Cid Solé (2004, p. 19-20) a fim de justificar a validade teórica desse formato de equação empírica.

$$\frac{\tau_b}{\tau_{cr}} = \frac{\text{sen}(\phi + \alpha)}{\text{sen}(\phi)} \quad (6.69)$$

$$D + h = K \cdot q^{0,6} \cdot \frac{V_0}{g^{0,8} \cdot d_s^{0,4}} \cdot \text{sen}(\beta') \quad (6.70)$$

$$D = K \cdot \frac{q^x \cdot H^y \cdot h^w}{g^v \cdot d_s^z} \quad (6.71)$$

<sup>166</sup> STRAUB, L. G. Dredge-fill closure of Missouri River at Fort Randall. **Proc. Minnesota Hydr. Convention, Int. Association for Hydr. Res.**, 1953.

<sup>167</sup> BOGARDI, J. Sediment transport in alluvial streams. **Akademiai Kiado**, Budapest, Hungary, 1974.

<sup>168</sup> NEILL, C. R. Note on initial movement of coarse uniform bed material. **J. Hydr. Res.** 6(2), pp 173-176, 1968.

<sup>169</sup> BORMANN, N. E.; JULIEN, P.Y. Scour Downstream of grade-control structures. **Journal of hydraulic research**, 1991. Vol .117 No. 5, pp 579-594.

<sup>170</sup> MASON, P. J.; ARUMUGAM, K. Free jet scout below dams and slip buckets. **Journal of Hydraulic Engineering**, Vol. 111, No. 2, pp 220-235, 1985.

### 6.6.2 Modelos empíricos usuais

Dentre os modelos empíricos encontrados na bibliografia, destaca-se a equação de Schoklitsch (1932<sup>171</sup> apud DARGAHI, 2003, p. 417) que, sobre seus testes em modelo reduzido, propôs uma equação (6.72) para a previsão da profundidade da fossa de erosão causada por um jato em queda livre, para um vertedouro de soleira curta. A granulometria do leito ensaiada pelo autor foi de  $9\text{mm} < d_{90} < 36\text{mm}$ .

$$D + h = 4,75 \cdot \frac{q^{0,57} \cdot H^{0,2}}{d^{0,32}} \quad (6.72)$$

Em casos como os da equação acima, onde não é levado em conta o balanço dimensional, deve-se ter cuidado com a granulometria utilizada nos ensaios, pois a escala de comprimento não se cumpre. Ainda, conforme pode ser visto no material de Stein, Julien e Alonso (1993, p. 731-733), para granulometrias muito baixas e não coesivas, a profundidade de equilíbrio da fossa fica maior do que para materiais coesivos ou com granulometria superior, para mesmas condições de escoamento.

Manson e Arumugam (1985<sup>172</sup> apud CID SOLÉ, 2004, p. 27-28) buscaram o ajuste ótimo de um amplo conjunto de dados disponíveis na bibliografia, a partir de modelagens ajustáveis para o formato da equação (6.73). Neste ajuste foi validada a lei de semelhança de Froude, fornecendo maior segurança na transposição de escala, onde  $d = d_{90}$ .

$$D = 3,27 \cdot \frac{q^{0,6} \cdot H^{0,05} \cdot h^{0,15}}{g^{0,3} \cdot d^{0,1}} \quad (6.73)$$

Após a criação da equação (6.73), Mason (1989<sup>173</sup> apud BOLLAERT, 2002, p. 83) revisou os parâmetros utilizados, acrescentando a quantidade de ar arrastada para dentro do colchão ( $\beta$ ), e eliminando a carga de montante ( $H$ ). Neste último aspecto, concorda com Lencastre (1984, p. 145), o qual comenta que a profundidade da fossa aumenta muito com a vazão, enquanto que o aumento da carga  $H$  tem uma importância relativamente pequena sobre o valor da profundidade da fossa ( $D$ ). A equação (6.74) resultante pode ser vista a seguir.

<sup>171</sup> SCHOKLITSCH, A. **Kolkbildung unter Überfallstrahlen**. DieWasserwirtschaft, 1932.

<sup>172</sup> MASON, P. J.; ARUMUGAM, K. Free jet scour below dams and slip buckets. **Journal of Hydraulic Engineering**, Vol. 111, No. 2, 1985, pp. 220-235.

<sup>173</sup> MASON, P. J. Effects of air entrainment on plunge pool scour. **Journal of Hydraulic Engineering, ASCE**, Vol. 115, N° 3, 1989, pp. 385-399.

$$D = 3,39 \cdot \frac{q^{0,60} \cdot (1-\beta)^{0,30} \cdot h^{0,16}}{g^{0,30} \cdot d^{0,06}} \quad (6.74)$$

Outros modelos empíricos, importantes, desenvolvidos para se estimar a profundidade máxima da fossa, são baseados na equação de Veronese (1937<sup>174</sup>), vista a seguir (6.75). Esta equação é recomendada por USA (1987a, p. 402-403), sendo proposta para qualquer ângulo de incidência do jato no colchão d'água, ou seja, faz uma abordagem a favor da segurança, visto que ângulos de incidência ( $\theta_0$ ) menores que 90° permitem um maior comprimento de dissipação do jato ( $y$ ) dentro do colchão d'água, conforme visto em 6.4.1. Contudo, é desaconselhada no texto citado, a adoção de ângulos de incidência menores que 25°, pois, com isso, o jato pode não penetrar o colchão d'água, vindo a percorrer a superfície, causando grande transtorno.

$$D + h = 1,90 \cdot H^{0,225} \cdot q^{0,54} \quad (6.75)$$

Mais tarde, Chen (1963<sup>175</sup> apud LIU, 2005, p. 695), classificou esse formato de equação em modelos de dissipação de energia. Onde a previsão da fossa é baseada na estabilização do processo de dissipação de energia no ressalto hidráulico, ou simplesmente na taxa de dissipação de energia específica do jato dentro do colchão d'água.

Martins (1975<sup>176</sup> apud LENCASTRE, 1984, p. 146), com base em observações de leitos rochosos de 18 protótipos submetidos à ação de jatos livres, propôs a equação (6.76) para o cálculo da profundidade de equilíbrio ( $D$ ). Esta equação (6.76) apresenta resultados menos conservadores que a equação de Veronese (1937).

$$D + h = 1,5 \cdot H^{0,1} \cdot q^{0,6} \quad (6.76)$$

Coleman (1982<sup>177</sup> apud COLEMAN, WEI & LINDELL, 2004, s. 17.13), aplicou uma correção na fórmula de Veronese (1937), a fim de trazer maior economia aos projetos em que a incidência do jato é inclinada. Neste caso, o comprimento da trajetória do jato dentro do

<sup>174</sup> VERONESE, A. **Erosion of a bed downstream from an outlet**, Colorado A & M College, Fort Collins, United States, 1937.

<sup>175</sup> CHEN, C. A Estimating Formula for the Local Scour Depth for the Sky-jump Energy Dissipation. **J. Hydraul. Engng.**, 1963. (in Chinese) (2).

<sup>176</sup> MARTINS, R. Scouring of rocky riverbeds by free-jet spillways. **Water Power and Dam Construction**. April 1975.

<sup>177</sup> COLEMAN, H. W. Prediction of Scour Depth from Free Falling Jets. **Proceedings**, of the ASCE Hydraulics Division Conference on Applying Research to Hydraulic Practice, Jackson, Ms, 1982.

colchão d'água até o fundo ( $L_D$ ) é obtido pela equação (6.77), e a fórmula de Veronese (1937) corrigida é expressa pela equação (6.78).

$$L_D = \frac{D+h}{\text{sen}(\theta_0)} \quad (6.77)$$

$$D+h = 1,90 \cdot H^{0,225} \cdot q^{0,54} \cdot \text{sen}(\theta_0) \quad (6.78)$$

Para a determinação da profundidade máxima da fossa de erosão, parâmetros como o tempo de vertimento e o diâmetro do material de leito podem ser desconsiderados. Conforme explicam Yildiz e Üzücek (1996, p. 394): em um protótipo, onde os blocos de rocha são transformados em partículas cada vez menores sob a ação do jato, a erodibilidade de um material pertencente a um leito de rio, ou rocha sã, tem apenas influência nos estágios iniciais do processo erosivo. Levando em consideração o exposto acima, Yildiz e Üzücek (1996, p. 396), utilizaram dados de protótipos na equação (6.79) e modificaram a equação de Veronese (1937), a qual foi desenvolvida para vertedouros de jato em queda livre, com ângulos de incidência próximos de  $90^\circ$ . Os autores consideraram a inclinação do comprimento do jato no colchão d'água ( $L_D$ ), por este ser um parâmetro importante em vertedouros salto esquí.

$$D+h = 1,50 \cdot H^{0,225} \cdot q^{0,54} \cdot \text{sen}(\theta_0) \quad (6.79)$$

Yildiz e Üzücek (1996, p. 396), afirmam que o ângulo de incidência teórico ( $\theta_0$ ) aproxima-se do ângulo medido em protótipos, através de fotografias. A fórmula (6.79) foi desenvolvida para o impacto do jato na superfície do colchão, na cota respectiva ao nível do rio a jusante (que tem profundidade  $h$ ). Com isso, a cota de impacto não deve sofrer grande variação, em virtude da profundidade da fossa ( $D$ ) aumentar com o aumento de  $q$  e  $H$ .


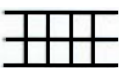
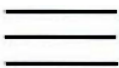


### 6.6.3 Coeficiente e segurança conforme o tipo de fraturamento

Brito (1993)<sup>178</sup> apud BRIGHETTI, 2004, p. 8) apresentou um trabalho no qual classifica a rocha do leito da fossa em função do tipo de fraturamento. São variáveis: o seu grau de

---

<sup>178</sup> BRITO, S. N. de A. Geomechanical conditioning factors of erosion downstream of spillways with ski jet jump dissipator. **Report** GT-EJEH-CBGB, Seminar on Erosion Downstream Hydraulic Structures, 1993, São Paulo, Brazil (in portuguese).

decomposição, as dimensões dos blocos resultantes, e se as fraturas são abertas ou fechadas. Esta classificação é apresentada na Figura 6.46, onde as rochas são classificadas em cinco famílias (I, II, III, IV E V), às quais são atribuídos valores do coeficiente  $K$  conforme o visto na Figura 6.47. O autor recomenda o uso deste coeficiente na equação (6.80).

		DESCONTINUIDADES		
		D (m)	Justapostas	Abertas
PE 2 	> 3	I	I	II
	1 a 3	I	II	II
	0,5 a 1	II	II	III
	< 0,5	II	III	IV
PE 3 	> 3	I	II	III
	1 a 3	II	II	III
	0,5 a 1	II	III	IV
	< 0,5	III	IV	IV
PE 4 	> 3	II	II	III
	1 a 3	II	III	IV
	0,5 a 1	III	IV	IV
	< 0,5	IV	IV	V
PE 5 	> 3	II	III	IV
	1 a 3	III	IV	IV
	0,5 a 1	IV	IV	V
	< 0,5	IV	V	V
PE 6 	> 3	III	IV	IV
	1 a 3	IV	IV	V
	0,5 a 1	IV	V	V
	< 0,5	V	V	V

PE = Padrão Estrutural  
 PE 1 - MACIÇO  
 PE 2 - COLUNAR  
 PE 3 - CÚBICO  
 PE 4 - TABULAR  
 PE 5 - PIRAMIDAL  
 PE 6 - CAÓTICO

Figura 6.46 – classificação das descontinuidades (BRITO, 1993 apud BRIGHETTI, 2004, p. 8)

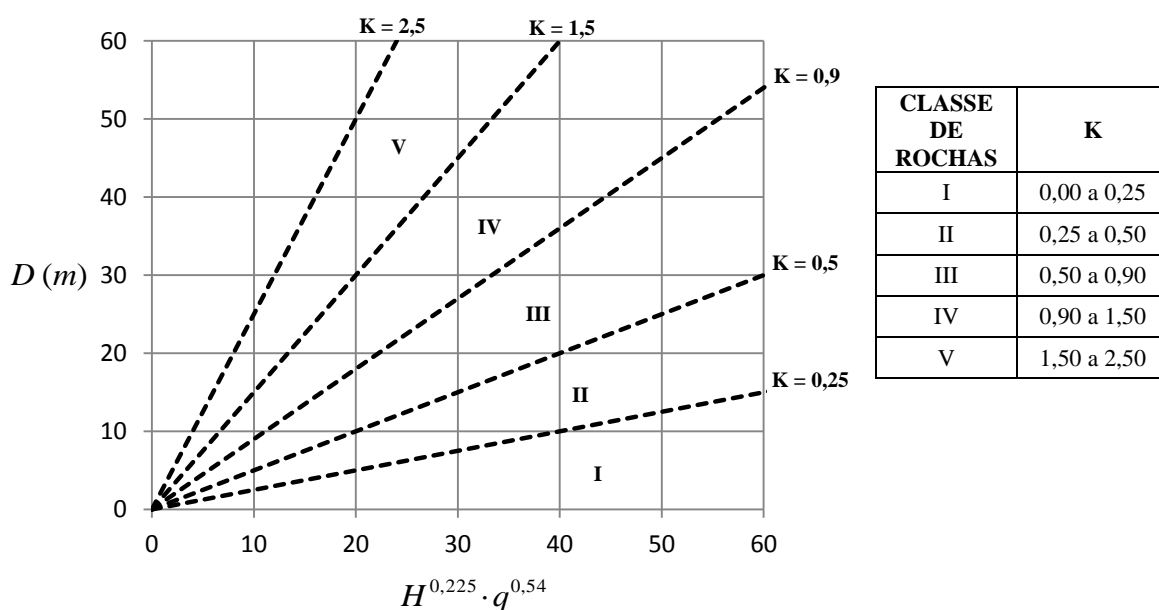


Figura 6.47 – classe de rochas (BRITO, 1993 apud BRIGHETTI, 2004, p. 8)



$$D = K \cdot H^{0,225} \cdot q^{0,54} \quad (6.80)$$

Em uma breve comparação, tem-se que utilizando um coeficiente de 2,5 na equação de Veronese (1937) modificada, isto é, para uma condição mais desfavorável, a profundidade da fossa atinge os níveis das fórmulas propostas por Manson e Arumugam (1985), e Manson (1989), vistas anteriormente.

## 6.7 EVOLUÇÃO TEMPORAL DA FOSSA DE EROÇÃO

Na utilização dos dados de protótipo, sem dúvida, a grande incógnita está no leito rochoso, que dependendo da sua resistência oferecida no tempo, altera significativamente as equações ou seus coeficientes. Portanto, o tempo é um parâmetro muito importante na definição da profundidade máxima da fossa (BRIGHETTI, 2004, p. 7).

Segundo Lencastre (1984, p. 143), a profundidade da fossa avança com o logaritmo do tempo em uma razão de crescimento relativamente pequena, e é praticamente independente do material de leito, dentre os utilizados pelo autor<sup>179</sup>, e dos outros parâmetros adimensionais empregados. Deste modo, não se deve esperar, a rigor, uma situação de equilíbrio desta profundidade, embora, do ponto de vista prático, o equilíbrio é atingido quando o aumento da escavação deixa de ter significado à escala de observação em modelo.

Para a determinação da taxa de aprofundamento de fossas de erosão, Stein, Julien e Alonso (1993, p. 730), realizaram uma série de ensaios, modelando o jato em queda livre sobre leito erodível. Os autores usaram três distribuições granulométricas distintas: argila, areia fina e areia grossa. A primeira caracterizando um leito coesivo, enquanto as demais originaram um leito granular. Com isso, Stein, Julien e Alonso (1993, p. 734-735) plotaram  $D_t/D$  (a razão da evolução da profundidade da fossa, pela profundidade de equilíbrio), em função do tempo normalizado, que é um parâmetro adimensional. Isto permitiu o ajuste dos coeficientes da taxa de aprofundamento de fossas de erosão respectivos a cada tipo de leito ensaiado. Como forma de simplificação, a equação ajustada por Stein, Julien e Alonso (1993, p. 729) é mostrada, no presente trabalho, na forma da equação (6.81), onde  $\rho a_{sec}$  é a massa específica aparente seca

<sup>179</sup> brita com d,equivalente =4,44cm, coef. de forma de 0,71 e velocidade de queda de 1,58m/s; cubos com 5cm de aresta, arrumados ou desarrumados, com velocidade de queda de 2m/s.

do material de leito e  $\tau_0$  é tensão cisalhante do jato na entrada do colchão d'água (6.66). Os coeficientes adotados são  $\psi_m = 0,3 s^2/m^{0,5} \cdot kg^{0,5}$  (valor de modelo) e  $\xi = 1,5$ , respectivos a condição mais favorável de progressão da fossa observada, isto é, para o leito de areia fina. Os ensaios foram desenvolvidos para  $0,07 \leq \tau_{cr}/\tau_0 \leq 0,22$ ;  $4,1 \leq F_0 \leq 8,2$ ; e uma profundidade de equilíbrio ( $D$ ) média de 0,15m (modelo), para o respectivo leito de areia fina (STEIN, JULIEN e ALONSO, 1993, p. 731-733).

$$D_t = \frac{t \cdot \psi \cdot (\tau_0 - \tau_{cr})^\xi}{\rho a_{sec}} \quad (6.81)$$

onde

$$\frac{\psi_p}{\psi_m} = \lambda_\psi = \lambda^{-1} \quad (6.82)$$

em que  $\lambda_\psi$  é a escala do parâmetro  $\psi$ , e  $\lambda$  é a escala de comprimento.

### 6.7.1 Fases de progressão da fossa

De acordo com Hoffmans e Verheif (1997<sup>180</sup> apud FANG, 2010, p. 8-9), a evolução da fossa pode ser distinguida em quatro fases: fase inicial, fase de desenvolvimento, fase de estabilização e fase de equilíbrio. Na fase inicial, a erosão é mais rápida e a maior parte das partículas é transportada em suspensão. Quando chega a fase de desenvolvimento, a relação entre a profundidade e o comprimento da fossa não se alterarem significativamente, e a ação direta do jato sobre o leito ainda é bastante enérgica, fazendo com que a profundidade ainda aumente bastante durante essa etapa. Já na fase de estabilização, a taxa de erosão fica em níveis baixos. Nesta fase, a capacidade de erosão do fundo começa a diminuir, enquanto a capacidade de erosão a jusante é mantida, aumentando o comprimento da fossa. Por último, a fase de equilíbrio é identificada quando as dimensões da fossa não variam significativamente.

Conforme observou em seus ensaios, Cid Solé (2004, p. 112), simplifica a evolução qualitativa da profundidade da fossa em três fases de comportamentos distintos. A primeira

<sup>180</sup> HOFFMANS, G.; VERHEIF, H. **Scour Manual**. Netherlands: A.A. Balkema, 1997.

delas, denominada fase ativa, é caracterizada por apresentar um aumento muito rápido da profundidade da fossa. A segunda fase da evolução temporal é denominada fase de instabilidade, em que a velocidade de erosão decai em relação à anterior. A terceira fase, onde a profundidade oscila em torno de uma profundidade média ( $D$ ), é a fase de equilíbrio da evolução temporal, onde o tempo decorrido até o início desta fase é denominado tempo de equilíbrio ( $T$ ). A evolução da profundidade da fossa, para um dos ensaios do autor, é mostrada na Figura 6.48.

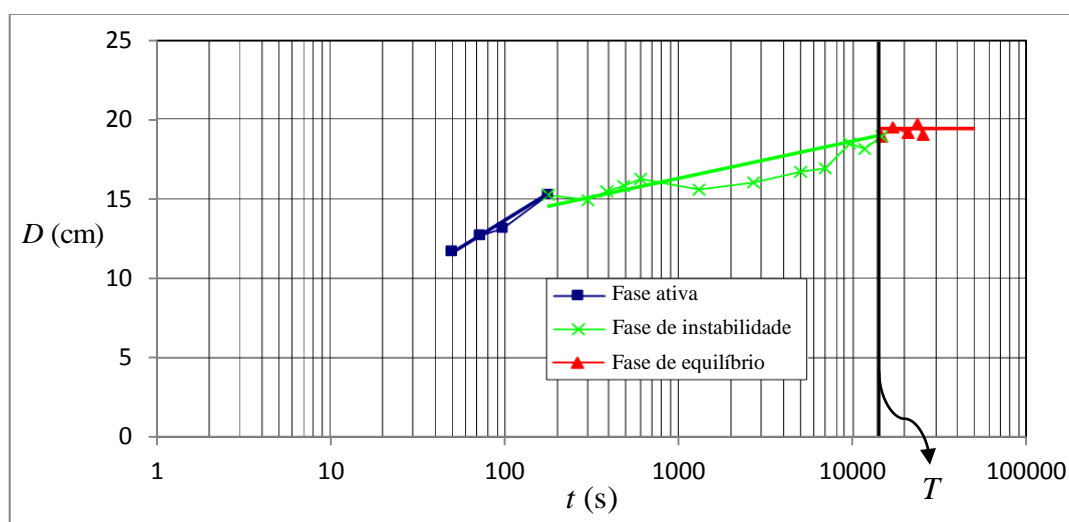


Figura 6.48 – fases da evolução temporal da profundidade da fossa (CID SOLÉ, 2004, p. 114)

## 6.7.2 Previsão do tempo de equilíbrio

Cid Solé (2004, p. 117) propôs um formato de equação (6.83) para identificar a progressão da fossa ( $D_t$ ) com relação ao tempo ( $t$ ) ao longo da fase de instabilidade, até atingir a profundidade de equilíbrio ( $D$ ), onde  $T$  é o tempo de equilíbrio e  $W_f$  é nomeado aqui como Coeficiente de Progressão da Fossa, e corresponde à inclinação da reta na fase de instabilidade da fossa, como pode ser vista na Figura 6.48.

$$\frac{D_t}{D} = W_f \cdot \log\left(\frac{t}{T}\right) + 1 \quad (6.83)$$

Cid Solé (2004, p. 115 e 117) realizou ensaios para duas condições de trampolins: uma rampa, e uma concha de lançamento (vistos em 3.1.1.6). Cada uma dessas condições teve características peculiares de formação da fossa, mesmo se tratando da mesma série de vazões

escoadas em cada uma das duas modalidades de trampolim. Uma tabela de valores médios, representantes das duas configurações de progressão da fossa, obtidas em dada modalidade, é vista na tabela (Tabela 6.13) seguinte.

Tabela 6.13 – valores médios do coeficiente de progressão da fossa e do tempo de equilíbrio, representativos para diferentes modalidades de trampolins

	$W_f$	$T$ (s)
rampa de lançamento	0,050	15690
concha de lançamento	0,107	6840

Conforme observado, o coeficiente de progressão da fossa ( $W_f$ ) é menor para um tempo de equilíbrio ( $T$ ) maior. Estes dados foram uma relação linear (6.84), onde o coeficiente de proporcionalidade, dado em  $s^{-1}$ , será reproduzido, mais adiante, utilizando a lei de semelhança de Froude, e o parâmetro correspondente à fase ativa da progressão da fossa ( $w_f$ ) ficou igual a 0,15, para os ensaios realizados pelo autor.

$$W_f = w_f - \frac{T}{0,16 \times 10^6 s} \quad (6.84)$$

Para a determinação da escala de comprimento modelada, fez-se uso da profundidade de equilíbrio média obtida nos ensaios, a qual ficou em torno de 0,15m (CID SOLÉ, 2004, p. 111). Com isso, obteve-se o parâmetro de escala de comprimento:

$$\lambda = \frac{D_{protótipo}}{0,15} \quad (6.85)$$

sendo a escala de tempo definida como:

$$\frac{t_p}{t_m} = \lambda_t = \lambda^{0,5} \quad (6.86)$$

obtem-se o parâmetro de conversão de tempo para protótipos:

$$t_p = 0,16 \times 10^6 \cdot \sqrt{\frac{D_{\text{protótipo}}}{0,15}} = 0,41 \times 10^6 \cdot \sqrt{D_{\text{protótipo}}} \quad (6.87)$$

aplica-se na equação (6.83):

$$\frac{D_t}{D} = \left( w_f - \frac{T_{\text{modelo}}}{0,16 \times 10^6 \text{ s}} \right) \cdot \log\left(\frac{t}{T}\right) + 1 \quad (6.88)$$

resultando na seguinte fórmula, utilizável em escala de protótipos:

$$\frac{D_t}{D} = \left( w_f - \frac{T}{0,41 \times 10^6 \text{ s/m}^{0,5} \cdot \sqrt{D}} \right) \cdot \log\left(\frac{t}{T}\right) + 1 \quad (6.89)$$

Esta expressão (6.89) pode ser usada quando se dispõem de dados medidos em protótipo da evolução da profundidade da fossa ( $D_t$ ) em função do tempo de vertimento ( $t$ ). A profundidade de equilíbrio ( $D$ ) é estimada, assim como o tempo de equilíbrio ( $T$ ) e o parâmetro correspondente à fase ativa da progressão da fossa ( $w_f$ ). Com isso, essas constantes podem ser ajustadas resolvendo a igualdade da expressão (6.89) por mínimos quadrados.

Fang (2010, p. 33), em ensaios realizados sobre um vertedor de chapa fina (Figura 6.49), também identificou o mesmo padrão de progressão da fossa durante a fase de instabilidade, confirmando a ocorrência desse padrão na evolução de fossas de erosão a jusante de distintos extravasores. A partir dos dados obtidos para o vertedor referido, o autor propôs uma fórmula com um coeficiente, o qual é equivalente à  $W_f = 0,17$ .



Figura 6.49 – formação da fossa de erosão a jusante de vertedor de chapa fina (FANG, 2010, p. 26)

### 6.7.3 Aplicação

Fez-se uma breve aplicação da expressão anterior (6.89) nos dados de protótipos fornecidos por Manso et al. (2007, p. 6), para o caso da evolução temporal da fossa de erosão a jusante de um vertedouro salto esqui (Tabela 6.14). Para tanto, foi estimado um tempo padrão de 15 dias de vertimento significativo por ano. Logo, ajustando-se as constantes necessárias, como recomendado anteriormente, resultou-se em uma profundidade de equilíbrio de 37,6m, com ocorrência no ano estimado de 1994. O parâmetro  $w_f$  ficou calibrado no valor de 13,86.

Tabela 6.14 – máximas profundidades da fossa de erosão obtidas por levantamentos batimétricos na UHE Luiz Carlos Barreto de Carvalho (MANSO et al., 2007, p. 6)

ANO	$D_t$ (m)
1969	-
1982	29,2
1984	30,2
1988	34

Concluindo, foi visto que o parâmetro  $w_f$  pode sofrer variação significativa conforme os parâmetros adotados em sua determinação: como a vazão principal de formação da fossa de equilíbrio estimada e o tempo de vertimento significativo desta vazão ao passar dos anos; assim como, o número de dados disponíveis da evolução da profundidade da fossa entre cada evento importante ocorrido. Desta análise feita, conclui-se que a previsão do tempo de ocorrência da profundidade de equilíbrio da fossa ( $T$ ) é de enorme dificuldade, sobretudo na fase de projeto, onde não se dispõem de dados de progressão da fossa em protótipo. Além disso, há grande variedade nos resultados encontrados na bibliografia para determinação da profundidade de equilíbrio ( $D$ ), propriamente dita, o que reforça a ideia da complexidade à que está submetida à previsão do tempo de equilíbrio ( $T$ ).

## 6.8 DESENVOLVIMENTO DE BACIAS A JUSANTE DE QUEDAS NATURAIS

A progressão da fossa de erosão a jusante de um vertedouro pode ser desenvolvida de forma natural, pela ação do escoamento. Neste caso, a largura desta fossa tenderá aos padrões observados em bacias de rios enérgicos, nos quais há constante troca de regime ao longo do canal. O desenvolvimento dos padrões geométricos de bacias sucessivas, em canais naturais, tem sido estudado por diversos autores, mas ainda não há conclusões sobre os esforços erosivos provocados pelas quedas naturais. Os trabalhos atuais sobre esse tema são voltados às pequenas quedas d'água, como as corredeiras, mas, de certo modo, são análogos às quedas mais pronunciadas, como as cachoeiras ou cascatas (Figura 6.50). Em uma abordagem mais ousada, os estudos sobre a geometria das bacias formadas a jusante de quedas d'água naturais, podem explicar a gênese das fossas a jusante de vertedouros.

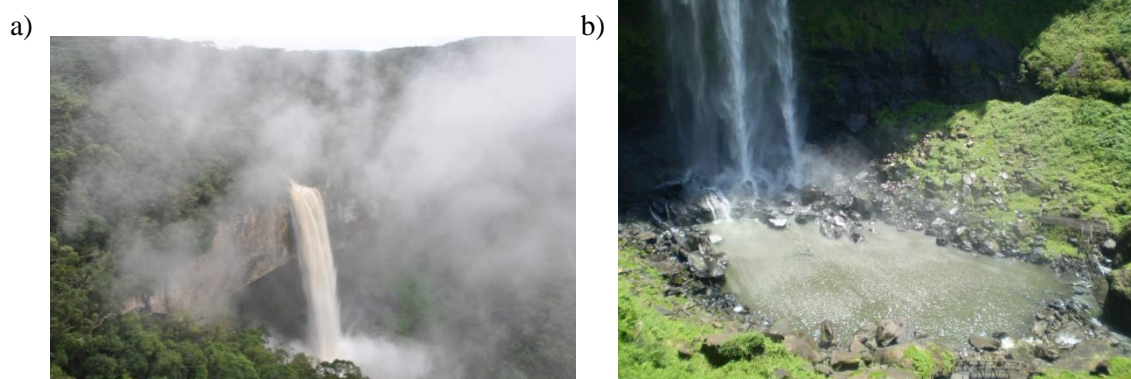


Figura 6.50 – (a) Queda d'água e (b) fossa de erosão formada na Cascata do Caracol, em Canela-RS, Brasil. Fotos disponíveis em: < <http://olhares.uol.com.br/>>, Olhares, Fotografia Online (UOL). (a) Autora: ROMARE, Upload: 2010; (b) Autora: Reny, Upload: 2009.

Um degrau de rio é definido por Wyrick e Pasternack (2008, p. 1) como sendo análogo a uma cascata, cachoeira, ou corredeira, ou seja, é uma queda aproximadamente vertical em um canal, com fundo erodido situado a jusante. Segundo os autores, a evolução de um degrau de rio pode ser caracterizada pelo processo de progressão da bacia a jusante, seu recuo a montante, e a geometria da bacia onde ocorre o ressalto hidráulico. Esses processos interagem com complexas variáveis hidrológicas e geológicas. A carga de sedimentos também é importante na evolução da fossa (WYRICK & PASTERNAK, 2008, p. 3-4).

Chartrand et al. (2011, p. 148) cita as estruturas hidrodinâmicas, as quais são vistas na Figura 6.51, de possível ocorrência em bacias naturais. Esses padrões foram identificados experimentalmente e com base em observações de campo.

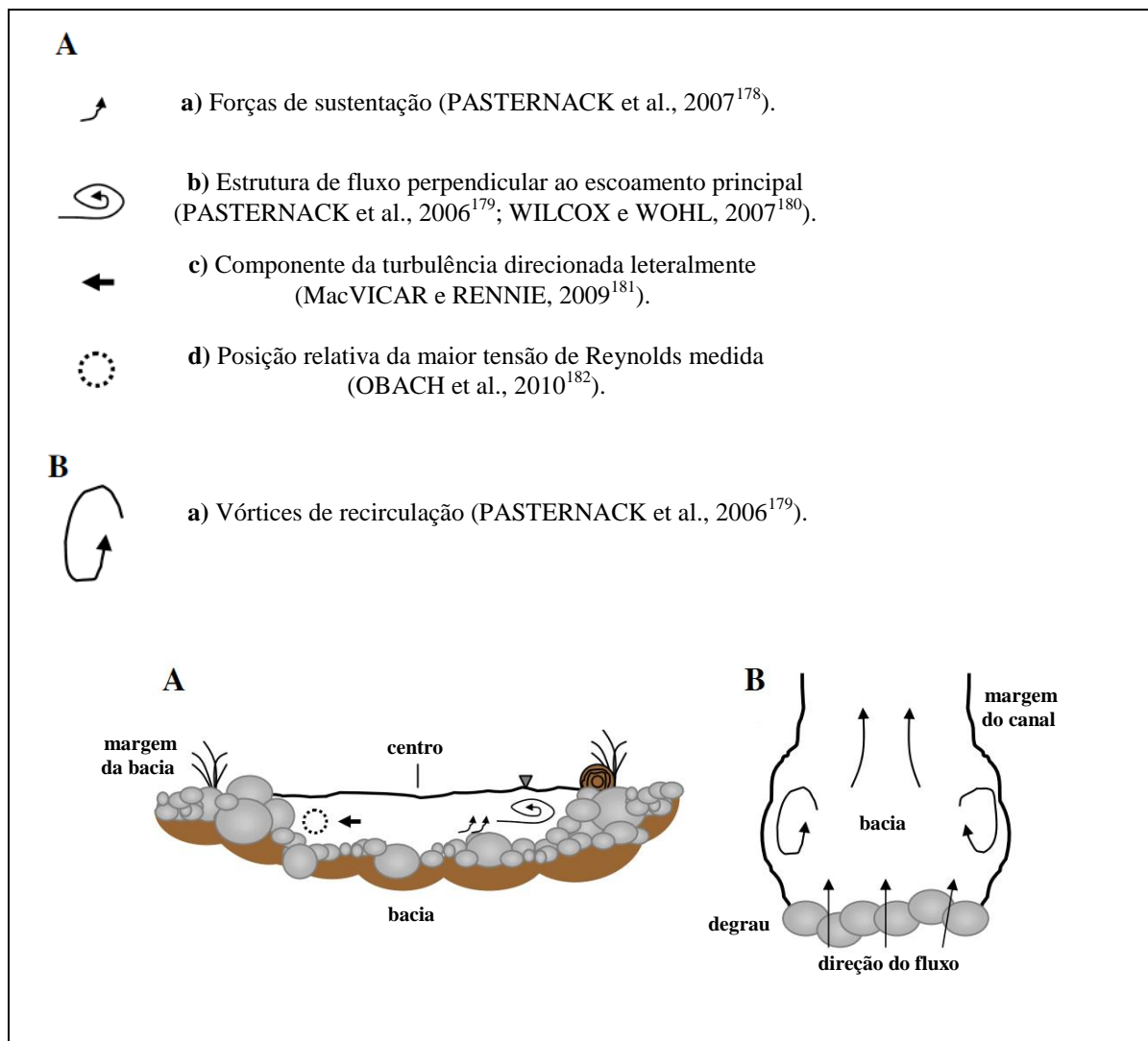


Figura 6.51 – (A) seção transversal de uma bacia formada naturalmente; (B) vista em planta dos vórtices de recirculação que podem se desenvolver em bacias naturais (CHARTRAND et al., 2011, p. 148)

<sup>181</sup> PASTERNAK, G. B.; ELLIS, C. R.; MARR, J. D. Jet and hydraulic jump near-bed stresses below a horseshoe waterfall. **Water Resources Research**, 2007, 43, W07449. doi:10.1029/2006WR005774.

<sup>182</sup> PASTERNAK, G. B.; ELLIS, C. R.; LEIER, K. A.; VALLÉ, B. L.; MARR, J. D. Convergent hydraulics at horseshoe steps in bedrock rivers. **Geomorphology**, 2006, 82, pp. 126–145.

<sup>183</sup> WILCOX, A.; WOHL, E. E. Field measurements of 3-dimensional hydraulics in a step-pool channel. **Geomorphology**, 2007, 83, pp. 215–231.

<sup>184</sup> MacVICAR, B. J.; RENNIE, C. D. Lateral distribution of turbulence and secondary currents in a non-uniform open channel flow. **International Association of Hydraulic Engineering and Research**, 2009, 33rd Congress, Vancouver, Canada.

<sup>185</sup> OBACH, L.; MacVICAR, B. J.; BEST, J. The effect of channel width and bedform length on riffle-pool hydrodynamics. **Seventh Gravel-Bed Rivers Conference**, 2010, Tadoussac, Quebec.



Chartrand et al. (2011, p. 147), através da calibração de dados obtidos em campo, juntamente com os dados de Chartrand (1997<sup>186</sup>); Chartrand e Whiting (2000<sup>187</sup>); Lenzi (2001<sup>188</sup>); e, Zimmerman e Church (2001<sup>189</sup>), ajustaram duas fórmulas que relacionam a largura, o comprimento e a profundidade da bacia, com a altura das quedas sucessivas. No trabalho, os autores limitaram-se a estudos sobre bacias sucessivas com regulação natural das margens e do leito, isto é, os autores não consideraram experimentos onde a geometria do canal é fixa, ou sistemas degrau-bacia que, apesar de sofrerem processo erosivo ou/e deposicionário, foram artificialmente construídos. Finalmente, os autores agruparam as tendências observadas, resultando em uma fórmula (6.90) representativa das várias configurações possíveis de formação de bacias naturais. Onde  $W$  é a largura da bacia,  $Z_s$  é altura de queda, equivalente ao  $Z_{concha}$  utilizado no presente trabalho ( $Z_s \equiv Z_{concha}$ ), e  $s$  é a linha de declividade dos patamares ( $s \equiv Z_{concha}/L_f$ ). Simplificando a fórmula (6.90), resulta que:  $W \approx L_f$ , isto é, a largura ( $W$ ) a ser atingida naturalmente pela bacia é aproximadamente igual ao comprimento ( $L_f$ ) avançado pela mesma.

$$\frac{Z_s}{W} = s \quad (6.90)$$

### 6.8.1 Condições de escoamento na bacia

Conforme explicam Wyrick e Pasternack (2008, p. 2), os canais naturais podem expandir ou contrair em um grau arbitrário, ao longo de uma bacia, produzindo diversas trajetórias de queda possíveis a jusante e condições diferentes de ressalto hidráulico, incluindo a ausência do mesmo. A combinação dos efeitos de dissipação de energia, erosão do leito, e desenvolvimento dos patamares são desconhecidos.

<sup>186</sup> CHARTRAND, S. M. **A geometric analysis of step-pool architecture in alluvial headwater streams of Idaho**. M.S. Thesis, Case Western Reserve University, Cleveland, OH, 1997.

<sup>187</sup> CHARTRAND, S. M.; WHITING, P. J. Alluvial architecture in headwater streams with special emphasis on step-pool topography. **Earth Surface Processes and Landforms**, 2000, 25, pp. 583–600.

<sup>188</sup> LENZI, M. A. Step-pool evolution in the Rio Cordon, Northeastern Italy. **Earth Surface Processes and Landforms**, 2001, 26. doi:10.1002/esp. 239.

<sup>189</sup> ZIMMERMAN, A.; CHURCH, M. Channel morphology, gradient profiles and bed stresses during flood in a step-pool channel. **Geomorphology**, 2001, 40, 311–327.

As tensões cisalhantes no leito, a jusante de um degrau, podem decrescer mesmo se a vazão aumentar, conforme Pasternack et al. (2006<sup>190</sup> apud WYRICK & PASTERNAK, 2008, p. 2), porque a velocidade junto ao fundo depende do regime do ressalto na bacia. Segundo Wyrick e Pasternack (2008, p. 2), na dinâmica de degraus, apesar de o regime do ressalto formado ser um parâmetro importante, há um fator que é regido pela geometria da calha de cada patamar.

De acordo com a teoria clássica dos regimes em canal, em uma dada seção transversal, a largura, a profundidade e a velocidade podem ser relacionadas com a vazão, por três funções de potência: equações (6.91), em que  $b + f + m = 1$  e  $a \cdot c \cdot k = 1$  onde  $W$ ,  $h$  e  $V$  são as grandezas médias de largura, profundidade e velocidade, respectivamente (LEOPOLD & MADDOCK, 1953<sup>191</sup> apud WYRICK & PASTERNAK, 2008, p. 6).

$$W = a \cdot Q^b ; h = c \cdot Q^f ; e V = k \cdot Q^m , \quad (6.91)$$

onde  $\frac{W \cdot h \cdot V}{Q^{b+f+m}} = a \cdot c \cdot k$  é adimensional.

O autor comenta que já existem parâmetros para escoamentos de baixo curso de rios, mas ainda não há para escoamentos a jusante de ressalto, no alto curso de rios. Dingman (2007<sup>192</sup> apud WYRICK & PASTERNAK, 2008, p. 6) interpretou esses parâmetros de forma analítica, explicando que quando o parâmetro  $b$  é igual a zero, o canal deve ser necessariamente retangular, pois a largura ( $W$ ) não aumenta com o aumento da vazão ( $Q$ ), e quando o parâmetro  $f$  é igual a zero, o canal é infinitamente largo, pois a profundidade ( $h$ ) não aumenta com o aumento da vazão ( $Q$ ).

<sup>190</sup> PASTERNAK, G. B.; ELLIS, C. R.; LEIER, K. A.; VALLE, B. L.; MARR, J. D. Convergent hydraulics at horseshoe steps in bedrock rivers. **Geomorphology**, 2006, doi:10.1016/j.geomorph.2005.08.022.

<sup>191</sup> LEOPOLD, L. B.; MADDOCK, T. J. Hydraulic geometry of stream channels and some physiographic implications. **U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.** 252, U.S. Geol. Surv., Reston, Va., 1953.

<sup>192</sup> DINGMAN, S. L. Analytical derivation of at-a-station hydraulic-geometry relations. **J. Hydrol.** Amsterdam, 2007, 334, 17 – 27, doi:10.1016/j.jhydrol.2006.09.021.

## 6.8.2 Modelagem do escoamento na bacia

Os regimes de escoamento ensaiados na calha a jusante do vertedouro salto esqui do presente trabalho podem ser reproduzidos segundo as equações (6.91) de Leopold e Maddock (1953<sup>193</sup> apud WYRICK e PASTERNAK, 2008, p. 6). Para tanto, sendo conhecidas as grandezas do escoamento subcrítico, como a largura do canal ( $W$ ), a altura da lâmina d'água ( $y_{2,s=1}$ ), a vazão ( $Q$ ) e a velocidade ( $V_2$ ), bastam ser definidos três dos coeficientes dessas equações, para que as mesmas tenham solução. No caso do presente trabalho, os coeficientes foram tomados de forma analítica, com base nas análises já realizadas. Sendo assim, as equações a resolver são:

$$W = a \cdot Q^b \quad (6.92)$$

$$y_{2,s=1} = c \cdot Q^f \quad (6.93)$$

$$V_2 = k \cdot Q^m \quad (6.94)$$

onde,

$m$  é calculado por:  $m = 1 - b - f$ , ou seja, diminui com o aumento de  $b$  ou  $f$ ;

$b$ , calculado por:  $b = \sqrt{g \cdot y_j} / V_j$ , que é o inverso do número de Froude do escoamento na seção de lançamento do jato;

$f$  é calculado por:  $y_c / Z_{concha}$ , que é análogo ao número de queda ( $D$ );

A partir desses coeficientes arbitrados,  $k$  foi calibrado em função de  $m$ , como pode ser visto na Figura 6.52, resultando na equação (6.95). É adiantado que este ajuste aos dados medidos no presente trabalho será utilizado na determinação da altura lenta do ressalto clássico ( $y_{2,s=1}$ ) reduzida, isto é, no caso de a largura do canal ( $W$ ) de projeto ser maior que a largura da calha do vertedouro ( $w$ ) no lançamento do jato. Isto é proposto devido às condições ensaiadas no presente trabalho serem bastante limitadas neste sentido, pois os dados foram obtidos somente

<sup>193</sup> LEOPOLD, L. B.; MADDOCK, T. J. Hydraulic geometry of stream channels and some physiographic implications. **U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.** 252, U.S. Geol. Surv., Reston, Va., 1953.

para a condição:  $W = w$ . Esta abordagem realizada é bastante conservadora, conforme justificado na etapa 6.9.5 deste trabalho.

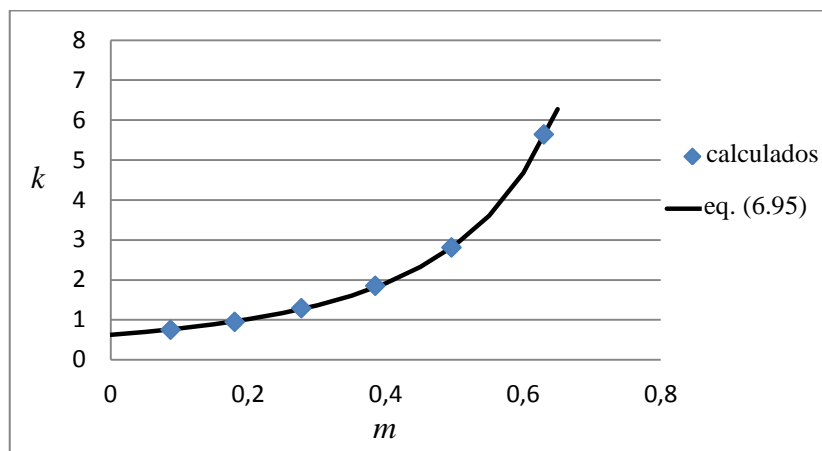


Figura 6.52 – ajuste do coeficiente  $k$  em função do coeficiente  $m$  calculado para os dados obtidos no presente trabalho

$$k = [1,24 \cdot (1 - m)]^{2,2} \quad (6.95)$$

Com a equação (6.95), os outros coeficientes podem ser calculados:

$$a = \frac{W}{Q^b} \quad (6.96)$$

$$c = \frac{1}{a \cdot k} \quad (6.97)$$

Finalmente, a altura subcrítica  $y_{2,S=1}$  para o ressalto clássico ( $S = 1$ ), pode ser obtida pela equação (6.93), em função da largura da bacia de dissipação ( $W$ ). O método proposto em 6.9.5, no caso de:  $W > w$ , tem o intuito de apresentar profundidades de colchão d'água, para fins de amortecimento do jato, conservadoras, isto é, a altura lenta do ressalto clássico ( $y_{2,S=1}$ ) obtida por este método é reduzida. Sendo assim, o método não deve ser utilizado no cálculo da perda de energia no ressalto, pelo motivo de ser contra a segurança neste aspecto.

## 6.9 ASPECTOS GEOMÉTRICOS DE FOSSAS DE EROÇÃO

A fossa de erosão se diferencia de uma bacia de dissipação, na medida em que é admitida a evolução de seus contornos sólidos pela ação da água, durante a vida útil do projeto. Isto é, uma bacia de dissipação não deve sofrer erosão nem deposição de sedimentos na situação para a qual foi projetada. Na bibliografia, os vários estágios possíveis de uma fossa de erosão são modelados de forma controlada, isto é, em bacias de dissipação com leito fixo, ou móvel.

Nesta etapa do trabalho, são disponibilizados alguns estudos encontrados na bibliografia, sobre os aspectos hidráulicos e geométricos de diferentes configurações de bacias de dissipação. Procurou-se transpor esses estudos para o enfoque do presente trabalho, isto é, para uma fossa de erosão a jusante de vertedouro salto esqui, quando permitido.

### 6.9.1 Pressões nas paredes

Investigações feitas por Zarnani e Borghei (2005<sup>194</sup> apud ZARNANI e BORGHEI, 2006, p. 2) mostram que a redução na largura da bacia de 6 para 3 vezes a largura do jato, não causa alterações significativas nas pressões medidas no chão da mesma. Porém, em uma bacia mais estreita, as pressões médias nas paredes laterais, podem tanto aumentar, no caso de jatos desenvolvidos, como diminuir, no caso do núcleo do jato impactar o fundo da bacia (ZARNANI e BORGHEI, 2006, p. 9-10). Os autores também afirmam, a partir de ensaios, que o efeito da inclinação das paredes é semelhante ao estreitamento do fundo da bacia.

Manso (2006, p. 153) realizou ensaios comparativos entre bacia de dissipação plana e lateralmente confinada, com velocidades de emissão do jato próximas às de protótipo. Em seus experimentos, o autor observou que o confinamento lateral da bacia alterou o padrão de recirculação da mesma, proporcionando um fluxo ascendente no contorno do jato mergulhante, situação que ocasionou um aumento da tensão de cisalhamento sobre o jato. Esse processo de dissipação de energia foi maior em bacias mais estreitas, causando uma queda exponencial das pressões no fundo da bacia, conforme aumentou-se a profundidade do colchão. Por isso, assumir que a evolução do processo de erosão é uma sucessão de estágios de fundo plano, leva a sobreestimar as pressões de impacto.

---

<sup>194</sup> ZARNANI, P.; BORGHEI, S.M. Hydrodynamic Pressure Fluctuations due to Circular and Rectangular Jets in Plunge Pools. **Proceedings** of the 17th Canadian Hydrotechnical Conference, Edmonton, Canada, 2005, pp. 855-864.

No caso de estreitamentos pouco pronunciados, a recirculação do fluxo provoca uma zona de aprisionamento de bolhas, as quais retornavam ao jato e impactavam novamente na bacia. Nestes casos, conforme Melo (2001<sup>195</sup> apud MANSO, 2006, p. 156), o aumento da concentração de ar incrementa as flutuações de pressão na zona de incidência. Contudo, Manso (2006, p. 169), afirma que na condição de uma profundidade de colchão suficiente, obteve resultados favoráveis à redução de flutuação de pressão, caso:  $y_2/B > 6$ .

### 6.9.2 Perda de energia

No presente trabalho, o ressalto é formado na calha do canal a jusante de uma concha de lançamento, sendo assim, detém perdas de energia que estão implícitas no decorrer da trajetória do jato no ar e no impacto com a soleira da bacia de dissipação de fundo plano, onde parte do fluxo é direcionada para montante da bacia, além da turbulência formada dentro do próprio ressalto hidráulico. Devido a estas complexidades da modelagem em questão, para fins de comparação com as diferentes condições de ressalto observadas na bibliografia, serão tomadas as características do jato na seção de lançamento do vertedouro salto esqui, isto é:  $y_j$  e  $F_j$ .

As relações obtidas para o presente trabalho podem ser vistas na Figura 6.53, onde são comparadas com as obtidas para um ressalto clássico e seus graus de submergência segundo Peterka (1958, p. 25), e com os dados fornecidos por Mohamed Ali (1991, p. 91) para ensaios realizados em leito rugoso. Além das perdas de energia adicionais causadas por diferentes condições impostas ao ressalto, Nikmehr e Tabebordbar (2010, p. 21) concluem que o ressalto formado em uma rampa em aclave, assim como em leitos rugosos, também reduz o comprimento do ressalto.

---

<sup>195</sup> MELO, J. F. **Hydrodynamic loads acting on floor slabs of energy dissipation basins by plunging jets**. Ph. D. Thesis, Instituto Superior Técnico, Lisbon, Portugal, 2001.

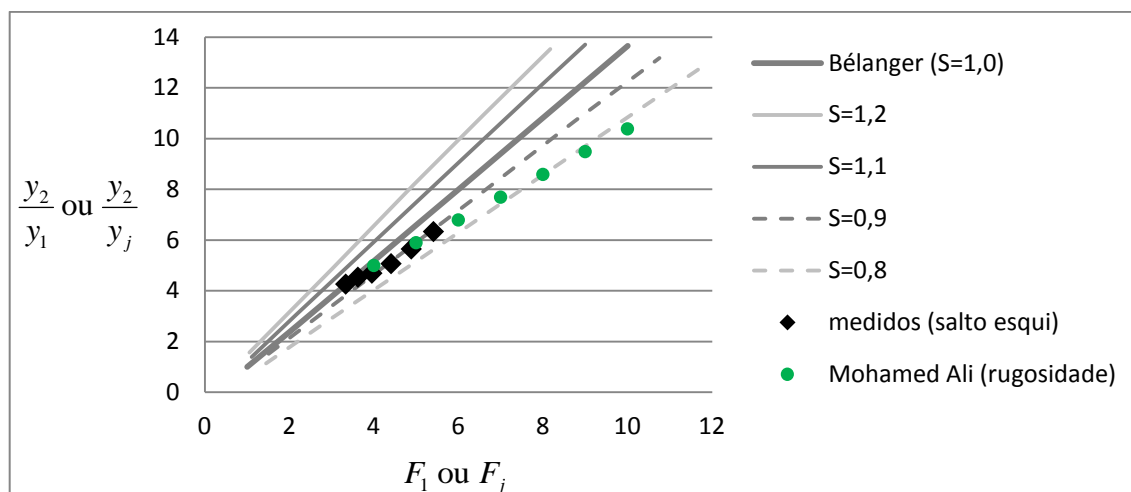


Figura 6.53 – comparação das alturas lentas do ressalto para a condição de um ressalto a jusante de um vertedouro salto esquí e a condição sobre um leito rugoso, com as alturas lentas conjugadas do ressalto clássico (S=1)

A energia dissipada pelo ressalto submerso foi considerada por Liu (2005, p. 696) em um método de previsão da profundidade de equilíbrio da fossa. Segundo o autor, o ressalto que ocorre dentro da fossa de erosão tem formação sobre o paramento de jusante da mesma, com base no fluxo do jato que é defletido pela soleira. Esse fluxo, em um primeiro momento, percorre a soleira junto ao fundo, para depois aumentar a dissipação no colchão d'água tal como em um ressalto submerso, mas no caso de uma fossa de erosão, tem uma variável adicional, isto é, a inclinação da soleira.

Segundo Annandale (2006, p. 159), a informação de como é a dissipação de energia distribuída na extensão de um ressalto hidráulico não está prontamente disponível. Contudo, é razoável esperar que a distribuição espacial da perda de energia ao longo de um ressalto hidráulico comum, siga uma forma exponencial negativa, com menores taxas de dissipação a jusante, mas, em um ressalto afogado contornado por uma fossa, a situação fica mais complexa. Assim que estudos neste sentido são desenvolvidos, a distribuição de perda de energia ao longo do comprimento do ressalto e, principalmente sobre o leito, devem proporcionar uma avaliação realista da distribuição espacial do poder erosivo sob um ressalto hidráulico. No [capítulo 8](#) é desenvolvido um método para determinação da energia erosiva do jato sobre o leito da fossa.

### 6.9.3 Comprimento da fossa de erosão

Peterka (1958, p. 137), ao desenvolver uma bacia de dissipação para válvulas de jato oco, percebeu que o nível de jusante da bacia deve ser suficiente para haver formação de um colchão d'água, caso contrário, não há ação dissipadora pela bacia. A profundidade ótima da bacia, com revestimento de fundo, também foi determinada. Com estas grandezas estabelecidas, a ação do jato na bacia foi examinada a fim de se descobrir o comprimento ótimo da mesma. Essa distância foi adotada então no local em que o fluxo descolava-se do fundo sem auxílio de uma soleira terminal. O autor afirmou ainda que se o comprimento da bacia for maior que o necessário, a recirculação do fluxo agiria de modo a transferir sedimentos de jusante para dentro da bacia, o que não é desejado em bacias de dissipação revestidas, devido à ação abrasiva destes materiais.

Em seus experimentos, Peterka (1958, p. 138) observou que, se as alturas ótimas de jusante do ressalto afogado são excedidas, ocasiona maior distância percorrida pelo fluxo de fundo na bacia de dissipação, o que leva a necessidade de bacias de comprimento elevado nestas condições.

Com relação ao ressalto formado em fossas de erosão escavadas naturalmente, Martins (1973<sup>196</sup> apud CID SOLÉ, 2004, p. 33), abordou as características geométricas da fossa estabilizada para um jato de queda livre. O autor realizou ensaios tridimensionais utilizando pequenos cubos de argamassa como material de leito, obtendo-se um comprimento da fossa ( $L_f$ ), o qual foi tomado a partir do ponto de impacto do jato, conforme expresso na equação (6.98). O comprimento das extensões laterais da fossa ( $L'_f$ ), bem como a extensão da fossa a montante do impacto do jato, são expressos pela equação (6.99).

$$L_f = 2 \cdot \cos(\theta_0) \cdot \sqrt[4]{D \cdot (D + B)^3} \quad (6.98)$$

$$L'_f = 0,8 \cdot \sqrt[4]{D \cdot (D + B)^3} \quad (6.99)$$

Nestas equações, o comprimento longitudinal, em planta, da área erodida, é dado por  $L = L_f + L'_f$ , o qual está em relação ao leito natural do rio, isto é, o comprimento  $L$  não

---

<sup>196</sup> MARTINS, R. B. F. Contribution to the knowledge on the scour action of free jets on rocky river beds. **Transactions** of the 11th International Congress on Large Dams, Vol II, Question 41. Reply 44, Madrid, Spain, June 1973, pp 799-814.



considera a barra a jusante da fossa. Como a altura de colchão ( $D+h$ ) pode ser tomada pela altura lenta do ressalto ( $y_2$ ), necessária para difundir o jato (Figura 3.12), sendo  $y_3$  a altura da lâmina d'água do rio a jusante da fossa, tem-se que a profundidade da fossa pode ser obtida por:  $D = y_2 - y_3$ .

Uma fórmula simplificada pode ser obtida através dos dados fornecidos por Cid Solé (2004, p. 125; p. 134), o qual realizou ensaios tridimensionais onde foram obtidas medições para a situação de equilíbrio da fossa, tal como a profundidade da fossa ( $D$ ), o comprimento da fossa ( $L$ ) e a altura da barra a jusante da fossa ( $A_i$ ). Os gráficos (Figura 6.54 e Figura 6.55) são vistos a seguir.

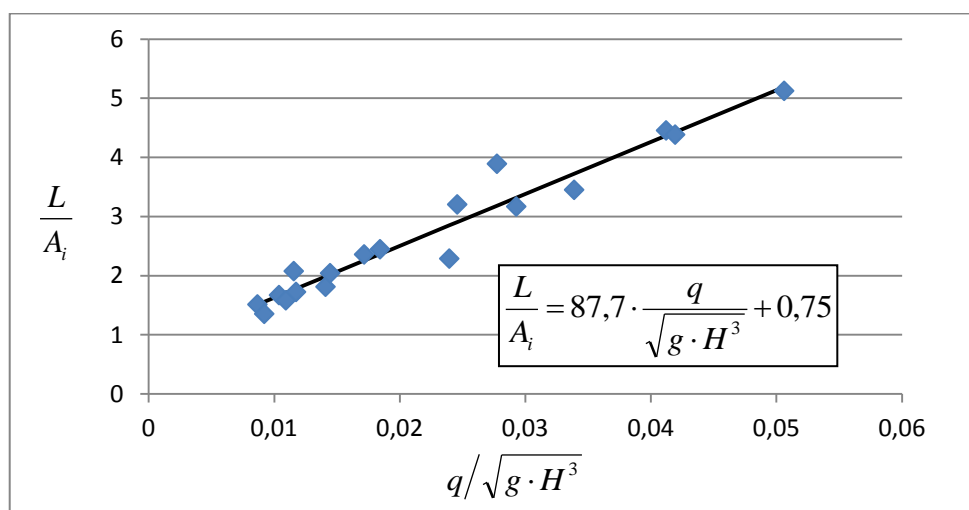


Figura 6.54 – comprimento adimensional da fossa  
(adaptado de CID SOLÉ, 2004, p. 125)

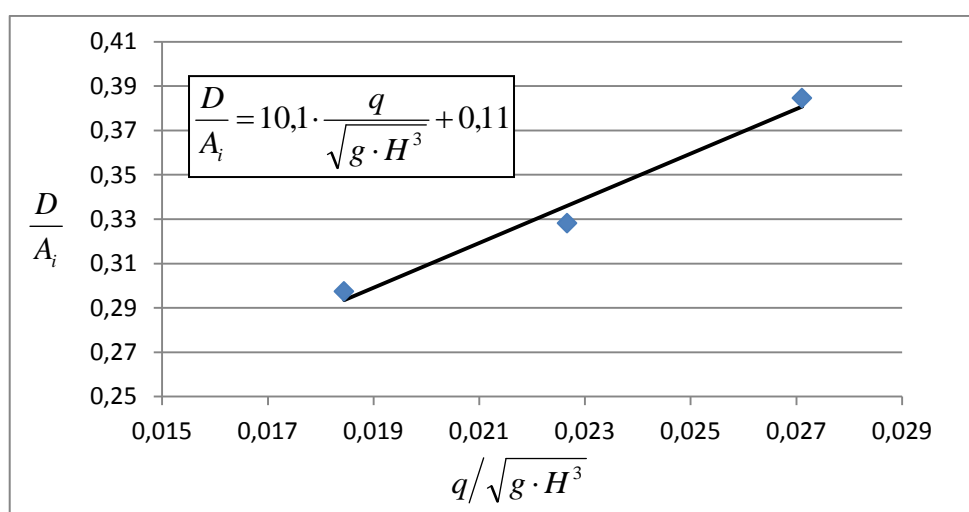


Figura 6.55 – profundidade adimensional da fossa  
(adaptado de CID SOLÉ, 2004, p. 134)

Relacionando-se as duas tendências observadas nos gráficos anteriores (Figura 6.54 e Figura 6.55), resulta na expressão:

$$\frac{L}{D} = \frac{87,7 \cdot q \cdot g^{0,5} \cdot H^{1,5} + 0,75 \cdot g \cdot H^3}{10,1 \cdot q \cdot g^{0,5} \cdot H^{1,5} + 0,11 \cdot g \cdot H^3}, \quad (6.100)$$

em que algumas simplificações, a favor da segurança, podem ser feitas, sem alteração significativa no resultado final, resultando em:

$$\frac{L}{D} = 8,7 \quad (6.101)$$

Finalmente, esta relação pode ser expressa por:

$$L = 8,7 \cdot (y_2 - y_3) \quad (6.102)$$

Para fins de comparação, foram utilizados os parâmetros recomendados no presente trabalho (Figura 7.3), nas fórmulas (6.98) e (6.99), vistas neste capítulo, de Martins (1973<sup>197</sup> apud CID SOLÉ, 2004, p. 33), e na fórmula (6.102) obtida de Cid Solé (2004), referentes ao comprimento da fossa ( $L$ ). Os resultados foram plotados então na Figura 6.56, junto com a fórmula (6.104) de Smetana (1933<sup>198</sup> apud BHUTTO, 1987, p. 27) e a equação (6.104) de Marques et al. (1997<sup>199</sup> apud BORJA, 2009, p. 48, 57), respectivas ao comprimento de um ressalto clássico em uma bacia plana ( $L_j$ ) e ao descolamento do fluxo de fundo de um ressalto, do chão da bacia de dissipação, denominado comprimento do rolo ( $L_r$ ). Estas duas últimas equações foram modificadas, conforme visto abaixo, sendo compostas, adicionalmente, pela parcela de extensão da fossa a montante do impacto do jato ( $L'_f$ ).

$$L = 6 \cdot (y_{2,S=1} - y_1) + L'_f \quad (6.103)$$

$$L = 4 \cdot (y_{2,S=1} - y_1) + L'_f \quad (6.104)$$

<sup>197</sup> MARTINS, R. B. F. Contribution to the knowledge on the scour action of free jets on rocky river beds. **Transactions** of the 11th International Congress on Large Dams, Vol II, Question 41. Reply 44, Madrid, Spain, June 1973, pp 799-814.

<sup>198</sup> SMETANA, J. **Experimentalni Studije Vodniho Skoku**. c.2-143, 1933.

<sup>199</sup> MARQUES, M.; DRAPEAU, J. VERRETTE, J. Flutuação de pressão em um ressalto hidráulico. **RBRH: Revista Brasileira de Recursos Hídricos**, v. 2, n. 2, p. 45-52, jul./dez., 1997.

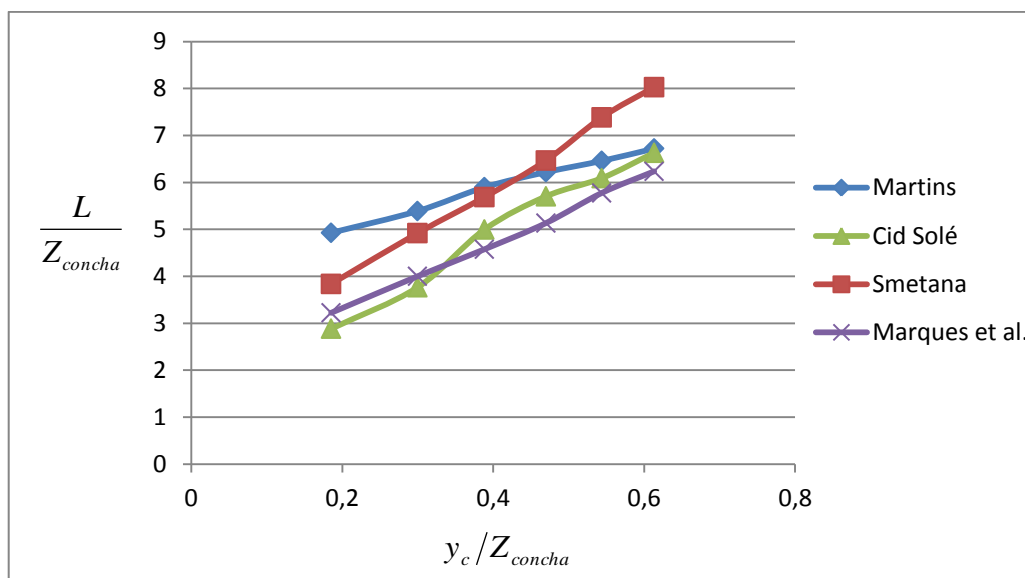


Figura 6.56 – comparação das fórmulas de comprimento do ressalto

Conforme visto na figura (Figura 6.56) anterior, a fórmula obtida com os dados de Cid Solé (2004) coincidiu com a fórmula de Marques et al. (1997). Isto pode ter ocorrido pelo fato de a região final das fossas ensaiadas por Cid Solé (2004) estarem relacionadas com a atuação do fluxo do jato submerso sobre o leito das mesmas, em uma medida proporcional à atuação do fluxo de fundo de um ressalto até seu descolamento do chão da bacia de dissipação, como verificado por Marques et al. (1997).

No caso de um ressalto formado em uma fossa de erosão, como nos casos de Martins (1973) e Cid Solé (2004), o comprimento erodido durante o desenvolvimento da fossa, onde o fluxo atua junto ao fundo, deve ser menor do que o comprimento de um ressalto clássico em uma bacia plana, como no caso de Smetana (1933). Desta forma, conclui-se que a fórmula de Martins (1973) é válida para as maiores vazões ensaiadas no presente trabalho:

$$y_c / Z_{concha} > 0,47 .$$

#### 6.9.4 Fossa curta, com barra

Cid Solé (2004, p. 14), apresentou uma fórmula (6.105) para o cálculo da velocidade do jato na seção de saída da fossa ( $V_a$ ). Ela pode ser aplicada em casos onde a bacia de dissipação é curta, ou seja, não permite o desenvolvimento do ressalto. Nestas condições, o fluxo do jato é desviado pelo formato do fundo da fossa, percorrendo-o até emergir a jusante. Da fórmula

mencionada, tem-se que quanto maior for a profundidade da fossa, tomado como  $y_p$ , em relação à difusão exterior do jato no fundo ( $B_d$ ), conforme vista em 6.4.1, menor será  $V_a$ .

$$\frac{V_a}{V_d} = \left[ 0,9 + 0,4 \cdot \left( \frac{y_p}{B_d} \right)^2 \right]^{-1} \quad (6.105)$$

Caso o comprimento da fossa não for longo o suficiente para o desenvolvimento completo do ressalto, deve-se usar a fórmula (6.105) para cálculo da velocidade do fluxo remanescente do jato na seção de saída da fossa, obtendo-se assim, uma velocidade segura para a verificação do material de fundo nesta região. Conforme Cid Solé (2004, p. 14), para a determinação da geometria final da fossa, a velocidade na seção de saída da fossa ( $V_a$ ) pode ser igualada à velocidade de queda do sedimento ( $w$ ), sendo esta última multiplicada a um coeficiente de segurança, o qual varia de 1,5 a 2,0.

No caso de blocos de rocha, as características de sedimentação e resistência ao arraste dos blocos são mencionadas por Simons e Sentürk (1992<sup>200</sup> apud SAWADOGO, 2010, p. 39). O diâmetro equivalente de sedimentação de um cubo pode ser definido como o diâmetro efetivo de uma esfera, a qual possui a mesma velocidade de queda e a mesma densidade relativa desse cubo. O cálculo da velocidade de queda ( $w$ ) é então feito através da equação (6.106), onde  $\gamma'$  é o peso específico submerso do sólido. Desta equação, diâmetro equivalente do cubo ( $D_s$ ) pode ser obtido por retro-análise, obtidos os parâmetros restantes através de ensaios: velocidade de queda ( $w$ ); e o coeficiente de arraste ( $C_D$ ).

$$w^2 = \frac{4 \cdot g \cdot \gamma' \cdot D_s}{3 \cdot C_D \cdot \gamma} \quad (6.106)$$

### 6.9.5 Largura/recirculação lateral

Peterka (1958, p. 138) alerta que, mesmo a largura da bacia de dissipação não ser uma dimensão crítica de projeto, deve-se ter cuidado para que ela não fique muito pequena, ou

<sup>200</sup> SIMONS, D. B.; SENTÜRK, F. Sediment Transport Technology: Water and Sediment Dynamics. **Water Resources Publications**: Littleton, Colorado, 1992.

muito grande, pois isso traz reduções na eficiência e causa instabilidade na bacia de dissipação.

Para um colchão d'água sob a incidência de um jato de um vertedouro salto esqui, tem-se que os maiores desníveis entre a profundidade do poço de acumulação ( $y_p$ ) e a profundidade subcrítica de jusante do ressalto ( $y_2$ ) são atingidos para um menor ângulo de incidência ( $\theta_0$ ), pois, desta maneira, o efeito da componente que arrasta a água para jusante é maior. Caso contrário, quanto maior é o  $\theta_0$ , menor o efeito da componente para jusante, diminuindo o desnível. Em termos de recirculação, a tendência observada é da água que está na cota mais elevada se deslocar para a região de cota inferior, mas se o jato estiver confinado, isto é, incidir no leito do rio entre duas paredes, a recirculação lateral fica impossibilitada. Os desníveis entre  $y_p$  e  $y_2$  podem ser significativos se as condições topográficas forem tais que permitam uma recirculação lateral de montante para jusante, somada ao efeito da elevação do nível de jusante provocada pela incidência do jato, à barra submersa, e à agitação (BRIGHETTI, 2004, p. 3).

Quando a largura do jato é próxima à largura da fossa de erosão, impede-se a possibilidade de recirculações entre os níveis de montante e jusante da fossa, reduzindo a altura de colchão de montante ( $y_p$ ). Isso pode remover o efeito benéfico desta altura em casos onde seja necessário um maior colchão de amortecimento do jato (PUERTAS-AGUDO, 1994<sup>201</sup> apud MANSO, 2006, p. 23).

Ferreri e Nasello (2002, p. 497), fizeram um estudo qualitativo sobre os padrões de ressaltos ocorridos em uma bacia de dissipação larga, com incidência de um jato em queda livre. Neste estudo extensivo, foram ensaiadas diferentes relações  $w/W$ , conforme visto na Figura 6.57, onde  $w$  é a largura da calha do vertedouro e  $W$  é a largura da bacia de dissipação.

---

<sup>201</sup> PUERTAS-AGUDO, J. **Hydraulic criteria for the design of energy dissipation basins in arch dams with free crest overfall**, Ph. D. Thesis, Universitat Politècnica de Catalunya, 1994.

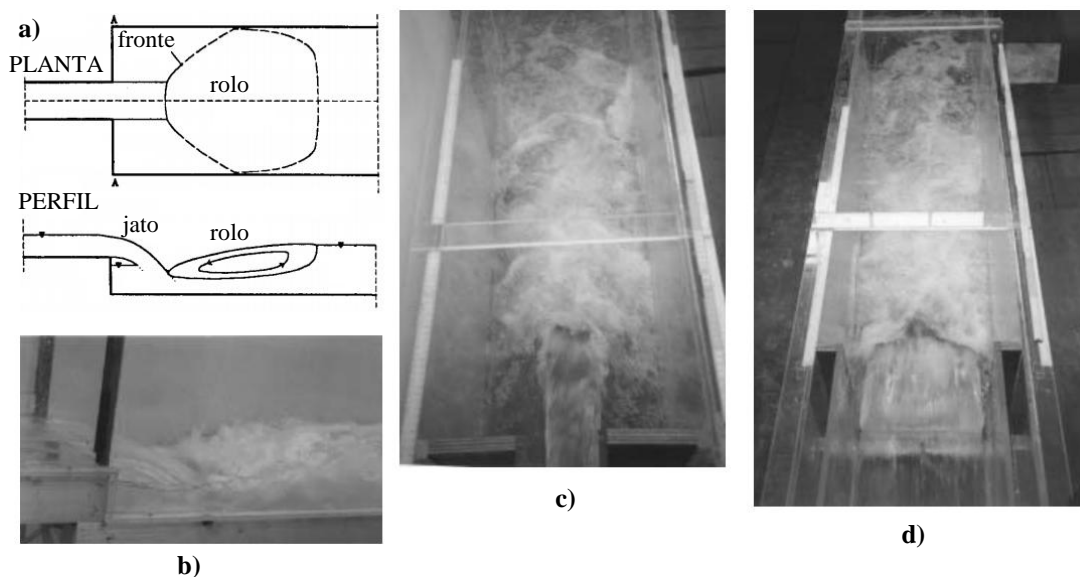


Figura 6.57 – padrão do fluxo para jato incidindo na bacia: a) descrição esquemática; b) vista lateral para  $w/W=3/4$ ; c) vista superior para  $w/W=1/4$ ; d) vista superior para  $w/W=3/4$  (FERRERI & NASELLO, 2002, p. 497)

Pagliara et al. (2009, p. 5066) realizaram um estudo do processo de dissipação de energia em uma bacia de dissipação com fundo móvel, e fluxo de montante em uma calha de inclinação e largura variáveis, conforme pode ser visto na Figura 6.58. Pela análise dos ensaios, realizados para a largura da bacia de dissipação ( $W$ ) maior em até 2,8 vezes a largura da calha do vertedouro ( $w$ ), os autores concluíram que o aspecto do alargamento da bacia é o que mais influência na dissipação de energia.

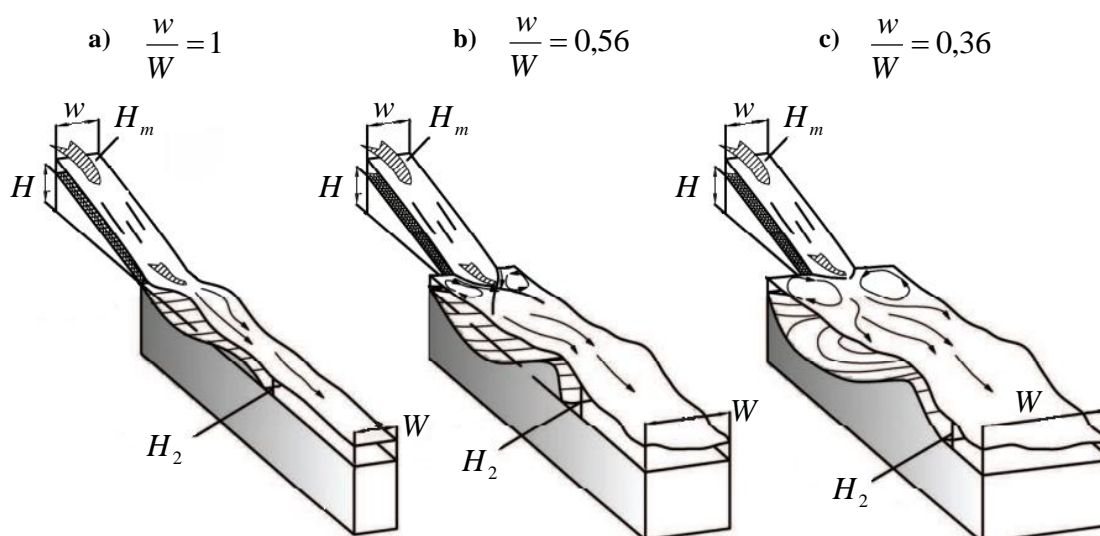


Figura 6.58 – bacia de dissipação com fundo móvel, com fluxo de montante em uma calha de inclinação e largura variáveis (PAGLIARA et al., 2009, p. 5061)

Conforme os parâmetros esquematizados na figura anterior, Pagliara et al. (2009, p. 5063-5064) propuseram coeficientes para a equação (6.107), a fim de ajustar a taxa de perda de energia do escoamento de montante para jusante, dentro das diversas condições ensaiadas. Conforme proposto pelos autores, esta equação leva em consideração as perdas sofridas na rampa.

$$\frac{H_m - H_2}{H_m} = a + (1 - a) \cdot \exp\left(c \cdot \frac{y_c}{H}\right) \quad (6.107)$$

onde:

$$a = \frac{\alpha \cdot (y_2/y_1) + \beta}{1 - \exp\left(c \cdot \frac{y_c}{H}\right)} \quad (6.108)$$

$$\alpha = -0,084 \cdot \left(1 - \exp\left(-10 \cdot \frac{y_c}{H}\right)\right) \cdot \left(\frac{W}{w} - 1\right)^{0,36} \quad (6.109)$$

$$\beta = 0,25 \cdot \left(1 - \exp\left(c \cdot \frac{y_c}{H}\right)\right) + 0,232 \cdot \left(1 - \exp\left(-10 \cdot \frac{y_c}{H}\right)\right) \cdot \left(\frac{W}{w} - 1\right)^{0,36}$$

$$c = -1,9 \quad (6.111)$$

Como a largura da bacia de dissipação ( $W$ ) de projeto é usualmente maior que a largura da calha do vertedouro ( $w$ ) no lançamento do jato, é proposto a seguir um método de cálculo da altura lenta do ressalto clássico ( $y_{2,S=1}$ ) nesta condição. Esta profundidade de referência é um importante parâmetro utilizado nos métodos de verificação da profundidade de colchão d'água necessária em fossas de erosão, apresentados mais adiante no presente trabalho. Então, conforme as considerações de aplicação tomadas no item 7.4, para a condição de  $W > w$ , esta altura ( $y_{2,S=1}$ ) pode ser obtida segundo relações apresentadas na bibliografia para o ressalto hidráulico tipo-B, conforme visto na Figura 6.59. Contudo, esta abordagem contém certas limitações, pois o ressalto hidráulico que ocorre na fossa de erosão a jusante de um vertedouro

salto esqui possui uma zona de recirculação a montante do impacto do jato, além de ter uma geometria de leito complexa, isto é, rugosa e não horizontal.

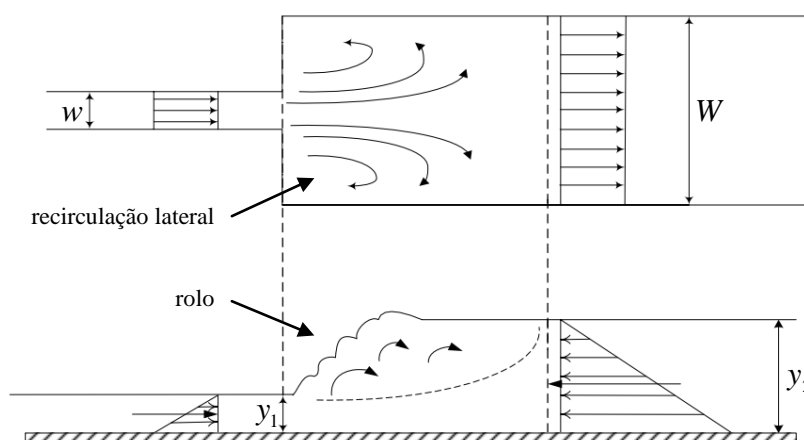


Figura 6.59 – ressalto hidráulico tipo-B (HASAN & MATIN, 2009, p. 3)

Herbrand (1973<sup>202</sup> apud NEGM, 2000, p. 3) investigou ressaltos tipo-B, e sugeriu a fórmula (6.112) para o cálculo da razão  $y_2/y_1$ , onde  $Y$  é esta razão para:  $W > w$ , e  $Y^*$  é a razão das alturas conjugadas do ressalto clássico ( $S=1$  e  $w/W=1$ ) conforme visto em 3.4.2. Esta fórmula, de simples aplicação, apresenta resultados contra a segurança no sentido de dissipação de energia em relação às fórmulas posteriores de Bremen e Hager (1993<sup>203</sup>) e de Martin et al. (1997<sup>204</sup>) conforme Negm (2000, p. 4), e de calibrações de coeficientes para fórmulas existentes, realizadas por Alhamid (2003, p. 64) e por Hasan e Martin (2009, p. 6). O fato de a altura lenta do ressalto ( $y_2$ ) ficar de menor proporção se calculada pela fórmula de Herbrand (6.112), indica, por outro lado, que esta fórmula é a favor da segurança para a determinação da profundidade de colchão d'água no cálculo do amortecimento de um jato mergulhante, como ocorre no caso do presente trabalho, ou seja, se a profundidade do colchão d'água ( $h$ ) é pequena, a fossa ( $D$ ) deverá ser de maior profundidade.

$$Y = Y^* \cdot \sqrt{w/W} \quad (6.112)$$

<sup>202</sup> HERBRAND, K. The spatial hydraulic jump, **Journal Hydraulic Research**, Vol.11, No.3, 1973, pp. 205-218.

<sup>203</sup> BREMEN, R.; HAGER W. H. T-jump in abruptly expanding channel. **J. Hydraulic Research**, Vol.31, No.1, 1993, pp.61-73.

<sup>204</sup> MATIN, M. A.; NEGM, A. M.; EL -SAIAD, A. A.; ALHAMID, A. A. Prediction of sequent depth ratio of free hydraulic jump in abruptly enlarged channels. *The Egyptian Journal for Engineering Sciences and Technology*, (**EJEST Journal**), Faculty of Eng., Zagazig University, Zagazig, Egypt, April 1997, Vol. 2, No.1, pp.31-36.



Conforme metodologia proposta em 6.8.2, a determinação da altura lenta do ressalto clássico ( $y_{2,S=1}$ ), no caso de  $W > w$ , para um jato proveniente de um vertedouro salto esquí, pode feita em uma abordagem conservadora, para fins de determinação da profundidade de colchão d'água. Na Figura 6.60, esta metodologia proposta, feita para impacto de um jato inclinado na bacia de dissipação, onde parte do fluxo é direcionado para montante deste impacto (ver item 6.9.2), é comparada com a fórmula de Herbrand (1973), para ressalto tipo-B, onde o fluxo de montante ao ressalto percorre o fundo horizontal sem impacta-lo.

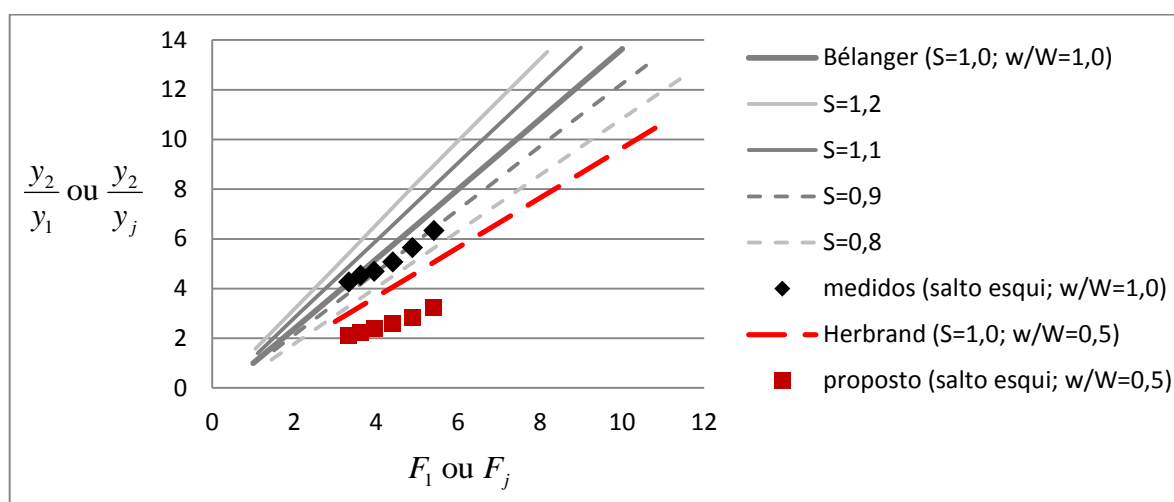


Figura 6.60 – metodologia proposta para determinação da altura lenta do ressalto clássico ( $S=1$ ), no caso de  $W > w$ , para incidência de um jato, proveniente de um vertedouro salto esquí, na bacia de dissipação

Concluindo, tem-se que os valores resultantes da altura lenta do ressalto hidráulico, utilizando a metodologia proposta na etapa 6.8.2 deste trabalho, são propositalmente reduzidos. Com isso, são obtidos resultados a favor da segurança para a altura do colchão d'água de amortecimento do jato. Vale ressaltar que os valores apresentados pela fórmula de Herbrand (1973) já são conservadores neste sentido. Na continuidade do tema, à medida que estudos forem sendo realizados, esta profundidade de colchão d'água de amortecimento do jato, devido à  $W > w$ , poderá ser tomada de maneira mais realista e menos conservadora.

## **7 DETERMINAÇÃO DA PROFUNDIDADE DE COLCHÃO D'ÁGUA NECESSÁRIA PARA AMORTECER A AÇÃO DO JATO SOBRE LEITOS NÃO COESIVOS**

No presente capítulo, é desenvolvida uma metodologia para a determinação da energia cinética do fluxo sobre o leito da fossa de erosão, a fim de controlar a erosão do material de leito não coesivo. Para isso, deve-se ter conhecimento da energia remanescente do jato mergulhante em função da presença de um colchão d'água. Esta proposta está baseada nas análises realizadas nos capítulos [5](#) e [6](#), sobre os dados de pressão dinâmica medidos na bacia de dissipação do presente trabalho. Dentre os ensaios realizados, mediram-se as pressões atuantes sobre a soleira, com respeito à incidência de diferentes condições de jatos mergulhantes no colchão d'água, e diferentes graus de submergência dos ressaltos hidráulicos formados.

Para a dissipação de energia depois que o jato é lançado pelo vertedouro salto esquí, é comum a execução de uma pré-escavação e, com isso, gerar um efeito de bacia de dissipação, prevendo-se a profundidade de colchão d'água existente em função da curva chave do rio a jusante. Desta forma, é possível minimizar os efeitos erosivos do fluxo do jato sobre o leito, ao amortecer a energia incidente sobre o mesmo. Este método prevê apenas pressões médias, por isso, para uma condição de leito rochoso, devido a uma alta energia admitida sobre este leito, o processo erosivo ocorre principalmente devido à ação das flutuações de pressão transmitidas através das fraturas que caracterizam o maciço (PINTO, 1994, p. 7). Neste caso, a estimativa da erosão pode ser feita utilizando a metodologia apresentada no [capítulo seguinte \(8\)](#).

### **7.1 ENFOQUE DO MÉTODO**

A velocidade calculada junto ao fundo pode ser empregada diretamente no dimensionamento do material de leito, o qual deve ser otimizado juntamente com a profundidade do colchão d'água de amortecimento do jato de uma fossa pré-escavada. Utilizando o método proposto neste capítulo é possível estimar a profundidade de colchão d'água requerida por um dado material de leito, no intuito de este resistir à ação erosiva de uma certa pressão dinâmica atuante no fundo.

Berry (1948<sup>205</sup> apud Peterka, 1958, p. 208) recomenda uma fórmula para o dimensionamento de *rip-rap*, a qual ajusta uma fronteira dos dados sobre leitos de protótipos onde ocorreram falhas, em comparação com os dados de onde o leito foi satisfatório. As dimensões foram verificadas materiais com diâmetros entre 0,15-0,85m, e para velocidade atuante entre 2-5m/s. A fórmula (7.1) de Berry (1948) é apresentada no presente trabalho convertida para o sistema internacional de unidades (S.I.), de onde é visto que o diâmetro ( $d$ ) do material de leito deve ser maior que aproximadamente 3/4 da pressão dinâmica atuante sobre ele, dada em metros de coluna de água.

$$d > 0,75 \cdot \frac{V^2}{2 \cdot g} \quad (7.1)$$

Vale ressaltar que em caso de grandes barramentos, a profundidade da fossa pode ser a principal grandeza de projeto pois, nesses casos, a dimensão dos blocos pode ser inviável para que os mesmos resistam contra a ação da água. Então, nestes casos, é priorizado um leito com rocha sã, ou rocha pouco fraturada. Conforme explicado em 3.5.4.4, quanto maiores são as dimensões dos blocos disponíveis, é indicada uma análise da macroturbulência do escoamento atuante nos mesmos, isto é, a correlação de distribuição espacial de pressões, conforme mostrou Melo et al. (2006 apud MANSO, 2006, p. 271) para lajes de concreto.

## 7.2 DEFINIÇÕES DO MÉTODO

Na etapa 5.2.4, foi visto que para o impacto do jato no fundo da fossa, a pressão dinâmica medida no fundo pelos transdutores de pressão em plano horizontal, é transmitida lateralmente em termos de energia cinética. Sendo assim, o cálculo da velocidade junto ao fundo, proposta nesta metodologia, é feito admitindo-se que a componente de energia cinética na direção horizontal é a mesma que a componente vertical obtida junto ao fundo pelos transdutores de pressão.

Conforme proposto neste método, a recomendação de uma profundidade de escavação ( $\Delta_{leito}$ ) em relação à cota do leito do rio a jusante, para que a ação do jato sobre o leito seja tolerável, cria um degrau que pode interferir na formação do ressalto, tal como foi ensaiado no presente trabalho. Estudos sobre ressaltos formados a montante de degrau, realizados por Foster e

<sup>205</sup> BERRY, N. K. **The Start of Bed Load Movement**. Thesis, University of Colorado, 1948.

Skrinde (1950<sup>206</sup> apud USA, 1987b, p. 68), indicam que para garantir-se a ocorrência de ressalto, conforme visto na Figura 7.1, quanto maiores os números de Froude do fluxo de montante ( $F_1$ ), mais elevada deve ser a altura do degrau ( $\Delta_{leito}$ ), ou ainda, para uma maior altura  $y_3$ , menor deve ser a altura do degrau ( $\Delta_{leito}$ ) necessária para ocorrência de ressalto.

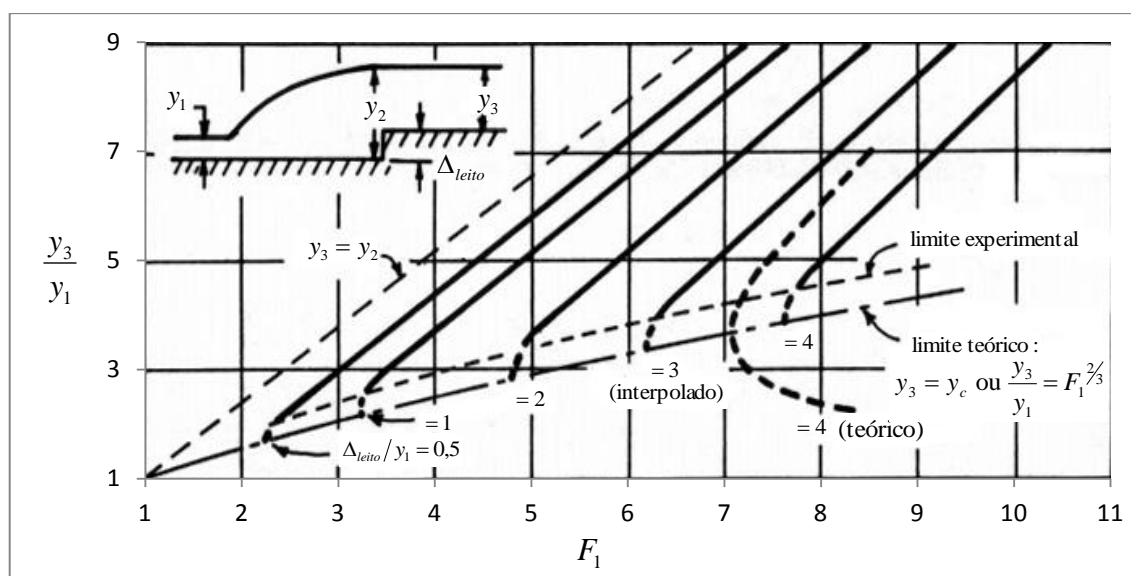


Figura 7.1 – ressalto hidráulico formado a montante de degrau Chaudhry (1993<sup>207</sup> apud WEIKLE, 2000, p. 15)

O presente método, por ser desenvolvido a partir de dados de pressão obtidos em uma condição sem fossa de erosão, isto é, de bacia plana, necessita de algumas deduções conservadoras, conforme explicado na sequência:

- a) partindo-se da condição sem fossa de erosão, conforme visto na Figura 7.2a, é dado um nível de jusante de projeto, o qual é representado nesta figura (Figura 7.2a) pela altura lenta do ressalto ( $y_2$ ). No caso, a profundidade da água em relação ao leito do rio a jusante é tomada por  $y_{2,S=1}$ , a qual é a menor altura lenta possível para a formação de um ressalto. Com isso, deverá ser otimizada a profundidade da fossa em relação à cota do leito do rio a jusante ( $\Delta_{leito}$ );
- b) na Figura 7.2b, é vista uma condição com fossa de erosão, onde o nível do rio a jusante ( $y_3$ ) é menor que a altura lenta do ressalto ( $y_2$ ). Essa relação pode ser obtida por continuidade. No caso de alteração da condição da Figura 7.2a para a condição da Figura 7.2c, é pressuposto que mantendo-se constante a energia de entrada no sistema, o nível do rio de jusante de projeto ( $y_{2,S=1}$ ), definido

<sup>206</sup> FORSTER, J. W.; SKRINDE, R. A. Control of the hydraulic jump by sills. **Transactions**, American Society of Civil Engineers, vol. 115, paper 2415, (1950), pp. 973-987.

<sup>207</sup> CHAUDHRY, M. H. **Open-Channel Flow**. New Jersey: Prentice Hall, 1993.

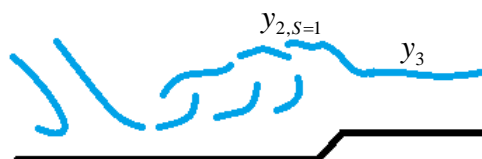
anteriormente, ficaria menor:  $y_{2,S=1}^{hp}$ , pois nesta condição de bacia curta, a perda de energia é maior;

- c) nesta última condição (Figura 7.2c), tem-se que o nível do rio de jusante de projeto ( $y_{2,S=1}$ ) é mantido, em detrimento de  $y_{2,S=1}^{hp}$  e, portanto, em uma postura conservadora, é admitida uma energia de entrada no sistema mais enérgica que a real. Ademais, a profundidade de jusante do ressalto ( $y_2^+$ ) necessária, obtida por continuidade a partir de  $y_{2,S=1}$  (que foi definida como sendo o nível do rio a jusante de projeto), também é superestimada (+), induzindo a escavações do leito ( $\Delta_{leito}$ ) favoráveis à segurança.

**a) Condição sem fossa de erosão**



**b) Condição com fossa de erosão**



**c) Condição de ajuste ao nível de jusante de projeto**

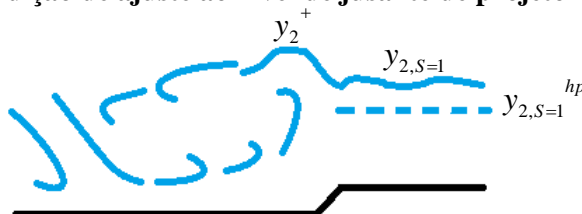


Figura 7.2 – relação do nível de jusante do ressalto e a lâmina d'água do rio a jusante

Conforme colocado, pelo desconhecimento da energia dissipada por um ressalto em bacia curta, não deve ser admitido um nível do rio de jusante ( $y_3$ ) de projeto menor que a altura lenta do ressalto clássico ( $y_{2,S=1}$ ), a qual é obtida pelo fluxo de montante ao ressalto, conforme foi visto em 3.4.2, sendo que a altura supercrítica ( $y_1$ ) conjugada do ressalto clássico ( $S = 1$ ) é calculada conforme visto em 5.3.4. Em outras palavras, o nível do rio a

jusante só pode ser admitido da maneira ilustrada na Figura 7.2b ( $y_3 < y_{2,S=1}$ ) se a fossa garantir o desenvolvimento completo do ressalto hidráulico ( $L_f \geq L_j$ ).

### 7.3 DESENVOLVIMENTO DO MÉTODO

Como descrito na introdução deste capítulo, este método consiste na determinação da profundidade necessária de escavação do leito ( $\Delta_{leito}$ ) pré-escavado, para que, ao causar um incremento na profundidade de colchão d'água, a energia cinética remanescente do jato no leito da fossa de erosão não seja capaz de erodir o material disponível. Esta energia tolerável é condicionada pelo material de leito, então, para uma dada energia de entrada no sistema, isto é, para dada condição de jato mergulhante, deve ser fornecida uma profundidade de colchão d'água que seja capaz de reduzir esta energia de entrada para o nível enérgico buscado. Com esse objetivo, deve-se respeitar o nível do rio de jusante de projeto ( $y_3$ ), o qual é tido como condição de contorno. Como recomendação, este nível de projeto deve ser maior que a altura lenta do ressalto clássico ( $y_{2,S=1}$ ).

Com base nas definições vistas anteriormente, o cálculo da profundidade necessária de escavação do leito ( $\Delta_{leito}$ ) deve ser feito de forma iterativa. A metodologia mostrada na sequência vista a seguir, explica a formulação a ser utilizada na resolução do que foi proposto.

- a) Primeiramente, é calculada, pela expressão (6.14), a pressão máxima do jato ( $P_{d,max}$ ) na soleira, sem colchão d'água, conforme as condições de emissão do jato;

$$\frac{P_{d,max}}{D_{topo} \cdot Z_{concha}} = 3 \cdot \cos(16,06 \cdot \theta_0 + 10,80) - 2 \quad (6.14)$$

- b) outra definição importante é a carga dinâmica máxima admitida pelo material de leito. Conforme consideração de Xu-Duo-Ming e Yu-Chang-Zhao (1983<sup>208</sup> apud PINTO, 1994, p. 261), o equilíbrio dinâmico estabelecido devido à ação do jato admite que a espessura  $y_p$  é a carga hidrostática que atua sobre o transdutor fixado no fundo do canal. Desta maneira, tem-se que a pressão

<sup>208</sup> XU-DUO-MING; YU-CHANG-ZHAO **Pressão no fundo de um canal devido ao choque de um jacto plano, e suas características de flutuação**. Tradução do chinês por J. A. Pinto de Campos, Lisboa, 1983.

dinâmica ( $P_d^*$ ) devido à ação do jato, admitida pelo material de leito, deve ser verificada pela equação (6.9), isto é, relativa à  $y_p$ . Esta equação é relacionada com a pressão dinâmica ( $P_d$ ) relativa à  $y_2$  pela fórmula (6.11);

$P_d^* = P_{medida} - y_p \quad (6.9)$	$P_d^* = P_d + \Delta P, \text{ com } \Delta P = y_2 - y_p \quad (6.11)$
--	--

- c) a carga dinâmica máxima admitida pelo material de leito ( $P_d^*$ ) pode ser verificada diretamente pela equação (6.16), ou através da equação (6.15), sendo que por esta última, é necessário o termo de correção  $\Delta P$  visto anteriormente. O uso da primeira equação (6.16) é recomendado para  $S \leq 1,7$ , pois apresenta boa precisão neste intervalo, enquanto é muito conservadora se extrapolada para valores altos de submergência ( $S$ ). A segunda equação (6.15) é recomendada aqui para  $S > 1,7$ , pois a tendência linear verificada nesta é de simples extrapolação, valendo ressaltar que a dispersão dos dados verificada em torno desta tendência deve ser pesada em casos de análises que tomem somente este trabalho como referência;

$\frac{P_d^*}{P_{d,max}^*} = 6,08 \cdot 0,17^S, \text{ para } S \leq 1,7 \quad (6.16)$	$\frac{P_d}{P_{d,max}} = 1 - 0,74 \cdot S, \text{ para } S > 1,7 \quad (6.15)$
--	--

- d) vale ressaltar que para o uso da equação (6.16), a equação (6.14) deve ser utilizada na equação (6.11), onde  $y_{p,S=1}$  é calculado pela expressão (6.6);

$P_{d,max}^* = P_{d,max} + (0 - y_{p,S=1}) \quad (6.11)$
$\frac{y_{p,S=1}}{Z_{concha}} = 0,58 - 0,46 \cdot \exp \left( -852 \cdot \left( \frac{y_{2,S=1}}{L_{proj}} \right)^{4,9} \right) \quad (6.6)$

- e) o cálculo iterativo proposto deve ter um valor da altura lenta do ressalto ( $y_2$ ) arbitrado inicialmente. Esse valor arbitrado deve ser superior à altura lenta do ressalto clássico ( $y_{2,S=1}$ ). Então, dado este valor, o grau de submergência ( $S$ ) pode ser calculado e, finalmente, é possível se obter a profundidade de colchão d'água ( $y_p$ ) através da equação (7.2);

$$\frac{S_{y_p} - 1}{S - 1} = 3,40, \text{ onde } S_{y_p} = y_p / y_{p,S=1} \text{ e } S = y_2 / y_{2,S=1} \quad (7.2)$$

- f) para a altura do poço de acumulação ( $y_p$ ) permanecer, durante os cálculos, menor que a altura lenta do ressalto ( $y_2$ ), uma condição deve ser imposta na equação (7.2), conforme visto abaixo;

$$y_p = [(S - 1) \cdot 3,4 + 1] \cdot y_{p,S=1} \leq y_2 \quad (7.3)$$

- g) finalmente, a profundidade da fossa ( $\Delta_{leito}$ ) é obtida de forma iterativa, por continuidade, juntamente com  $y_2$ . A equação utilizada para este fim deve ser satisfeita no formato visto abaixo (7.4), com o valor inicial de  $\Delta_{leito}$  arbitrado igual a zero, e não reproduzido, posteriormente, com valores negativos.

$$\left( y_2 + \frac{V_2^2}{2 \cdot g} - y_3 - \frac{V_3^2}{2 \cdot g} - \Delta_{leito} \right)^2 = 0 \quad (7.4)$$

Em um rápido demonstrativo de aplicação, a profundidade necessária de escavação do leito ( $\Delta_{leito}$ ) será determinada para uma condição de pressão dinâmica nula ( $P_d^* = 0$ ) no fundo da bacia, ou seja, para as profundidades de colchão d'água  $y_p$  e  $y_2$  limites, em que a energia do jato mergulhante cessa, não agindo mais sobre o fundo da bacia. A determinação das profundidades de montante e jusante ao impacto do jato, para esta condição, é realizada aqui através da metodologia explicada anteriormente, conforme as etapas seguintes:

- a) inicialmente, são tomadas as condições de emissão dos jatos do presente trabalho, e suas respectivas condições de incidência no colchão d'água. Vale lembrar que para a obtenção destes parâmetros de entrada, são consideradas as perdas de energia na calha do vertedouro ( $hp_{calha}$ ) e no jato ( $hp_{jato}$ ). Abaixo, são vistas as alturas dos fluxos supercríticos de montante ( $y_1$ ) para as condições de incidência no colchão d'água e as respectivas alturas lentas do ressalto clássico ( $y_{2,S=1}$ );

$y_1$ (m)	0,015	0,027	0,037	0,045	0,050	0,057
$y_{2,S=1}$ (m)	0,079	0,122	0,152	0,183	0,217	0,243

- b) como valores de projeto, são adotados níveis do rio a jusante ( $y_3$ ) iguais às alturas lentas do ressalto clássico ( $y_{2,S=1}$ ), conforme visto a seguir:

$y_3$ (m)	0,079	0,122	0,152	0,183	0,217	0,243
-----------	-------	-------	-------	-------	-------	-------



c) a pressão máxima do jato ( $P_{d,max}$ ) na soleira, sem colchão d'água, é calculada conforme as condições de emissão do jato, resultando em:

$P_{d,max}$ (m)	0,062	0,260	0,277	0,260	0,238	0,237
-----------------	-------	-------	-------	-------	-------	-------

d) agora, no cálculo da amenização das pressões devido ao colchão d'água, empregando a metodologia apresentada anteriormente, tem-se que a equação (6.16) resulta em submergências ( $S$ ) muito grandes. Por isso, foi utilizado a equação (6.15), resultando em:

$\Delta_{leito}$ (m)	0,066	0,085	0,111	0,127	0,136	0,147
$y_2$ (m)	0,148	0,212	0,271	0,319	0,362	0,401
$y_p$ (m)	0,124	0,138	0,182	0,244	0,306	0,349
$P_d^*$ (m)	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

A Figura 7.3 mostra as cotas adimensionais calculadas, das fossas necessárias para:  $P_d^* = 0$ , expressas para cada condição de jato empregada, onde:

- cota do nível da fossa: representa o valor calculado de  $\Delta_{leito}$ , negativo em relação à cota do leito do rio a jusante;
- cota de escavação necessária para não galgamento: é obtida pela diferença dos valores da altura do poço de acumulação ( $y_p$ ) e a altura de lançamento do jato ( $Z_{concha}$ );
- cota da linha d'água em relação à cota da fossa: é a altura do poço de acumulação ( $y_p$ ) em relação à cota do nível da fossa (a);
- cota do leito do rio necessária a jusante da fossa: indica a necessidade de dragagem do leito do rio a jusante, caso a cota de rebaixamento necessária para não galgamento (b) seja mais profunda que a cota do nível da fossa (a), calculada por  $\Delta_{leito}$ . Nesta condição, é calculada pela diferença entre (a) e (b).

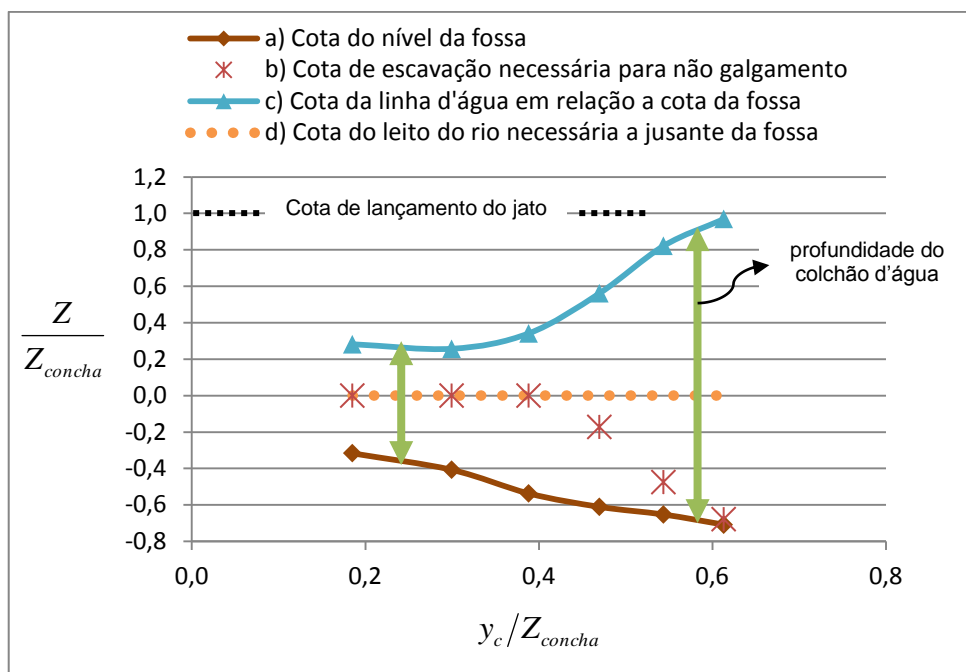


Figura 7.3 – cotas adimensionais, calculadas, das fossas necessárias para a condição de pressão dinâmica nula no fundo da bacia

### 7.3.1 Comparação com o comprimento de dissipação do jato

A altura de colchão d'água de jusante que anula a pressão dinâmica ( $P_d^*$ ) atuante no fundo da bacia ( $y_2$ ), calculada anteriormente, é relacionada aqui com outros métodos encontrados na bibliografia, os quais podem ser usados para a determinação desta profundidade mencionada. Na [Figura A.13](#), é vista a profundidade necessária para dissipar a energia de entrada no colchão d'água ( $y_D$ ), onde  $\theta_0^*$  é o ângulo de incidência teórico sobre o nível do colchão d'água de montante ( $y_p$ ), calculado pela equação (7.5).

$$\theta_0^* = \operatorname{atan} \left( \frac{\sqrt{\operatorname{sen}^2(\theta_1) + \frac{Z_{concha} - y_p}{H_m - Z_{concha} + y_p}}}{\operatorname{cos}(\theta_1)} \right) \quad (7.5)$$

Para o cálculo do ângulo de incidência teórico sobre o nível do colchão d'água ( $\theta_0^*$ ), conforme visto na Figura 7.4, é descontada a altura do poço de acumulação ( $y_p$ ) na altura de queda, ou seja, o jato incide no colchão d'água ao invés de incidir na soleira da bacia. Com

isso, a equação (6.1) do ângulo de incidência teórico fica na forma da equação (7.5) vista acima. Então, através dos dados de  $y_p$  medidos no presente trabalho, tem-se a relação vista na Figura 7.5 e o ajuste mostrado na equação (7.6).

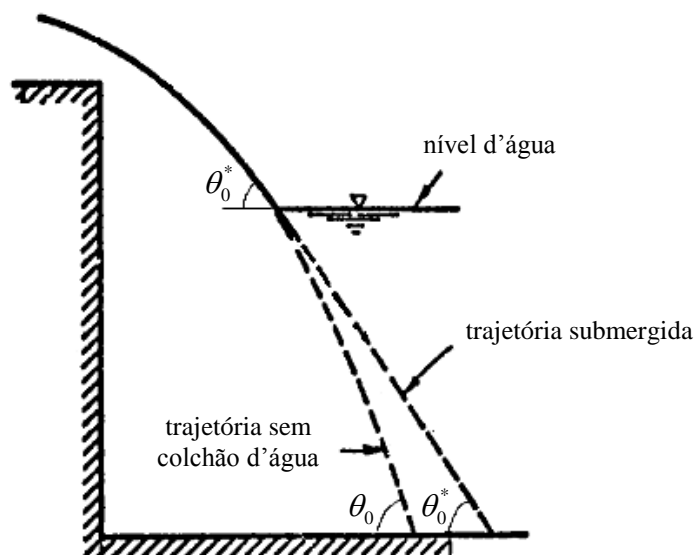


Figura 7.4 – ângulo de incidência teórico sobre o nível do colchão d'água (adaptado de SKOGERBOE et al., 1971, p. 75)

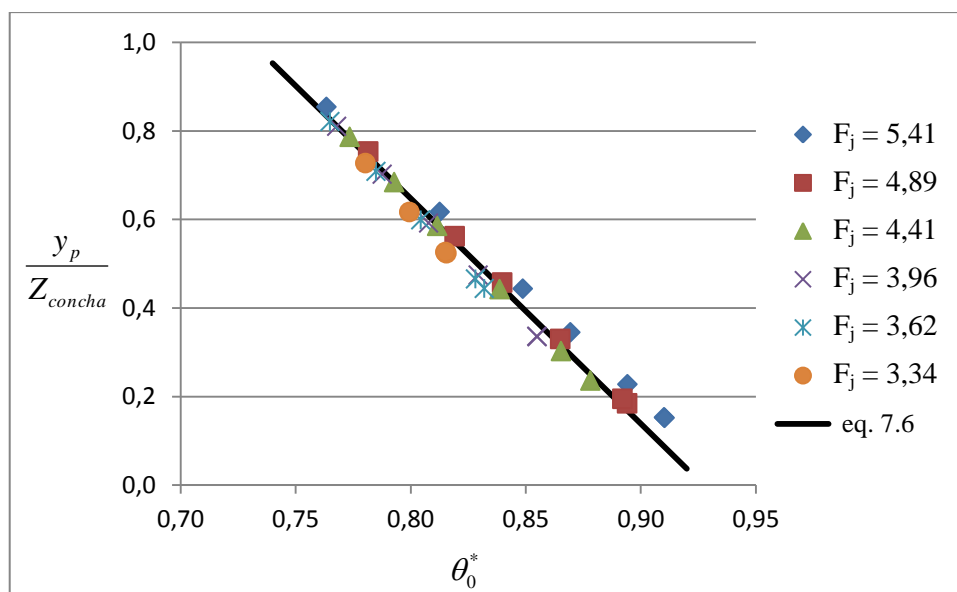


Figura 7.5 – relação entre o ângulo de incidência teórico no nível do colchão d'água do poço de acumulação para o presente trabalho

$$\frac{y_p}{Z_{concha}} = 4,72 - 5,09 \cdot \theta_0^* \quad (7.6)$$

Agora, com ângulo de incidência teórico sobre o nível do colchão d'água ( $\theta_0^*$ ) e as alturas de colchão d'água de jusante ( $y_2$ ) obtidas para a condição:  $P_d^* = 0$ , é possível utilizar a fórmula (7.7) para obter o comprimento da trajetória do jato dentro do colchão d'água ( $L_D$ ) até o fundo, recomendado no presente trabalho. Esses comprimentos obtidos serão comparados mais adiante com mais outros dois métodos vistos abaixo.

$$L_D = \frac{y_2}{\text{sen}(\theta_0^*)} \quad (7.7)$$

O primeiro diz respeito aos métodos de previsão de erosão. Conforme visto em 6.6.2, o formato da equação de Veronese (1937), segundo Chen (1963<sup>209</sup> apud LIU, 2005, p. 695), representa a taxa de dissipação de energia específica do jato dentro do colchão d'água. Isto é, para um jato mergulhante vertical ( $\theta_0 = 90^\circ$ ), a profundidade de equilíbrio da fossa ( $D$ ) mais a lâmina d'água do rio ( $h$ ) representam a altura de colchão d'água que é capaz de dissipar totalmente a energia que é direcionada ao leito da fossa. Portanto, a equação de Veronese (1937) pode ser expressa em termos do comprimento da trajetória do jato dentro do colchão d'água até o fundo ( $L_D$ ), conforme visto na equação (7.8). A fim de aplicar essa equação para jatos com incidência inclinada, Coleman (1982<sup>210</sup> apud COLEMAN, WEI & LINDELL, 2004, s. 17.13) aplicou a correção (6.77), que na condição do presente modelo, é dada pela fórmula (7.9).

$$L_D = 1,90 \cdot H^{0,225} \cdot q^{0,54} \quad (7.8)$$

$$L_D = \frac{y_D}{\text{sen}(\theta_0^*)} \quad (7.9)$$

A outra maneira de obter o comprimento de dissipação do jato dentro do colchão d'água ( $L_D$ ) é através de equações empíricas onde são feitas estimativas da profundidade máxima de penetração das bolhas dentro do colchão d'água. Algumas fórmulas desenvolvidas para jatos verticais são vistas na sequência:

<sup>209</sup> CHEN, C. A Estimating Formula for the Local Scour Depth for the Sky-jump Energy Dissipation. **J. Hydraul. Engng.**, 1963. (in Chinese) (2).

<sup>210</sup> COLEMAN, H. W. Prediction of Scour Depth from Free Falling Jets. **Proceedings**, of the ASCE Hydraulics Division Conference on Applying Research to Hydraulic Practice, Jackson, Ms, 1982.

- a) a relação de Snade e Smith (1975<sup>211</sup> apud HOQUE, 2002, p. 56) é dada pela equação (7.10), onde  $V$  e  $B$  são respectivamente a velocidade e a espessura do jato no bocal, enquanto  $Z$  é a altura de queda do jato.

$$L_d = 1,20 \cdot V^{0,77} \cdot B^{0,625} \cdot Z^{-0,094} \quad (7.10)$$

- b) de acordo com McKeogh e Ervine (1981<sup>212</sup> apud MANSO, 2006, p. 24), o comprimento de penetração das bolhas de ar no colchão d'água pode ser obtido pela fórmula (7.11), onde  $V$  e  $B$  são respectivamente a velocidade e a espessura do jato no impacto com o colchão d'água.

$$L_d = 2,6 \cdot (V \cdot B)^{0,7} \quad (7.11)$$

A fórmula de Snade e Smith (1975), quando utilizada com os valores do jato incidente no colchão d'água, para o presente trabalho, ou seja:  $V \equiv V_1$  e  $B \equiv y_1$ , e ainda, uma altura de queda ( $Z$ ) simbólica de 1cm, apresenta resultados similares à equação de McKeogh e Ervine (1981). Para fins de representação desta outra maneira de obtenção do comprimento de dissipação do jato dentro do colchão d'água ( $L_d$ ), apenas a segunda equação foi utilizada, conforme visto no gráfico (Figura 7.6) de comparação entre as diferentes metodologias relacionadas.

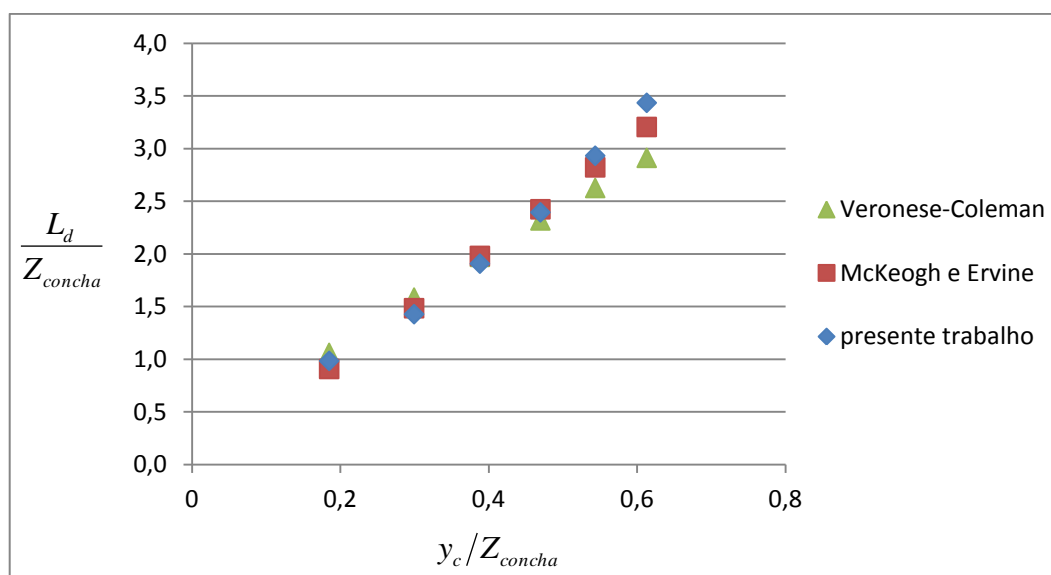


Figura 7.6 – comparação entre as diferentes metodologias relacionadas ao comprimento de dissipação do jato dentro do colchão d'água

<sup>211</sup> SANDE, Van de E.; SMITH, J. M. Mass transfer from plunging water jets. **Chemical Eng. J.**, Vol.10, 1975, pp. 225-233.

<sup>212</sup> McKEOGH, E. J.; ERVINE, D. A. Air entrainment rate and diusion pattern of plunging liquid jets, *Chemical Engineering Science* 36: 11611172, 1981.

Concluindo, tem-se que houve uma boa aproximação dos valores propostos no presente trabalho, para a obtenção do comprimento de dissipação do jato dentro do colchão d'água ( $L_D$ ), com os verificados por outras metodologias. Em resumo, os métodos usados foram:

- a) a equação de Veronese (1937) modificada por Coleman (1982), indicativa da máxima profundidade da fossa que o jato é capaz de erodir;
- b) a fórmula de McKeogh e Ervine (1981), desenvolvida para a estimativa do comprimento de penetração das bolhas de ar no colchão d'água, pelo mergulho de um jato d'água vertical;
- c) e a metodologia empregada no presente trabalho, onde, devido a limitações físicas, extrapolou-se as condições de ensaios realizadas para uma situação de submersão em que a pressão dinâmica medida no fundo, pelos transdutores, seria nula.

### 7.3.2 Comparação com ressalto em bacia com soleira de jusante elevada

Bhutto (1987, p. 201-202) aplicou o princípio da quantidade de movimento para obtenção de uma fórmula (7.12) que descreve o ressalto hidráulico em uma bacia com soleira de jusante elevada ( $\Delta_{leito}$ ), como visto na Figura 7.7. O autor realizou ensaios experimentais em que a posição do aclave foi localizada de modo que o ressalto se desenvolvesse completamente dentro da bacia ( $L_f \geq L_j$ ). Através dos resultados obtidos, foi determinada uma equação (7.13) empírica para o coeficiente de arraste ( $C_D$ ), vista na sequência.

$$K \cdot A = \frac{a \cdot b}{a - b} \cdot \left[ a^2 - b^2 - c \cdot (2 \cdot a - c) - C_D \cdot c \cdot \frac{A}{a^2} \right], \quad (7.12)$$

onde,  $a = y_2/y_1$ ;  $b = y_3/y_1$ ;  $c = \Delta_{leito}/y_1$ ;  $A = F_1^2$  e  $K = 2$ ;

$$C_D = 0,36 + 0,19 \cdot F_1 \quad (7.13)$$

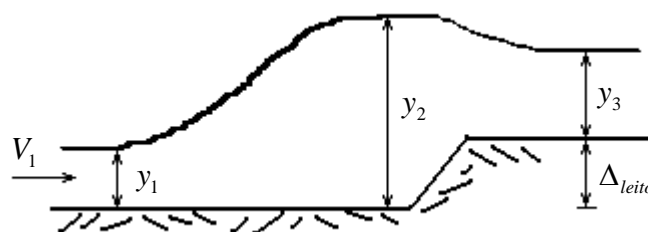


Figura 7.7 – ressalto hidráulico em uma bacia com soleira de jusante elevada (adaptado de BHUTTO, 1987, p. 232)

Lopardo et al. (2004<sup>213</sup> apud TRIERWEILER, 2006, p. 14), comentam que o ressalto submerso a jusante de uma comporta pode ser considerado como uma condição intermediária entre dois fenômenos hidráulicos bem conhecidos, os quais apresentam diferentes características físicas: o ressalto livre, referente ao empregado na metodologia de Bhutto (1987), e a difusão de um jato turbulento em um meio semi-infinito. Em uma suposição similar, conforme visto na Figura 7.8, a equação (7.12) pode ser ajustada para a condição do presente trabalho, onde um ressalto afogado é formado a jusante de um jato mergulhante.

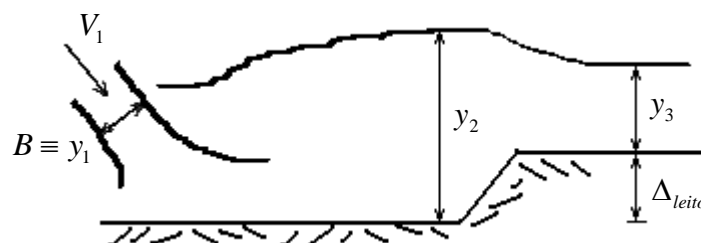


Figura 7.8 – ressalto hidráulico, a jusante de um jato mergulhante, em uma bacia com elevação abrupta da soleira (adaptado de BHUTTO, 1987, p. 232)

É importante observar que a condição modelada no presente trabalho tem aspectos divergentes da condição ensaiada por Bhutto (1987). No caso do presente trabalho, o fluxo de montante ao ressalto é oriundo de um jato inclinado, além de haver afogamento do ressalto. Portanto, alterou-se o coeficiente  $K$  da equação (7.12), além de ser considerado:  $y_1 \equiv B$ ; e  $F_1 = V_1^2 / \sqrt{g \cdot y_1}$  (ver item 5.2.3). Com isso, foi obtida uma boa relação das variações de cota do leito ( $\Delta_{leito}$ ) calculadas pela fórmula de Bhutto (1987) com:  $K = 0,5$ , e as variações de cota do leito ( $\Delta_{leito}$ ) obtidas pelo método proposto em 7.3, utilizando a equação (6.15). Na Figura 7.9, são vistos os resultados comparativos entre a fórmula de Bhutto (1987), calculada

<sup>213</sup> LOPARDO, R. A.; FATTOR, C. A.; LOPARDO, M. C.; CASADO, J. M. Instantaneous pressure field on a submerged jump stilling basins. In: YAZDANDOOST, F.; ATTARI, J. (Ed.). **Hydraulics of dams and river structures**. London: A. A. Balkema. 2004. P. 133-138.

com diferentes valores de  $K$ , e os valores recomendados no presente trabalho, para a condição de pressão dinâmica nula no fundo da bacia ( $P_d^* = 0$ ).

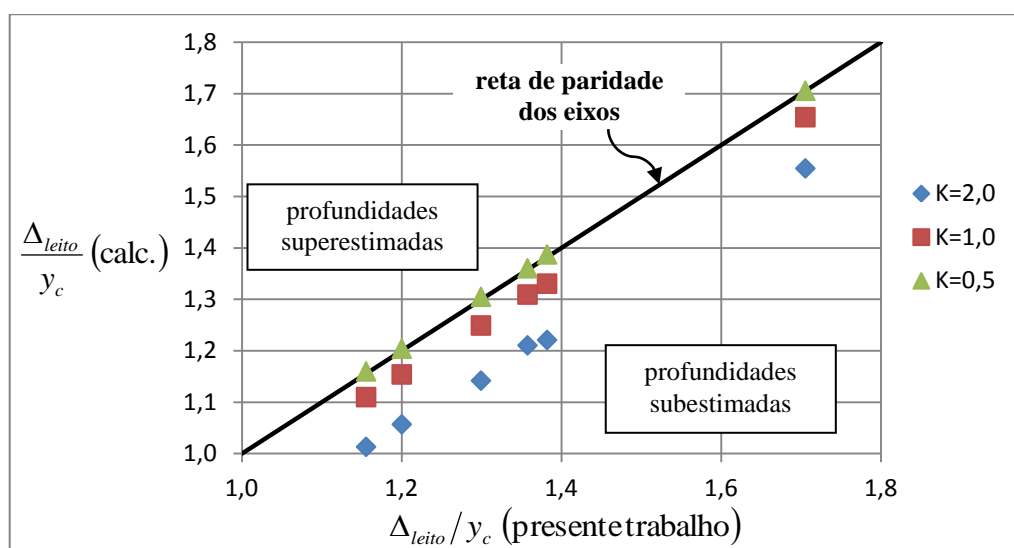


Figura 7.9 – comparação dos resultados do presente trabalho utilizando a fórmula de Bhutto (1987) com diferentes valores de  $K$

Concluindo, tem-se que o coeficiente  $K$  da fórmula de Bhutto (1987) a ser utilizado em uma condição de ressalto afogado a jusante de um jato mergulhante, como no caso do presente trabalho, deve ser:  $K < 0,5$ . Com isso, a profundidade de escavação necessária ( $\Delta_{leito}$ ), calculada por esse método, fica favorável à segurança (em relação à obtida no presente trabalho).

#### 7.4 CONSIDERAÇÕES FINAIS DE APLICAÇÃO

Alguns aspectos de grande importância prática não foram abordados nos ensaios sobre o modelo físico do presente trabalho. Por isso, são feitas algumas considerações finais de aplicação, valendo ressaltar que:

- o método proposto no presente capítulo foi desenvolvido na condição de completo desenvolvimento do ressalto dentro da bacia ( $L_f \geq L_j$ ). O cálculo do comprimento da fossa ( $L_f$ ) necessário pode ser visto em 6.9.3;
- no caso de a largura do rio ( $W$ ) ser maior que a largura da calha do vertedouro ( $w$ ), ocasionará uma redução na altura lenta do ressalto ( $y_{2,S=1}$ ). Ainda, haverá uma tendência adicional de redução de  $y_2$  e aumento de  $y_p$ , pois irá favorecer



as condições de recirculação na bacia devido à tendência de equilíbrio entre estes dois níveis. No caso, a nova  $P_d^*$  deve ser calculada em uma abordagem a favor da segurança, desconsiderando os efeitos de recirculação da fossa (que tende a aumentar  $y_p$ ), os quais são desconhecidos, contudo, proporcionais à energia do fluxo de retorno. Deste modo, a partir da altura lenta do ressalto ( $y_{2,S=1}$ ) reduzida (ver item 6.9.5), calculada para a respectiva largura da fossa ( $W$ ), é obtida a altura do poço de acumulação ( $y_{p,S=1}$ ) pela equação (6.6), também reduzida. A adoção destas profundidades reduzidas faz com que a profundidade da escavação ( $\Delta_{leito}$ ) necessária seja maior, elevando o grau de segurança. Vale ressaltar que, para fins de cálculo da profundidade de escavação necessária para não haver galgamento do vertedouro,  $y_{2,S=1}$  e  $y_2$  devem ser considerados os mesmos da condição em que  $W = w$ , isto é, sem redução, assim como o próprio  $y_p$ .

- c) por último, sobre o efeito de leitos corrugados, Ayanlar (2004<sup>214</sup> apud EVCIMEN, 2005, p. 5-6) confirmou em seus experimentos, com ressalto hidráulicos, que rugosidades na calha reduzem a altura subcrítica requerida para dadas condições do fluxo de montante, quando comparadas com resultados de ressalto hidráulico sobre calhas lisas. Deste modo, a rugosidade no fundo da fossa de erosão é bem vinda na medida em que contribui em termos de nível d'água, auxiliando na dissipação de energia, porém, deve-se garantir, com margem de segurança, que esse material de leito não se desprenderá do fundo.

## 7.5 CONCLUSÃO DO MÉTODO

Após definida a resistência do material de leito, de rocha sã a material granular, pode-se valer da carga dinâmica ( $P_d^*$ ) calculada no fundo da fossa, pelo método proposto no presente capítulo, a fim da determinação da velocidade de cisalhamento atuante. Este indicativo é usualmente empregado no cálculo de *rip-rap* em canais de controle de cheias.

A comparação dos resultados vistos anteriormente indica o quão é possível extrapolar as fórmulas propostas no presente trabalho, as quais são função da submergência ensaiada. Conclui-se então, que a metodologia proposta pode ser usada para a estimativa das pressões no fundo de fossas com submergências maiores às ensaiadas.

---

<sup>214</sup> AYANLAR, K. **Hydraulic Jump on Corrugated Beds**. Ms. Thesis, Middle East Technical University, Department of Civil Engineering, Ankara, Turkey, 2004.

## 8 DETERMINAÇÃO DA ENERGIA HIDRÁULICA CAPAZ DE ERODIR O LEITO ROCHOSO

Conforme Pinto (1994, p. 7), existem muitos estudos utilizando ensaios em fundo móvel, onde são simulados com material não coesivo, os aspectos qualitativos da fossa de erosão. No entanto, sabe-se que a erosão sobre os maciços rochosos respondem de modo diferenciado à formação da fossa.

Neste capítulo é desenvolvido um método para que seja possível a determinação da energia hidráulica atuante sobre o leito, no local de incidência do jato mergulhante, a fim de verificar a estabilidade de maciços rochosos quanto à ocorrência de erosão. Para isso, foram realizados ensaios complementares no modelo reduzido do presente trabalho, conforme visto em 6.3. Nestes ensaios, verificou-se a capacidade de um bloco posicionado em uma cavidade na bacia de dissipação de resistir à ação do jato incidente.

Nos ensaios mencionados, foram obtidas as alturas de colchão d'água que eram capazes de impedir a ejeção hidrodinâmica do bloco para fora da cavidade, ou seja, alturas de colchão d'água onde a potência do fluxo do jato, de forma amenizada, não é capaz de arrancar o bloco. Com estas alturas de colchão d'água limites, foram calculadas, através das fórmulas propostas na etapa 6.2 deste trabalho, as pressões dinâmicas ( $P_d^*$ ) para não haver arrancamento do bloco, as quais atuam na interface da soleira, no local de incidência do jato mergulhante.

Spurr (1985<sup>215</sup> apud BOLLAERT, 2002, p. 26) propôs um procedimento que compara a energia hidráulica atuante com a resistência à erosão da massa rochosa. Esse procedimento também leva em consideração o tempo de vertimento, e tem como base, a ocorrência de erosão quando a energia disponível no leito rochoso é maior que a capacidade da rocha de absorver e/ou defletir essa energia. Assim, foram distintas, pelo autor, duas situações:

- a) Estado inicial ( $t = t_0$ ): a rocha não erodida age como uma chapa plana, defletindo o jato. Devido a uma ausência de difusão turbulenta, tem-se o máximo potencial erosivo e a energia defletida do jato é grande;

---

<sup>215</sup> SPURR, K. J. W. Energy approach to estimating scour downstream of a large dam. **Water Power & Dam Construction**, 1985, Vol. 37, N° 11, pp. 81-89.

- b) Estado de equilíbrio ( $t = t_e$ ): a energia disponível do jato é reduzida ao limiar erosivo da rocha, significando o fim do processo erosivo.

O autor acrescentou que esse procedimento necessita de uma referência de leito para sua calibração, a qual deve ser feita em conjunto com um método empírico de determinação da profundidade da fossa. Essa transformação é então realizada por meio de um índice de energia erosiva. Esse índice deve ser corrigido por um expoente, o qual depende da taxa de decaimento da velocidade na bacia (SPURR, 1985<sup>216</sup> apud BOLLAERT, 2002, p. 27).

No presente trabalho, é modelada a capacidade de resistência à erosão de um bloco de rocha pelo destacamento de sua matriz. A capacidade desse bloco de referência, de resistir ao arrancamento, é calibrada através do Índice de Erodibilidade ( $K$ ), como será visto adiante. Então, definida a capacidade de resistência à erosão do bloco, por outro lado, também é visado um índice de energia erosiva, representativo da potência do jato mergulhante sobre o leito, isto é, corrigida pela taxa de decaimento da velocidade no colchão d'água.

## 8.1 DETERMINAÇÃO DA RESISTÊNCIA DE UM BLOCO DE ROCHA ISOLADO, ATRAVÉS DO ÍNDICE DE ERODIBILIDADE

A caracterização da resistência à ação do escoamento de um bloco de rocha pode ser feita através do Índice de Erodibilidade ( $K$ ). No presente trabalho, modelou-se um bloco de rocha em escala reduzida, com intuito de fazer a transposição da capacidade erosiva do jato incidente sobre este, para um jato incidente sobre um leito rochoso em protótipo. Conforme visto em 3.6, o Índice de Erodibilidade ( $K$ ) é dado por:

$$K = M_s \cdot K_b \cdot K_d \cdot J_s, \quad (8.1)$$

onde  $M_s$  é número de solidez do material,  $K_b$  é o número de proporção dos blocos,  $K_d$  é o número de intertravamento entre blocos e  $J_s$  é o número de arranjo estrutural.

Como este índice foi desenvolvido para ser utilizado diretamente em protótipos, a fim de quantificar a resistência de leitos à ação erosiva da água, a transposição dessa técnica para

---

<sup>216</sup> SPURR, K. J. W. Energy approach to estimating scour downstream of a large dam. **Water Power & Dam Construction**, 1985, Vol. 37, Nº 11, pp. 81-89.

uma modelagem em escala reduzida necessita de simplificações/padronizações de cada número adimensional visto, intrínsecos ao Índice de Erodibilidade ( $K$ ). A potência do escoamento por unidade de área ( $P_a$ ) a que o leito está submentido, por ser dimensional [ $W/m^2$ ], será transposta em escala de Froude pela fórmula (8.2). Vale ressaltar que a escala de potência ( $\lambda_{Potência}$ ) é dependente da escala de massa específica ( $\lambda_\rho$ ), porém, é admitida, nesta fórmula, a massa específica da água do protótipo igual à do modelo.

$$\frac{P_p}{P_m} = \lambda_{Potência} = \lambda^{3/2} \quad (8.2)$$

Os números intrínsecos ao Índice de Erodibilidade ( $K$ ), isto é,  $M_s, K_b, K_d$  e  $J_s$ , foram transpostos para a condição do modelo, com as devidas simplificações/padronizações das tabelas de Kirsten (1982)<sup>217</sup>, as quais derivam do **sistema Q**, desenvolvido por Barton, Lien e Lunde (1974)<sup>218</sup> apud NONATO, 2002, p. 168) para avaliar a qualidade do maciço rochoso. Como a condição do presente modelo difere da condição de protótipo, principalmente no tocante à resistência dos materiais, alguns aspectos foram simplificados, conforme será visto.

Um fator que foi negligenciado no presente trabalho é o fato de a massa específica do bloco modelado, de alumínio ( $\rho_{Al} = 2700 kg/m^3$ ), ser maior que a massa específica da rocha ( $\sim 2600 kg/m^3$ ), com isso, o valor da potência crítica do escoamento ( $P_c$ ), medida em modelo, que arranca o bloco da cavidade, é maior do que se o bloco modelado tivesse similaridade, em massa específica, com uma rocha. De qualquer maneira, este fator não é de grande relevância perante as simplificações adotadas que visam favorecer a segurança do método, as quais são explicadas adiante no texto.

Na obtenção do número de solidez do material ( $M_s$ ), por ser um parâmetro muito sensível, podendo vir a ser determinante do índice  $K$ , foi padronizado, no presente modelo, como sendo igual ao maior valor encontrado na tabela em anexo ([Anexo 2](#)). Assim:  $M_s = 280$ . Desta maneira, o modelo de estimativa da potência do jato mergulhante sobre o leito, calibrado a partir deste valor, poderá ser utilizado para rochas de menor resistência mecânica, oferecendo valores a favor da segurança nestes casos.

<sup>217</sup> Tabelas disponíveis no [Anexo 2](#).

<sup>218</sup> BARTON, N.; LIEN, R.; LUNDE, J. Engineering Classification of Rock Masses for the Design of Tunnel Support. **Rock Mechanics**, n. 6, 1974. pp. 183-236.

O número de proporção dos blocos ( $K_b$ ) foi calculado segundo a fórmula (8.3) (ANNANDALE, 2006, p. 107), com  $J_n$ , obtido através de uma [tabela](#)<sup>219</sup>, igual a 2,73 para as descontinuidades que formam um cubo.

$$K_b = \frac{RQD}{J_n} \quad (8.3)$$

onde Palmstron (1985<sup>220</sup> apud NONATO, 2002, p. 165) relaciona o Índice de Qualidade de Rocha ( $RQD$ ) com  $J_c$ , que caracteriza a contagem volumétrica de juntas:

$$RQD = 115 - 3,3 \cdot J_c, \text{ onde: } J_c = (3/D_K) + 3 \quad (8.4)$$

Para o cálculo do diâmetro equivalente do cubo ( $D_K$ ) foi utilizada a aresta do cubo ( $a_{cubo}$ ) modelado, com dimensões de protótipo ( $a_{cubo} = 3,17m$ ). Sendo assim,  $D_K$  foi calculado através da fórmula (8.5), com  $D_K \geq 0,10m$  para garantir sua validade. Isso resultou em:  $K_b = 37,4$ .

$$D_K = (a_{cubo}^3)^{1/3} \quad (8.5)$$

O cálculo do número de intertravamento entre blocos ( $K_d$ ) relaciona outros dois fatores relativos às juntas, conforme equação (8.6). Nesta equação,  $J_r$  caracteriza a rugosidade das juntas, o grau de contato entre os blocos e quão abertas são as juntas, e  $J_a$  caracteriza o material de preenchimento destas juntas e quão alterado é seu estado. Estes dois parâmetros ( $J_r$  e  $J_a$ ) podem ser obtidos através de [tabelas](#)<sup>221</sup>, sendo que, para a presente modelagem, equivalem a 1,0 e 20,0 respectivamente. O primeiro, devido às juntas modeladas serem abertas, e o segundo valor representa uma situação fictícia, em que o bloco é isolado em um contorno exterior composto somente de água, visto que na presente modelagem, o bloco é espaçado do fundo por pequenos pés que definem a junta inferior. Conforme exposto,  $K_d$  ficou igual a 0,05.

<sup>219</sup> Tabela disponível no [Anexo 2](#).

<sup>220</sup> PALMSTROM, A. Application of the Volumetric Joint Count as a Measure of Rock Mass Jointing. **Proc.Int. SVmp. On Fundamentals of Rock Joints**, Bjorkliden, Sweden, pp.103-110, 1985.

<sup>221</sup> Tabelas disponíveis no [Anexo 2](#).

$$K_d = \frac{J_r}{J_a} \quad (8.6)$$

Finalmente, foi obtido o fator de arranjo estrutural ( $J_s$ ), no caso, igual a 1,14. Conforme [tabelado](#)<sup>222</sup>, este valor é representativo de uma situação onde as descontinuidades laterais ao bloco são perpendiculares à soleira da bacia de dissipação.

Portanto, o Índice de Erodibilidade ( $K$ ) que representa a resistência à erosão do bloco modelado, em condições de protótipo, é igual a 596. Logo, determinou-se, pela equação (3.26), vista em 3.6, o valor da potência crítica do escoamento ( $P_c$ ) que arranca o bloco da cavidade, resultando em um valor de protótipo de  $120kW/m^2$ , o qual é expresso em termos do presente modelo, através da fórmula (8.2), em  $0,12kW/m^2$ . Este valor foi utilizado como valor base na calibração do método proposto no presente trabalho, como será visto a seguir.

## 8.2 DETERMINAÇÃO DA POTÊNCIA HIDRÁULICA ATUANTE SOBRE O LEITO

A determinação da potência do jato ( $P_{a,max}$ ) que incide diretamente sobre o leito, dada em [ $W/m^2$ ], pode ser calculada pela equação (8.7) sem considerar o colchão d'água. Esta equação superestima a energia do jato que impacta sobre o leito pois admite um ângulo de incidência de  $90^\circ$ , além de considerar a seção do jato sem dispersão, a qual tem sua área dada por: ( $w \cdot B$ ), onde  $B$  é a espessura do jato (ver item 5.2.3) e  $w$  é a largura do canal.

$$P_{a,max} = \frac{\gamma \cdot Q \cdot H_1}{w \cdot B} \quad (8.7)$$

No presente trabalho, a equação (8.7) anterior, que estima a potência máxima ( $P_{a,max}$ ) do jato por unidade de área, é dada na forma da equação (8.8). A fim de se contemplar a perda de energia do fluxo do jato devido ao colchão d'água, um termo foi adicionado nesta equação, originando a equação que estima a potência do jato mergulhante sobre o leito, a qual é dada pela expressão (8.9). O termo adicionado:  $P_d^*/P_{d,max}^*$ , caracteriza a dissipação da energia do

<sup>222</sup> Tabela disponível no [Anexo 2](#).

jato no colchão d'água, e o expoente  $K_s$  é denominado índice de energia erosiva, o qual é uma variável que depende do grau de aeração na bacia e da turbulência do jato.

$$P_{a,\max} = \gamma \cdot q \cdot \frac{H_1}{B} \quad (8.8)$$

$$P_a = \gamma \cdot q \cdot \frac{H_1}{B} \cdot \left( \frac{P_d^*}{P_{d,\max}^*} \right)^{\frac{1}{K_s}} \quad (8.9)$$

Para a calibração do índice de energia erosiva ( $K_s$ ), foram definidas três situações para cada uma das vazões ensaiadas no presente trabalho, desconsiderando a menor vazão, pelo motivo explicado na etapa 6.3.2.2 deste trabalho. Estas condições são compostas de: uma situação sem colchão d'água, e outras duas onde o jato penetra em um colchão d'água antes de impactar sobre o leito. Conforme visto na sequência, em cada uma destas condições de contorno, foi admitido um valor da potência do fluxo do jato que incide sobre o leito.

- a) Se  $P_d^*/P_{d,\max}^* = 1$ , então a potência do jato ( $P_a$ ) é máxima;
- b) se  $P_d^*/P_{d,\max}^*$  é o valor limite para haver arrancamento do bloco, então a potência do jato ( $P_a$ ) é igual à potência crítica do escoamento ( $P_c$ ) que arranca o bloco da cavidade, a qual é obtida através do método do Índice de Erodibilidade, conforme visto anteriormente;
- c) se  $P_d^*/P_{d,\max}^* = 0$ , então a potência do jato ( $P_a$ ) é nula.

A tabela (Tabela 8.1) seguinte indica as condições impostas para a obtenção da série de  $K_s$  que satisfaz a equação (8.9), para os dados obtidos no modelo do presente trabalho. Assim, por iteração, obteve-se um valor de  $K_s$  para cada vazão ensaiada com:  $\theta_0 \leq 0,932$ .

Tabela 8.1 – condições utilizadas para a definição da variável  $Ks$ 

	$\theta_0$	0,931	0,924	0,918	0,912	0,907
a)	$P_d^*/P_{d,max}^*$	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
	$P_a = P_{a,max}$ $P_a$ [W/m <sup>2</sup> ]	3528	4460	5824	7966	9280
b)	$P_d^*/P_{d,max}^*$	0,52	0,54	0,58	0,71	0,76
	$P_a = P_c$ $P_a$ [W/m <sup>2</sup> ]	120	120	120	120	120
c)	$P_d^*/P_{d,max}^*$	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
	$P_a = 0$ $P_a$ [W/m <sup>2</sup> ]	0	0	0	0	0

Finalmente, a série dos índices de energia erosiva ( $Ks$ ) resultantes foi calibrada utilizando o coeficiente de ejeção líquido ( $C_{UP}$ ) e a turbulência na emissão do jato ( $Tu_j$ ). O gráfico (Figura 8.1) de ajuste é mostrado abaixo e a respectiva equação (8.10) de ajuste é vista logo depois.

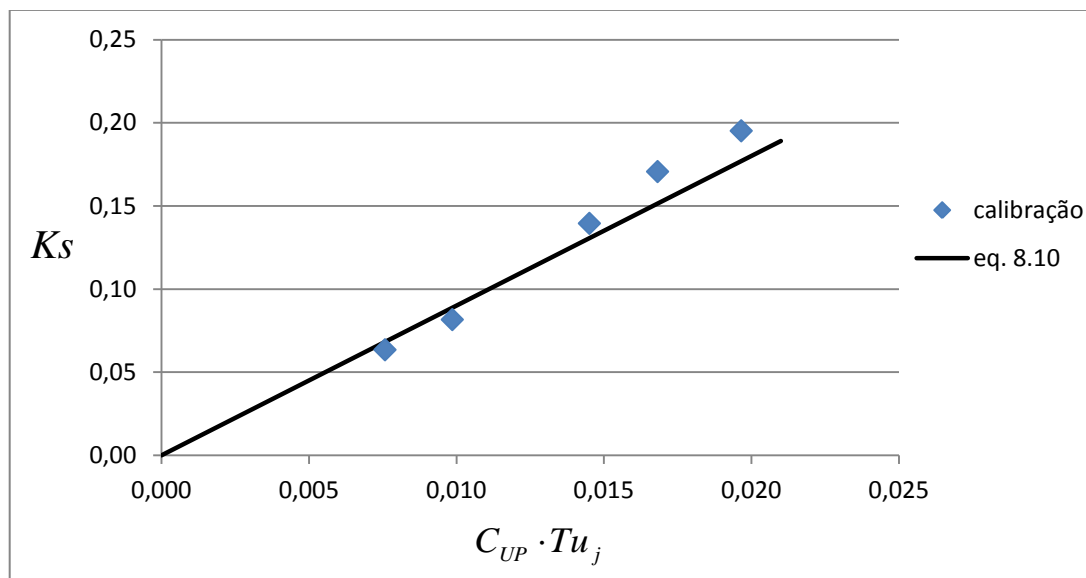


Figura 8.1 – ajuste do índice de energia erosiva para os resultados do presente trabalho

$$Ks = 9,0 \cdot C_{UP} \cdot Tu_j \quad (8.10)$$



Em uma análise de sensibilidade do índice de energia erosiva ( $K_s$ ) ajustado no presente trabalho, fez-se uma comparação entre a estimativa da potência do jato sobre o leito, calculada através da formulação proposta e a potência admitida na condição limite para haver arrancamento do bloco no modelo do presente trabalho, que tem um valor admitido de  $120\text{W/m}^2$ . Com isso, verificou-se as distorções causadas pelo ajuste (8.10), em valores de protótipo, resultando que: a potência do escoamento estimada para as vazões mais altas ficou aproximadamente  $50\text{kW/m}^2$  maior que o valor admitido de  $120\text{kW/m}^2$  (estimado  $K_s$  menores), e a potência estimada para as vazões mais baixas, ficou aproximadamente  $45\text{kW/m}^2$  menor que esse valor admitido para não haver arrancamento (estimado  $K_s$  maiores). Portanto, os resultados do ajuste apresentam uma variação máxima de 40% sobre os valores originais da condição limite para haver arrancamento do bloco. No entanto, se essas diferenças verificadas são comparadas com a máxima potência do jato em protótipo ( $\sim 9000\text{kW/m}^2$ ), na condição sem colchão d'água ( $P_d^*/P_{d,\max}^* = 1$ ), esta variação não é de grande significância.

Conforme a variabilidade dos resultados apresentada anteriormente, recomenda-se adotar uma margem de segurança ao se comparar a potência crítica do escoamento que causa a erosão do maciço ( $P_c$ ), com a potência do jato sobre o leito ( $P_a$ ). Esta última é calculada pelo método proposto, e aquela é obtida pelo método do Índice de Erodibilidade, que também tem uma dispersão agregada, conforme visto na Figura 3.18. Assim, a margem de segurança pode ser adotada dentro desta dispersão, subestimando a resistência do material de leito à ação erosiva da água. Então, com esta precaução tomada, mais um aspecto favorável à segurança é agregado ao resultado final, em adição aos adotados no desenvolvimento do método proposto no presente trabalho.

### 8.3 CONCLUSÃO DO MÉTODO

Neste capítulo foi apresentado um método para a determinação da potência de um jato lançado por um vertedouro salto esqui sobre um leito rochoso, a fim de que esta potência do escoamento por unidade de área seja confrontada com a resistência à erosão do leito, a qual é obtida pelo método do Índice de Erodibilidade. A metodologia de cálculo, então proposta, vem a subsidiar os casos em que há formação de uma fossa de erosão a jusante de vertedouros salto esqui, devido à complexidade dos fenômenos hidráulicos que ocorrem neste local.

A calibração do método proposto foi realizada a partir de dados obtidos em ensaios de arrancamento do bloco na bacia de dissipação do modelo estudado, conforme visto em 6.3. Estes ensaios foram realizados para a condição de ressalto hidráulico livre e ressalto hidráulico afogado, com diversas alturas lentas para as diferentes vazões vertidas. Com isso, obteve-se uma quantidade significativa de condições de jato mergulhante impactando sobre o leito. Conforme Annandale (2006, p. 232), extrapolar o método do Índice de Erodibilidade para bacias de dissipação é complicado, porque a geometria da bacia de dissipação, relativa às características do jato, leva a um incremento da capacidade erosiva da água em certas condições, e uma redução em outras. Considerando este aspecto no presente trabalho, procurou-se empregar uma metodologia de realização dos ensaios, com situações que vinham a garantir a segurança do método, superestimando o potencial erosivo do jato mergulhante na bacia de dissipação.

Conforme visto, procurou-se adotar aspectos conservadores na metodologia proposta, a fim de que esta possa ser utilizada em situações adversas. Sendo assim, ao facilitar a ejeção do bloco, ou seja, usando juntas favoráveis à ejeção e uma soleira plana, a  $P_d^*$  necessária para arrancar o bloco da cavidade é menor. Assim, a calibração do índice de energia erosiva ( $K_s$ ) resulta em valores de  $K_s$  maiores. Isto favorece a segurança da aplicação do método. Ainda, os valores de  $C_{UP}$  e  $Tu_j$  podem ser corrigidos conforme o grau de aeração no protótipo, o que também aumenta o índice de energia erosiva ( $K_s$ ).

É importante ressaltar que no caso da presente metodologia proposta, a potência do escoamento obtida ( $P$ ), a qual é usada na verificação do material de leito, não deve ser convertida em uma tensão cisalhante ( $\tau_b$ ) a ser utilizada em outra finalidade. Conforme alerta Annandale (2006, p. 302), a relação linear expressa pela fórmula (8.11), mostrada por Hanson e Cook (2004<sup>223</sup>), dependendo da complexidade da situação, nem sempre é verdadeira.

$$P = \tau_b \cdot \bar{V} \quad (8.11)$$

---

<sup>223</sup> HANSON, G. J.; COOK, K. R. Apparatus, Test Procedures, and Analytical Methods to Measure Soil Erodibility In Situ, Applied Engineering in Agriculture, **American Society of Agricultural Engineers**, Vol. 20, No. 4, 2004, pp. 455–462.

## 9 CONCLUSÃO

Visando contribuir aos estudos existentes sobre vertedouros salto esqui, conforme o objetivo deste trabalho, foram desenvolvidas metodologias para verificação da estabilidade do leito de fossas a jusante desse tipo de vertedouro. O procedimento foi realizado com a análise da energia cinética do jato, através de medições de pressão dinâmica; e da potência erosiva do jato, através de ensaios de ejeção hidrodinâmica de um bloco. Nestes dois modelos, a capacidade de erosão do jato mergulhante é amenizada em função da profundidade de colchão d'água.

Com isso, foram desenvolvidas duas metodologias: uma para a estimativa da energia cinética do fluxo sobre o leito da fossa, a fim de controlar a erosão de material particulado; e outra para o conhecimento da potência erosiva do jato sobre leitos rochosos, com o intuito de verificar a ocorrência do fenômeno de ejeção hidrodinâmica de blocos do maciço rochoso. Enquanto o primeiro método é indicado para pequenos barramentos, auxiliando na verificação do tamanho do material do leito a ser empregado no fundo da bacia, o segundo método é proposto para verificação de fossas pré-escavadas em maciço rochoso. Uma análise adicional de abertura e propagação de fissuras é recomendada para melhor proveito deste último método.

Devido à ênfase deste trabalho ser para morfologias genéricas de vertedouros salto esqui, isto é, independente do tipo de calha do vertedouro, se alongada ou curta por exemplo, estudou-se os efeitos que antecedem e posteriormente influenciam na ação erosiva do jato sobre o leito da fossa. Assim, caracterizou-se o escoamento nas diferentes fases do escoamento à superfície livre, tanto na calha do vertedouro quanto no jato lançado pelo ar e, da mesma forma, estudaram-se as características do fluxo após o impacto do jato no colchão d'água. Nesta etapa, se analisou o dinamismo do jato mergulhante no interior do colchão d'água e, finalmente, sobre o leito e no interior de juntas.

### 9.1 OBJETIVOS ALCANÇADOS

Para atender o objetivo principal deste trabalho de acordo com as proposições iniciais, conforme revistas anteriormente, foram demandadas análises específicas de cada um dos

efeitos que influenciam no potencial erosivo do jato. Desta forma, caracterizando os objetivos secundários, foi conciso o estudo em avulso desses efeitos, com atenção especial a uma revisão bibliográfica minuciosa para cada um deles. Essas considerações parciais realizadas visaram dar suporte no embasamento das metodologias mencionadas anteriormente, as quais contemplaram o objetivo principal deste trabalho.

Como este trabalho foi proposto, compararam-se os resultados obtidos com a bibliografia para ensaios, por exemplo, com fluxos emitidos por bocais. Com a abordagem adotada de etapas do escoamento, eliminaram-se as complexidades das relações, tanto entre modelos quanto protótipos, de diferentes morfologias possíveis de calha do vertedouro ou da energia de entrada do jato no colchão d'água.

As análises dos parâmetros que influenciam como ocorre a erosão no leito da fossa foram iniciadas com a identificação das parcelas de perda de energia em cada um dos processos transcorridos pelo escoamento: calha do vertedouro, jato livre e ressalto hidráulico. Assim, foram dissociadas as perdas de energia dentre estes fenômenos, desenvolvendo-se fórmulas para a obtenção destas grandezas separadamente. Isto possibilitou o isolamento do efeito dos demais parâmetros entre cada uma das etapas do escoamento, o que permite o uso destes em diferentes projetos ou em comparações com a bibliografia.

### **9.1.1 Escoamento à superfície livre: calha e jato**

Na calha do vertedouro, foram abordados os efeitos causados pela rugosidade da mesma, e da mudança abrupta de direção do fluxo induzida pela concha de lançamento, pois estes fatores influenciam na energia cinética de lançamento do jato a jusante. Seguindo na saída da calha do vertedouro, foram abordados aspectos importantes sobre a balística de jatos, os quais têm influência no desenvolvimento da fossa de erosão, como o ângulo balístico de lançamento, a dispersão no ar e o alcance projetado do jato.

O alcance do jato define o ponto de início da fossa de erosão, além do comprimento percorrido pelo jato no ar permitir a aeração do fluxo que atinge o colchão d'água, com atenção especial à grande quantidade de ar que é arrastada no caso de protótipos. A balística de jatos também está relacionada com o ângulo de incidência do jato no colchão d'água, influenciando diretamente no percurso do jato mergulhante e conseqüente na morfologia da

fossa de erosão. Com a obtenção da dispersão do jato no ar, foi possível estimar o grau de turbulência inicial do jato (no lançamento) e, com isso, aplicá-la em fórmulas para a estimativa das pressões causadas no leito da fossa de erosão.

### **9.1.2 Energia do jato que impacta sobre o leito**

No caso em estudo, as pressões foram medidas no local do ponto de estagnação junto à soleira para condição sem juntas e no fundo de junta para duas situações extremas: juntas de fluxo livre e cavidade com um bloco. Para a situação sem juntas, foram obtidas pressões dinâmicas com valores intermediários em comparação às duas situações extremas de juntas. Isso pode ser explicado devido à geometria da placa que molda a cavidade com 1 bloco não permitir o fluxo-de-escape por juntas laterais e inferiores, fenômeno este que reduz a pressão estática no fundo das juntas com 25 blocos.

Nas análises do amortecimento das pressões médias devido a um colchão d'água, foi obtida uma defasagem na tendência de atenuação das pressões, nas vazões de 9,4L/s e 7,4L/s, em relação às maiores vazões ensaiadas. Desta maneira, foi constatado que para estas duas vazões, com respectivos números de Froude no lançamento de 5,41 e 5,33, houve efeitos de escala conforme já definidos na bibliografia. Finalmente, para a utilização destas análises de atenuação das pressões, foi proposta apenas a equação obtida para as medições na interface da soleira (sem juntas), pois esta não obteve divergências significativas em relação às tendências obtidas para a atenuação das pressões no fundo de juntas.

Com relação às flutuações de pressão, foi possível observar que sua atenuação devido a um colchão d'água é levemente mais rápida no fundo das juntas do que na interface da soleira. Isto caracteriza um efeito de filtro dos grandes vórtices na entrada das juntas, como identificado na bibliografia. Sendo assim, para projetos, a equação respectiva à atenuação das pressões na interface da soleira é a mais recomendada para fins de segurança, tanto no cálculo de fenômenos transientes dentro das juntas, quanto para verificar vibrações nos blocos de rocha a fim de evitar a moagem dos mesmos.

### 9.1.3 Ejeção hidrodinâmica de blocos

Para o estudo da remoção dos blocos de rocha de sua matriz foram realizados ensaios de ejeção de um bloco por ação hidrodinâmica. Nestes ensaios, obtiveram-se níveis de água que impedem a ejeção do bloco, caracterizados como graus de submergência críticos. Estas situações críticas foram definidas para diversas condições de vazão com jatos incidentes sobre o bloco. Através das análises das pressões na interface da soleira e no fundo do bloco, foi possível obter, pela diferença destas pressões, a força média de sustentação do bloco nas situações de graus de submergência críticos. Desta forma, foi constatado que esta força é menor que o peso submerso do bloco, ou seja, há outras condicionantes, que sobrepostas à esta, causam a ejeção do bloco para fora da cavidade.

Dentre os aspectos observados na bibliografia, além da amplitude de flutuação de pressão e a frequência com que ela ocorre, são de grande importância os fenômenos ocorridos devidos à tensão cisalhante dentro das fissuras e a pressão exercida sobre o bloco pelo impacto do jato quando o bloco está parcialmente para fora da cavidade, ao vibrar verticalmente. Sendo assim, tanto a flutuação de pressão quanto as outras variáveis, de difícil precisão, foram representadas no presente trabalho pelo coeficiente de ejeção líquido. Este coeficiente é um indicativo da força restante, que adicionada à força média de sustentação, vencem o peso submerso do bloco por um determinado intervalo de tempo, fazendo-o ser ejetado para fora da cavidade.

Conforme explicitado, foi proposto o máximo coeficiente de ejeção líquido possível, isso quer dizer que, em um dado intervalo de tempo, para maiores profundidades de colchão d'água ou para a zona de não incidência direta do fluxo do jato (escoamento defletido junto ao fundo), valores menores deste coeficiente agem sobre o bloco, fazendo-o vibrar. Sendo assim, as arestas de um bloco de rocha submetido a estas condições menos severas, ainda podem ser desgastadas, facilitando a posterior ejeção do bloco. Portanto, uma análise do limite de vibração aceitável, para uma dada massa de rocha, seria mais apropriada nesse aspecto.

### **9.1.4 Comportamento do jato mergulhante**

No caso das pressões na zona de não incidência direta do jato, isto é, para a distribuição de pressão na soleira da bacia causada pela deflexão do jato neste contorno sólido, foi conveniente o estudo do comprimento de difusão total do núcleo do jato mergulhante. Esta grandeza é comumente utilizada em metodologias de cálculo da distribuição de pressão causada por jatos. Em estudos de jatos com incidência vertical, este comprimento é estimado através das flutuações de pressão medidas no local de impacto do jato em função da profundidade do colchão d'água. Desta forma, é identificada a profundidade que define a fronteira entre as características de jatos com núcleo não desenvolvido, e de jatos com núcleo totalmente difundido na massa de água.

No presente trabalho, a hidrodinâmica do jato no interior do colchão d'água compete à incidência inclinada do mesmo, o que causa assimetria nas difusões laterais do jato mergulhante, além do fluxo ser defletido na soleira em diferentes proporções para montante e para jusante. Este padrão contribui para a ocorrência de uma distribuição de pressão assimétrica na soleira da bacia, conforme foi analisada neste trabalho.

### **9.1.5 Equilíbrio da fossa de erosão**

A difusão do jato, na medida em que este penetra no colchão d'água, está relacionada com a energia cinética remanescente do jato em dada profundidade. Neste trabalho, estimou-se o comprimento de dissipação do jato, isto é, a profundidade de água capaz de dissipar toda a energia do jato, média, na direção do fluxo incidente no colchão d'água. Para isso, foi utilizada a análise de atenuação da pressão dinâmica no leito em função da coluna de água. Como resultado, obteve-se boa aproximação dos valores encontrados no presente trabalho, com os verificados por outras metodologias que podem ser empregadas com o mesmo intuito.

Na comparação, os dados do presente trabalho foram relacionados com a profundidade máxima que um jato é capaz de escavar, isto é, erodindo a rocha à partículas finas com o tempo de equilíbrio da fossa tendendo ao infinito. Além disso, também foi possível a comparação com estimativas do comprimento de penetração das bolhas de ar no colchão d'água. Nestes caso, a energia do fluxo que carrega as bolhas para o fundo deve vencer o empuxo das mesmas, que é muito pequeno para as menores bolhas.

Por outro lado, também se analisou a profundidade da fossa em função do tempo, utilizando dados da bibliografia referentes ao protótipo modelado neste trabalho. Com isso, foi concluído que a previsão do tempo de ocorrência da profundidade de equilíbrio da fossa (tempo de equilíbrio), é de enorme dificuldade, sobretudo na fase de projeto, quando não se dispõem de dados de progressão da fossa em protótipo. Além disso, há grande variedade nos resultados encontrados na bibliografia para a determinação da profundidade de equilíbrio em si, o que reforça a ideia de complexidade à que está submetida a previsão do tempo de equilíbrio da fossa.

### **9.1.6 Comportamento de diferentes morfologias de fossas**

Além da profundidade de equilíbrio da fossa, estimada para certo material de leito, valendo-se das análises sobre a energia cinética do fluxo que atua no leito da fossa de erosão, foi enfatizado também outros processos de formação de fossas de erosão. Desta maneira, foram disponibilizados alguns estudos encontrados na bibliografia sobre os aspectos hidráulicos e geométricos de diferentes configurações de bacias de dissipação. Então, procurou-se transpor esses diferentes estudos, para uma condição de fossa de erosão a jusante de um vertedouro salto esqui, quando permitido.

Nesta abordagem, mostraram-se as influências da rugosidade do material de leito e do grau de estreitamento da fossa no processo de perda de energia. Para o comprimento de equilíbrio da fossa, criou-se uma fórmula que está relacionada com a perda de energia que ocorre no interior do ressalto hidráulico, o qual está confinado na fossa de erosão. Portanto, devido à maior perda de energia causada pelo confinamento e rugosidade, o comprimento erodido no desenvolvimento da fossa, onde o fluxo atua junto ao fundo, deve ser menor do que o comprimento de um ressalto clássico desenvolvido em uma bacia com fundo plano.

Por último, dentre os objetivos secundários, foi vista a influência de fossa larga, isto é, diferente proporção entre a largura da calha do vertedouro, no local de lançamento do jato, e a largura da fossa de erosão a jusante, onde ocorrem os processos macroturbulentos como a recirculação lateral. Com isso, foi proposto, para esta possível condição, um método de cálculo da profundidade do colchão d'água de jusante da fossa, o qual deve amortecer o impacto do jato. Esta profundidade de projeto fica reduzida na condição de fossa larga, porém, por este ser um estudo incipiente e conservador, a profundidade original (maior), no



caso de vertedouro com mesma largura da fossa, deve continuar a ser utilizada em verificações onde a profundidade favorece a segurança. Dentre os aspectos relevantes estão a verificação do galgamento do vertedouro pelo nível do poço de acumulação, o que não é admissível em um vertedouro salto esqui.

## 9.2 CONSIDERAÇÕES E RECOMENDAÇÕES FINAIS

Neste trabalho, foi primado o desenvolvimento de métodos para projeto de vertedouros salto esqui com morfologias genéricas. Para isso, foi realizado o estudo, separadamente, de cada um dos estágios da dinâmica desse tipo de vertedouro, ou seja, essas análises foram divididas entre cada uma das principais etapas transcorridas pelo fluxo d'água em um vertedouro salto esqui:

- a) o escoamento na calha do vertedouro;
- b) o fluxo do jato no ar;
- c) o fluxo do jato no interior do colchão d'água;
- d) e o impacto do jato sobre o leito.

Isto facilitou a comparação dos métodos correntes, retirados da bibliografia, com os métodos propostos no presente trabalho, sendo assinaladas as definições, limitações e simplificações admitidas por cada uma dessas metodologias. Por exemplo, os dados obtidos no presente trabalho referem-se à delimitação inerente ao modelo físico reduzido de vertedouro salto esqui, em escala 1:100, da UHE Luiz Carlos Barreto de Carvalho, além do intervalo das condições de vazão ensaiadas serem aquelas de ocorrência no protótipo de: 2.000, 4.000, 6.000, 8.000, 10.000 e 12.000m<sup>3</sup>/s.

Conforme as sustentações realizadas, dentre as análises sobre os dados obtidos nos ensaios, foi possível o desenvolvimento de métodos para projeto de fossas pré-escavadas ou de verificação do material de leito quanto à possibilidade de erosão de fossas escavadas naturalmente. Porém, na abordagem realizada, não foi considerado o domínio da frequência da escala das estruturas macroturbulentas, nem os extremos de pressão e a duração de cada magnitude de solicitação de pressão sobre a soleira da bacia de dissipação e no interior das

juntas. Desta forma, a análise e comparação com estudos já existentes neste sentido são recomendadas para trabalhos futuros.

De maneira semelhante, alguns aspectos abordados no presente trabalho, vistos na sequência a seguir, sobre os quais se formaram bases para o desenvolvimento dos objetivos primários, encontram-se em situação incipiente. Por isso, a fim de solidificar os métodos de dimensionamento de fossas de erosão a jusante de vertedouros salto esqui, estes aspectos devem ser aprimorados:

- a) determinação das características do escoamento à superfície livre, tanto do fluxo que percorre a calha do vertedouro como do fluxo do jato no ar;
- b) contabilização da perda de energia nas diferentes fases do escoamento à superfície livre;
- c) exame da difusão do fluxo de um jato inclinado, à medida que entra no colchão d'água, bem como a ação deste fluxo sobre o leito;
- d) estimativa da distribuição de pressões na soleira levando em consideração a excentricidade da faixa de influência do jato, para o caso de jatos inclinados;
- e) análise da vibração e ejeção hidrodinâmica a que um bloco de rocha está sujeito, causada pela incidência do fluxo de um jato proveniente de um vertedouro salto esqui;
- f) avaliação da profundidade da fossa dada a evolução temporal de diferentes morfologias de fossas de erosão;
- g) relação de fossas de erosão formadas a jusante de vertedouros, com aspectos sobre o desenvolvimento de bacias de quedas d'água naturais ou bacias de dissipação com diferentes formas estáveis;
- h) estudo dos aspectos hidráulicos e geométricos de diferentes configurações de bacias de dissipação e fossas de erosão, e suas influências no processo de perda de energia: rugosidade, estreitamento, alargamento e variação no comprimento da fossa.

## REFERÊNCIAS

- AHMADI, A.; HARDWICK, J.D. Turbulent Flow Structure and Air Entrainment over a Nappe Deflector. 5th **Int. Conf. on Hydro-Science and Engineering**, Warsaw, Poland, 2002.
- ALHAMID, A. A. S-Jump characteristics on sloping basins. **Journal of Engineering and Applied Science**, Cairo university, Egypt, Egypt, Vol. 50, No. 1, 2003.
- ANNANDALE, G. W. **Scour Technology: Mechanics and Engineering Practice**. McGraw-Hill, 2006.
- AZAMATHULLA, H. M.; GHANI, A. A.; AZAZI ZAKARIA, N. ANFIS-based approach to predicting scour location of spillway. **Proceedings of the Institution of Civil Engineers, Water Management** 162, December 2009, Issue WM6, Pages 399–407.
- BHUTTO, H. B. G. **Hydraulic jump control and energy dissipation**. PhD thesis, Mehran University of Engineering & Technology, Jamshoro, 1987.
- BOLLAERT, E. **Transient water pressures in joints and formation of rock scour due to high-velocity jet impact**, Communication No. 13, Laboratory of Hydraulic Constructions, EPFL, Switzerland, 2002.
- BOLLAERT, E. F. R. A Prototype-Scaled Rock Scour Prediction Model. 30th Annual **USSD** Conference, Sacramento, California, April 12-16, 2010.
- BOLLAERT, E.; HOFLAND, B. The Influence of Flow Turbulence on Particle Movement due to Jet Impingement, 2nd **Scour and Erosion Conference**, Singapore, November 2004.
- BOLLAERT, E.F.R.; MANSO, P. A.; SCHLEISS, A. J. Dynamic pressure fluctuations at real-life plunge pool bottoms, **Hydraulics of Dams and River Structures**, Teheran, Iran, pp. 117-124. 2004.
- BOLLAERT, E. F. R.; SCHLEISS, A. J. Scour of rock due to the impact of plunging high velocity jets Part I: A state-of-the-art review. International Association of Hydraulic Engineering and Research. **J. of Hydraulic Research** Vol. 41, No. 5 (2003a), pp. 451–464.
- BOLLAERT, E. F. R.; SCHLEISS, A. J. Scour of rock due to the impact of plunging high velocity jets Part II: Experimental results of dynamic pressures at pool bottoms and in one and two-dimensional closed end rock joints. **J. Hydraulic Research**, 41(5), (2003b), pp. 15–30.
- BORGHEI, S. M.; ZARNANI, P. Reply to discussions by E.F.R. Bollaert and A.J. Schleiss on "Jet impact geometry and plunge pool dimensions effects on dynamic pressures at pool sidewalls". **Canadian Journal of Civil Engineering**, 2008, 35:(11) 1351.
- BORJA, J. G. **Análise das Características Macroturbulentas ao Longo de uma Bacia de Dissipação por Ressalto Hidráulico à Jusante de um Vertedouro em Degraus**. 2009. 82 f. Trabalho de Diplomação (Graduação em Engenharia Civil) – Departamento de Engenharia Civil. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

BRIGHETTI, G. Critérios para o Dimensionamento de Extravadores em Salto de Esqui. **XXI Congresso Latinoamericano de Hidráulica** São Pedro, Estado, Brasil, Outubro 2004.

CASTILLO, L. G. **Metodología experimental y numérica para la caracterización del campo de presiones en los disipadores de energía hidráulica**. Aplicación al vertido libre en presas bóveda. Tesis Doctoral, Universitat Politècnica de Catalunya (Espanya), 214 f., 1989.

CHANSON, H. **Air Bubble Entrainment in Free-surface Turbulent Flows**: Experimental Investigations. Report CH46/95, Dept. of Civil Engineering, University of Queensland, Australia, June, 368 pages, 1995.

CHANSON, H. **A Study of Air Entrainment and Aeration Devices on a Spillway Model**. PhD thesis, Department of Civil Engineering, University of Canterbury, Christchurch, New Zealand, 1988.

CHANSON, H.; AOKI, S.; HOQUE, A. **Similitude of air bubble entrainment and dispersion in vertical circular plunging jet flows**: An experimental study with freshwater, salty freshwater and seawater. Coastal/Ocean Engineering Report, No. COE02-1, Dept. of Architecture and Civil Eng., Toyohashi University of Technology, Japan, 2002, 94 p.

CHARTRAND, S. M.; JELLINEK, M.; WHITING, P. J.; STAMM, J. Geometric scaling of step-pools in mountain streams: Observations and implications. **Geomorphology**, v. 129, iss. 1-2, p. 141-151, 2011.

CID SOLÉ, J. **Estudio experimental de la influencia del estrato rocoso en la forma del foso de erosión producida por jet en salto de esquí**. Tesina d'especialitat-Universitat Politècnica de Catalunya. Escola Tècnica Superior d'Enginyers de Camins, Canals i Ports de Barcelona, 2004.

COLEMAN, H. W.; WEI, C. Y.; LINDELL, J. E. **Hydraulic Design Handbook**, Chapter 17: Hydraulic Design of Spillways. Larry W. Mays, The McGraw-Hill Companies, 2004.

DARGAHI, B. Scour development downstream of a spillway. *Journal of Hydraulic Research* Vol. 41, No. 4 (2003), pp. 417-426.

DASGUPTA, B. et al. Development of Computational Methodology to Assess Erosion Damage in Dam Spillways. 21st Century Dam Design - Advances and Adaptations. 31st Annual USSD Conference, San Diego, California, April 11-15, 2011, pp. 433-447.

DOEBELIN, E. O. **Measurement Systems**: Application and Design. 4th Edition, Ed. McGraw-Hill Book Co, Singapore for manufacture and export, 1990.

EVCIMEN, T. U. **The Effect of Prismatic Roughness Elements on Hydraulic Jump**. A thesis submitted to the Graduate School of Natural and Applied Sciences Middle East Technical University, 94 f., 2005.

FANG, S. **Bed erosion below overflowing weir with an apron**. Final year project report, Nanyang Technological University, Singapore 2010.

- FEDERSPIEL, M. P. E. A.; BOLLAERT, E. F. R.; SCHLEISS, A. J. **Response of an Intelligent Block to Symmetrical Core Jet Impact**. Laboratory of Hydraulic Constructions, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne. 8 p., 2009, Lausanne, Switzerland.
- FERRERI, G. B.; NASELLO, C. Hydraulic jumps at drop and abrupt enlargement in rectangular channel. **Journal of Hydraulic Research**, Vol. 40, 2002, No. 4, pp. 491-505.
- FREEMAN, J. W.; GARCÍA, M. H. **Hydraulic Model Study for the Drown Proofing of Yorkville Dam, Illinois**. Hydrosystems Laboratory, Department of Civil Engineering, University of Illinois at Urbana - Champaign Urbana, Illinois. Civil Engineering Studies, Hydraulic Engineering Series N° 50, May 1996.
- HASAN, R. M.; MATIN, M. A. Experimental study for sequent depth ratio of hydraulic jump in horizontal expanding channel, **Journal of Civil Engineering (IEB)**, Vol.37, No. 1, June 2009, pp. 1-9.
- HELLER, V.; HAGER, W. H.; MINOR, H.-E. Ski jump hydraulics. **J. Hydraul. Eng.**, 131 (5), 2005, pp. 347-355.
- HOQUE, A. **Air Bubble Entrainment by Breaking Waves and Associated Energy Dissipation**. Ph.D. Thesis. Toyohashi University of Technology, 164 f., 2002.
- KERMAN-NEJAD, J. et al. Dynamic Pressure of Flip Bucket Jets. **World Applied Sciences Journal** 12 (8), 2011, pp. 1165-1171.
- LENCASTRE, A. **Descarregadores de cheia com particular incidência sobre a dissipação de energia em jactos cruzados**. Dissertação apresentada para obtenção do grau de Doutor em Hidráulica Aplicada, na Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, 227 f., 1984.
- LIU, P. A new method for calculating depth of scour pit caused by overflow water jets. **Journal of Hydraulic Research** Vol. 43, No. 6 (2005), pp. 695–701.
- LIU, P.; DONG, J.; YU, C. Fluctuating uplift on rock blocks at the bottom of a scour pool by overfall jets. Science In China Series E: Technological Sciences. **Science China Press, co-published with Springer**, Volume 41, Number 2, 1998.
- MANSO, P. F. de A. **The influence of pool geometry and induced flow patterns in rock scour by high-velocity plunging jets**. Thèse présentée à la faculté Environnement naturel, architectural et construit (ENAC) pour l'obtention du grade de Docteur ès Sciences, 345 f., 2006.
- MANSO, P. A.; FIOROTTO, V.; BOLLAERT, E.; SCHLEISS, A. J. Discussion of "Effect of Jet Air Content on Plunge Pool Scour" by Stefano Canepa and Willi H. Hager. **ASCE**. May 2003, Vol. 129, No. 5.
- MANSO, P. A.; BOLLAERT, E.; SCHLEISS, A. J. Influence of Rock Scour Geometry on Dynamic Pressures Due to Jet Impact. Laboratory of Hydraulic Constructions (LCH), Swiss Federal Institute of Technology Lausanne (**EPFL**) EPFL-ENAC-LCH 1015 Lausanne, Switzerland, 8 p., 2004.

MANSO, P. A.; FIOROTTO, V.; SCHLEISS, A. J. The Influence of Rock Fissure Opening Dimensions in Plunge Pool Scour. **Proceedings** of the 32nd Congress of IAHR, vol. Theme C (C2.b-145-O), 2007.

MANSO, P. A.; MARQUES, M.; ALMEIDA, F.; CANELLAS, A.; ROCHA, M. R. Rock scour downstream ski-jumps: Comparison of prototype observations with analytical and physical-model estimates. **Proceedings**, 32nd IAHR Congress, IAHR, 2007, Venice, Italy.

MANSO, P. A.; BOLLAERT, E.; SCHLEISS, A. J. Influence of Plunge Pool Geometry on High-Velocity Jet Impact Pressures and Pressure Propagation inside Fissured Rock Media. **J. Hydraul. Eng.**, 135(10), 2009, p. 783–792.

MELO, J. F.; PINHEIRO, A. N.; RAMOS, C. M. Pressões dinâmicas na soleira de bacias de dissipação por jactos: influência do arrastamento de ar. **Revista da Associação Portuguesa dos Recursos Hídricos**. Vol. 24, n.º 1 (2003), p. 27-37.

MELO, J. F.; PINHEIRO, A. N.; RAMOS, C. M. Forces on Plunge Pool Slabs: Influence of Joints Location and Width. **ASCE, Journal of Hydraulic Engineering**, Vol. 132, No. 1, January, 2006.

MOHAMED ALI, H. S. Effect of Roughened Bed Stilling Basin on Length of Rectangular Hydraulic Jump. **Journal of hydraulic Engineering, ASCE**, Vol. 117, No. 1, June, 1991, pp. 83-93.

NEGM, A.M. Characteristics of Jump in Case of Symmetric and Un-symmetric Operation of Regulators. **Proc. of ICHE-2000**, Published on CD, Seoul, Korea, Sep. 2000, pp. 26-29.

NIKMEHR, S.; TABEBORDBAR, A. Hydraulic Jumps on Adverse Slope in Two Cases of Rough and Smooth Bed. **Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology** 2(1): 19-22, 2010.

NONATO, C. A. **Contribuição à Caracterização Geológica-Geomecânica no Quadrilátero Ferrífero**. Tese de Doutorado apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Engenharia Metalúrgica e de Minas da Universidade Federal de Minas Gerais. Belo Horizonte, 186 f., 2002.

PAGLIARA, S.; CARNACINA, I.; PALERMO, M. Energy dissipation in presence of block ramps with enlarged stilling basins. 33rd **IAHR** Congress, 2009, pp. 5059-5066.

PALERMO, M.; CARNACINA, I.; ROY, D.; PAGLIARA, S. Pressure distribution on plunge pool scour. **Proceedings** of 3rd IJERW on Hydraulic Structures, Edinburgh, UK, March 2010, P 75-84.

PEGRAM, G. G. S.; OFFICER, A. K.; MOTTRAM, S. R. Hydraulics of skimming flow on modeled stepped spillways. **Journal of Hydraulic Engineering, ASCE**, New York, v.125, n. 5 p.500-510, May 1999.

PETERKA, A. J. **Hydraulic Design of Stilling Basins and Energy Dissipators**. Engineering Monograph No. 25, U.S. Bureau of Reclamation, Denver, USA, 1958.

PFISTER, M.; HAGER, W. H. Deflector-generated jets. **Journal of Hydraulic Research** Vol. 47, No. 4 (2009), pp. 466–475.

PINHEIRO, A. A. N. **Acções Hidrodinâmicas em Soleiras de Bacias de Dissipação de Energia por Ressalto**. Tese submetida para obtenção do grau de Doutor em Engenharia Civil pela Universidade Técnica de Lisboa, 405 f., 1995.

PINTO, L. C. S. **Estudo teórico-experimental das pressões dinâmicas desenvolvidas no fundo de pré-escavações a jusante de estrutura tipo Salto Esqui**. Tese de Doutorado Politécnica da Universidade de São Paulo, EPUSP, Brasil. 376 páginas, 1994.

SANAGIOTTO, D. **Características do Escoamento sobre Vertedouros em Degraus de Declividade 1V:0,75H**. 2003. 118 f. Dissertação (Mestrado em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental) – Instituto de Pesquisas Hidráulicas. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre.

SAVIĆ, L.; KUZMANOVIĆ, V.; MILOVANOVIĆ, B. **Assesment of The Position and Dimensions of the Ski-Jump Scour-Hole** (in Serbian). Faculty of Civil Engineering, University of Belgrade. *Vodoprivreda*, 2006, vol. 38, br. 4-6, pp. 181-18.

SAWADOGO, O. **Scour of Unlined Dam Spillways**. Thesis presented in partial fulfilment of the requirements for the degree of Master of Engineering Sciences (Civil) at Stellenbosch University, 144 pages, 2010.

SKOGERBOE, G. V.; SOMORAY, V. T.; WALKER, W. R. **Check-Drop-Energy Dissipator Structures in Irrigation Systems**. Colorado State University, Fort Collins, Colorado, May, 1971.

STEIN, O. R.; JULIEN, P. Y.; ALONSO, C. V. Mechanics of jet scour downstream of a head-cut. **Journal of Hydraulic Research**, 1993, Vol. 31, No. 6, pp. 723-737.

STEINER, R.; HELLER, V.; HAGER, W. H.; MINOR, H-E. Deflector Ski Jump Hydraulics. **Journal of Hydraulic Engineering, ASCE**, May 2008.

TAMADA, K. **Dissipação de Energia na Engenharia Hidráulica**. Resumo de Aula, PHD-727, São Paulo, 1994. Disponível em <[http://www.fcth.br/public/cursos/phd5727/Dissip\\_Internet.pdf](http://www.fcth.br/public/cursos/phd5727/Dissip_Internet.pdf)>.

TEIXEIRA, E. D. **Efeito de Escala na Previsão dos Valores Extremos de Pressão Junto ao Fundo em Bacias de Dissipação por Ressalto Hidráulico**. Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Engenharia, 293 f., 2008.

TOOMBES, L.; CHANSON, H. Free-surface aeration and momentum exchange at a bottom outlet. **Journal of Hydraulics Research**, 2007, 45(1): 100–110.

TRIERWEILER NETO, E. F. **Avaliação do campo de pressões em ressalto hidráulico formado à jusante de uma comporta com diferentes graus de submergência**. Dissertação (Mestrado em Engenharia) – Curso de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento

Ambiental, Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 174 f., 2006.

U. S. ARMY CORPS OF ENGINEERS. **Hydraulic Design of Spilways**. Department of the Army, U. S. Army Corps of Engineers, Washington, D. C., 1990.

U. S. BUREAU OF RECLAMATION. **Design of Small Dams**. Water Resources Technical Publication, 860 p.; 1987a.

U. S. ARMY CORPS OF ENGINEERS. **Hydraulic Design Criteria**. multivolume report of U. S. Army Corps of Engineers, November 01, 1987b. Disponível em <<http://chl.erdc.usace.army.mil/hdc>>.

WEIKLE, B. M. **Preliminary Investigation of Energy Dissipation at Culvert Outlets Using a Riprap Step**. Thesis submitted to the College of Engineering and Mineral Resources at West Virginia University in partial fulfillment of the requirements for the degree of Masters of Science in Civil Engineering. Morgantown, West Virginia, 168 f., 2000.

WYRICK, J.R., PASTERNAK, G.B. Modeling energy dissipation and hydraulic jump regime responses to channel nonuniformity at river steps. **Journal of Geophysical Research** 113, 2008, F03003. doi:10.1029/2007JF000873.

YILDIZ, D.; ÜZÜCEK, E. Scour Depth Prediction From Free Falling Flip Bucket Jets. **Teknik Dergi** Vol. 7 No 4, October 1996, pp. 1255-1273.

YUDITSKII, G. A. Experimental investigation of the pulsations of hydrodynamic loads on linings downstream from hydraulic structures. **Izvestiya VNIIG**, 5\_88 (1958), 65 (1960).

YUDITSKII, G. A. **Acção hidrodinâmica de uma lâmina descarregadora sobre fragmentos de um leito rochoso e condições de rotura deste**. 1963. Trad. do russo J. A. Pinto de Campos. Lisboa : LNEC, 1983. [2], 38 p.

ZARNANI, P.; BORGHEI, S. M. Effects of Plunge Pool Dimensions on Dynamic Pressures on Sidewalls Due to Jet Impacts. **7th International Conference on Civil Engineering**, Tarbiat Modares Univ., Tehran, Iran, 2006.



## APÊNDICE 1 – Conversão das pressões medidas com incidência do jato em plano inclinado

A obtenção das pressões dinâmicas médias, e suas flutuações, devidas à incidência inclinada de jatos em uma superfície pode ser feita utilizando relações retiradas da bibliografia. Um estudo recente foi realizado sobre um modelo de vertedouro salto esqui, no qual foram investigados parâmetros relativos às pressões medidas por transdutores, tais como a pressão média, desvio padrão e extremos de pressão. As tomadas de pressão foram dispostas em uma superfície inclinável, na qual o jato incidia com diferentes ângulos (KERMAN-NEJAD et al., 2011, p. 1167).

A partir dos dados disponibilizados pelos autores, foi possível a obtenção do gráfico (A.1) de conversão de pressões médias, comparando-o com a fórmula de Aki (4.5). Um ajuste dos dados de Kerman-Nejad et al. (2011, p. 1169) é visto na equação A.1.

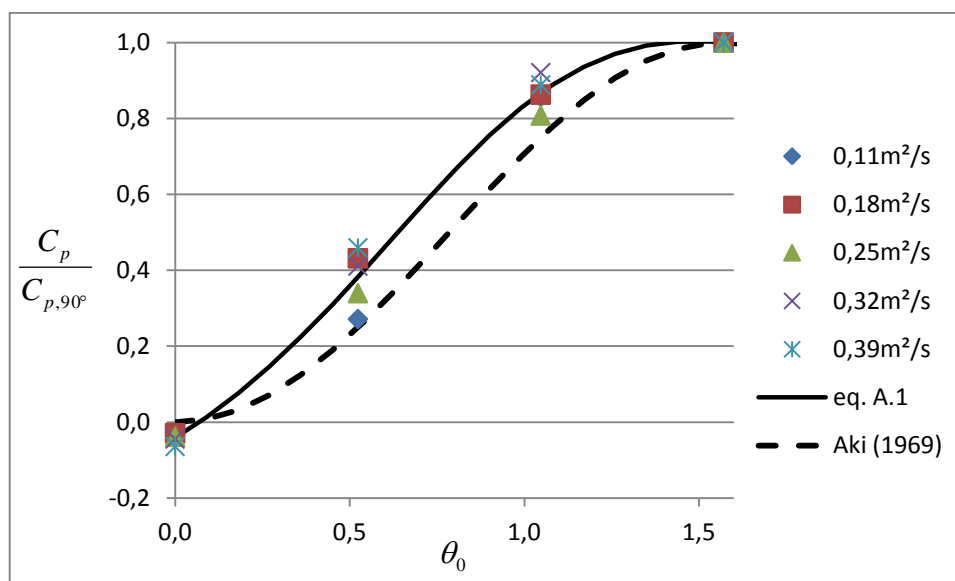


Figura A.1 – conversão de pressões médias medidas com incidência inclinada do jato, para a respectiva componente axial de pressão média

$$\frac{C_p}{C_{p,90^\circ}} = \frac{(0,59 \cdot \theta_0 - 0,04)}{(1 - 0,80 \cdot \theta_0 + 0,47 \cdot \theta_0^2)} \quad (\text{A.1})$$

Para a determinação de um ajuste para a conversão do desvio padrão das amostras de pressão, fez-se uma estimativa das condições da dinâmica de jatos, ensaiada pelos autores, através da

equação de pressões fornecida (KERMAN-NEJAD et al., 2011, p. 1170). O gráfico (A.2) resultante, e respectiva tendência entre as pressões máximas e o alcance do jato são mostrados a seguir:

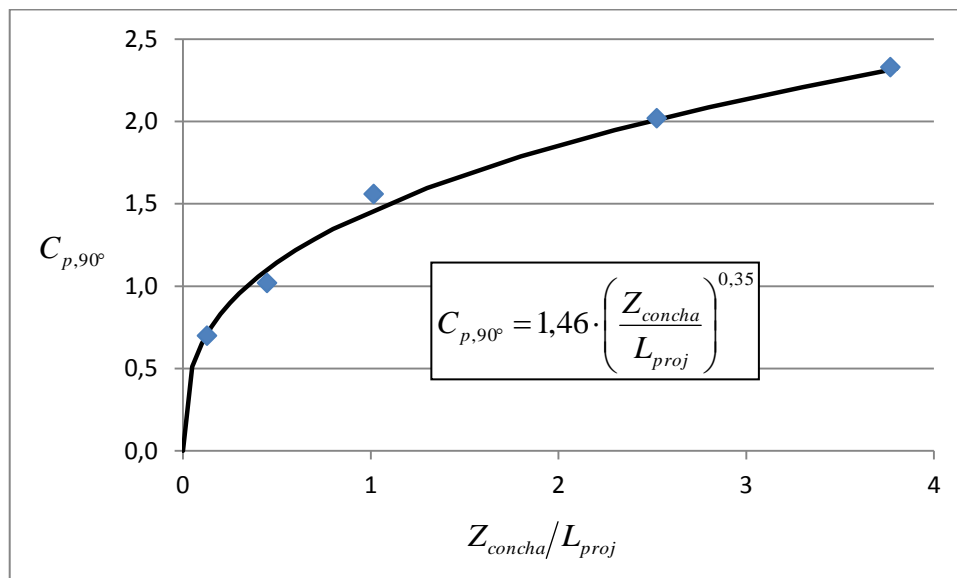


Figura A.2 – tendência entre as pressões máximas (axiais) e o alcance do jato

Esta tendência foi utilizada no ajuste dos dados de desvio padrão das amostras de pressão disponibilizados por Kerman-Nejad et al. (2011, p. 1169). O gráfico (A.3) e equação (A.2) resultante são vistos a seguir:

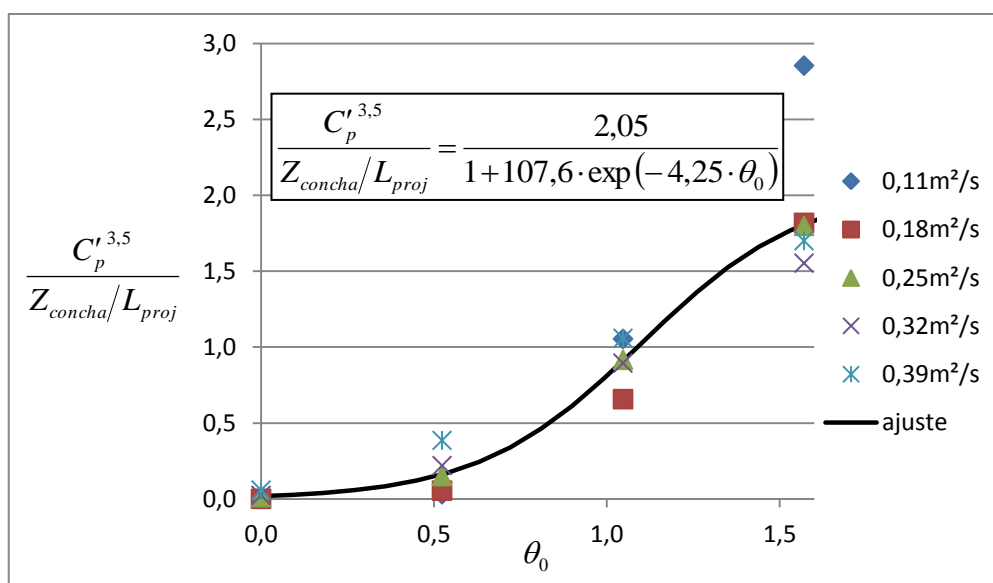


Figura A.3 – ajuste dos dados de desvio padrão das amostras de pressão disponibilizados por Kerman-Nejad et al. (2011, p. 1169)

Do ajuste anterior, é possível obter o termo das ordenadas correspondente ao máximo desvio padrão ( $\theta_0 = 90^\circ$ ):

$$\frac{C'_{p,90^\circ}{}^{3,5}}{Z_{concha}/L_{proj}} = 1,81 \quad (\text{A.2})$$

Com isso, tem-se que a equação a ser utilizada para a conversão do desvio padrão, para diferentes ângulos de incidência do jato sobre uma superfície plana, é dada pela equação (A.3):

$$\frac{C'_p}{C'_{p,90^\circ}} = \left( \frac{1,13}{1 + 107,6 \cdot \exp(-4,25 \cdot \theta_0)} \right)^{\frac{1}{3,5}} \quad (\text{A.3})$$

## APÊNDICE 2 – Local de incidência do jato, oriundo do vertedouro salto esquí modelado, na bacia de dissipação

Anteriormente à modelagem da bacia de dissipação com os blocos, conforme visto no item 4.2.2, foram realizados ensaios preliminares com o fundo da bacia de dissipação sem juntas (item 4.2.1). Assim, para o correto posicionamento do bloco central, instrumentado com o acelerômetro, foram observados os pontos de ocorrência de máxima pressão média ao longo da soleira da bacia para cada vazão ensaiada, conforme visto na tabela (A.1). Desta maneira, para os ensaios realizados posteriormente, respectivos à obtenção das pressões no fundo de juntas, o bloco central foi posicionado de maneira que estivesse sob incidência do fluxo do jato.

Tabela A.1 – ensaios realizados preliminarmente com fundo sem juntas: distâncias das pressões médias máximas, em relação ao ponto de lançamento do jato, para cada grau de submergência ensaiado

Q = 9,4 L/s							
S	0,00	0,97	1,18	1,37	1,57	2,00	2,56
Pm,max (m.c.a.)	0,062	0,081	0,090	0,118	0,136	0,162	0,204
X (m)	0,439	0,439	0,439	0,439	0,514	0,514	1,114

Q = 19,0 L/s						
S	0,00	1,02	1,16	1,28	1,42	1,68
Pm,max (m.c.a.)	0,259	0,257	0,245	0,237	0,230	0,216
X (m)	0,664	0,664	0,664	0,664	0,664	0,664

Q = 28,7 L/s						
S	0,00	1,08	1,19	1,31	1,41	1,51
Pm,max (m.c.a.)	0,270	0,264	0,256	0,253	0,250	0,247
X (m)	0,739	0,739	0,739	0,739	0,739	0,739

Q = 38,3 L/s						
S	0,00	1,03	1,12	1,21	1,30	1,37
Pm,max (m.c.a.)	0,211	0,212	0,240	0,243	0,247	0,252
X (m)	0,814	0,814	0,814	0,814	0,814	0,814

Q = 47,6 L/s					
S	0,00	1,01	1,10	1,17	1,24
Pm,max (m.c.a.)	0,242	0,251	0,259	0,262	0,262
X (m)	0,814	0,814	0,814	0,814	0,814

Q = 57,1 L/s				
S	0,00	0,98	1,05	1,12
Pm,max (m.c.a.)	0,239	0,241	0,255	0,264
X (m)	0,814	0,814	0,814	0,814

Como pôde ser observado na tabela (A.1) anterior, quando é elevada a altura de colchão d'água, o ponto de ocorrência de máxima pressão média ao longo da soleira é deslocado levemente para jusante. Isto acontece devido à variação do ângulo de incidência do jato na superfície do colchão d'água, conforme balística parabólica do jato. Assim, conforme as distâncias de ocorrência das máximas pressões médias para cada vazão, fez-se uma tabela (A.2) resumo, na qual são apresentadas as distâncias mínima, média e máxima, de ocorrência dessas pressões para:  $S < 1,7$ . Para graus de submergência maiores que esse valor, há uma tendência à deflexão do jato submerso (ver  $L_D$ ), deslocando o ponto de estagnação a jusante.

Tabela A.2 – distâncias de ocorrência das pressões médias máximas para cada vazão, conforme variado o nível de jusante

$Q$ (L/s)	9,4	19,0	28,7	38,3	47,6	57,1
X,min (m)	0,439	0,664	0,739	0,814	0,814	0,814
X,méd (m)	0,454	0,664	0,739	0,814	0,814	0,814
X,max (m)	0,514	0,664	0,739	0,814	0,814	0,814

Com essas distâncias é possível calcular as posições do bloco, respectivas ao local de incidência do jato para cada vazão ensaiada, sabendo-se que cada barra tem 3,17cm de largura e são espaçadas por juntas de 2mm. Assim, o bloco é posicionado conforme a Figura 4.7. As posições equivalentes aos locais de máxima pressão média observada podem ser vistos na tabela (A.3).

Tabela A.3 – posições previstas para possível posicionamento do bloco instrumentado com o acelerômetro

$Q$ (L/s)	9,4	19,0	28,7	38,3	47,6	57,1
Posição min:	8	15	17	19	19	19
Posição méd:	9	15	17	19	19	19
Posição max:	10	15	17	19	19	19

Devido à pequena divergência sofrida, lembrando que a discretização das tomadas é de 7,5cm ao longo da bacia, as posições efetivamente ensaiadas foram determinadas pela visualização

da posição de impacto do jato no fundo da bacia, para a condição sem formação de ressalto, e podem ser vistas na tabela (A.4). Nela, é possível notar que a posição do bloco central, determinada pela visualização do ponto de impacto do jato, ficou bem definida entre as posições mínimas e máximas previstas, em virtude da discretização usada (7,5cm).

Tabela A.4 – posições efetivamente ensaiadas em função do número de Froude no lançamento do jato, calculado sem perdas

$Q$ (L/s)	9,4	19,0	28,7	38,3	47,6	57,1
$F$	8,75	6,57	5,58	5,01	4,65	4,37
posição ensaio	9	15	17	19	19	19

### APÊNDICE 3 – Calibração do coeficiente de rugosidade de Manning e do fator de resistência de Darcy-Weisbach

Além da metodologia proposta no presente trabalho para a determinação da perda de carga causada na calha ( $h_{p_{calha}}$ ) do vertedouro salto esqui, vista na etapa 5.3.2 deste trabalho, também são calibrados aqui, o coeficiente de rugosidade de Manning ( $n$ ) e o fator de resistência ( $f$ ), para possível comparação destes com a bibliografia.

#### Coeficiente de rugosidade de manning

Conforme Pinheiro (1995, p. 144), embora a fórmula de Manning-Strickler seja aplicável apenas para a ocorrência de escoamento rugoso do início ao fim do trecho em que é empregada, é aceitável sua utilização em trechos com camada limite em desenvolvimento. Vale ressaltar que o coeficiente obtido através dessa fórmula deve ser utilizado somente para determinar o remanso entre dois pontos pré-determinados da calha. No caso do presente trabalho, a perda de carga sofrida na calha será representada desde a crista do vertedouro até a seção de lançamento do jato.

Com isso, calibrou-se o coeficiente de Manning de forma simplificada, portanto, não se considerou o desenvolvimento do escoamento turbulento, nem as curvas em declive ou ascensão percorridas pelo escoamento. Por isso, é de se esperar variações nesse coeficiente, o qual abrange todas as simplificações cometidas, mesmo a geometria da calha sendo constante.

O coeficiente de Manning ( $n$ ) possui dimensão ( $s/m^{1/3}$ ), por isso, a transposição do coeficiente calibrado no presente modelo ( $n_m$ ) para um protótipo ( $n_p$ ), deve ser feito segundo a equação (A.4), a qual segue a lei de semelhança de Froude.

$$\frac{n_p}{n_m} = \lambda_n = \lambda^{1/6} \quad (\text{A.4})$$

Os parâmetros necessários para calibração dos coeficientes de Manning estão expressos na equação (A.5). Esses parâmetros foram obtidos segundo os dados medidos nos ensaios e são

compostos: da velocidade do fluxo na seção de lançamento ( $V_j$ ); do raio hidráulico do fluxo na seção de lançamento ( $R_{h,j}$ ); e da declividade básica da calha ( $I$ ) entre a crista do vertedouro e a seção de lançamento. Esta última é calculada por  $I = \tan(\theta_2)$ , onde  $\theta_2$  é o ângulo de declive básico da calha. Os coeficientes de Manning resultantes são mostrados na tabela (A.5).

$$n_m = \frac{R_{h,j}^{2/3} \cdot I^{1/2}}{V_j} \quad (\text{A.5})$$

Tabela A.5 – calibração dos coeficientes de Manning respectivos ao modelo ensaiado

$F_j$	5,41	4,89	4,41	3,96	3,62	3,34
$n_m$ (s · m <sup>1/3</sup> )	0,0102	0,0121	0,0138	0,0156	0,0172	0,0188

Com os coeficientes de Manning calibrados ( $n_m$ ), obteve-se a relação adimensional para qualquer escala, vista na figura (A.4) e ajustada segundo a equação (A.6), onde  $n$  é o coeficiente de Manning,  $V_c$  é a velocidade do escoamento crítico,  $R_{h,c}$  é o raio hidráulico do escoamento crítico,  $y_{j,T}$  é a altura teórica do escoamento na seção de lançamento do jato, e  $R$  é o raio de curvatura da concha de lançamento.

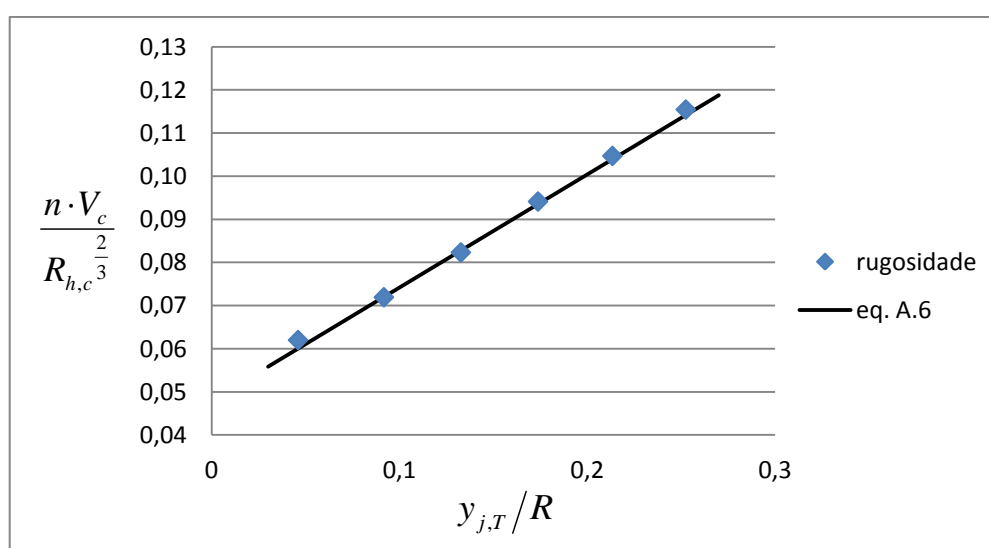


Figura A.4 – relação adimensional dos coeficientes de Manning calibrados no presente trabalho



$$\frac{n \cdot V_c}{R_{h,c}^{\frac{2}{3}}} = 0,262 \cdot \frac{y_{j,T}}{R} + 0,048 \quad (\text{A.6})$$

Com isso, estes coeficientes foram aplicados no cálculo do remanso para determinação da profundidade desde a crista do vertedouro até a seção de lançamento. A seguir, na tabela (A.6), são mostradas as alturas do fluxo na seção de lançamento do jato ( $y_j$ ), comparando-se às obtidas através dos dados medidos em modelo ( $y_{j,medido}$ ), com as obtidas por remanso ( $y_{j,calc}$ ). Estas últimas foram calculadas considerando o coeficiente de Manning ( $n$ ) visto anteriormente, adotando-se a profundidade inicial do escoamento na crista do vertedouro como sendo a profundidade do escoamento crítico ( $y_c$ ). As diferenças relativas ( $\Delta/\overline{y_j}$ ) entre essas alturas ficaram em até 0,5cm (12%) em modelo.

Tabela A.6 – diferença relativa entre a lâmina d'água na seção de lançamento obtidas através dos dados medidos em modelo e as calculadas por remanso

$y_{j,medido}$ (m)	0,012	0,022	0,030	0,039	0,048	0,057
$y_{j,calc}$ (m)	0,013	0,023	0,033	0,044	0,053	0,062
$\Delta/\overline{y_j}$ (%)	4,1	6,2	9,5	12,0	10,2	8,3

Conclui-se que o coeficiente de rugosidade de Manning ( $n$ ), proposto na equação (A.6), pode ser usado no cálculo da altura no ponto de lançamento do jato ( $y_j$ ) por remanso, com os devidos cuidados. É interessante mostrar esse coeficiente pois, através dele, é possível calcular a altura mencionada tanto para um vertedouro de soleira livre (caso do presente estudo), quanto para um vertedouro com comportas, o que usualmente ocorre para vertedouros salto esquí.

## Fator de resistência

O cálculo da velocidade do fluxo na seção de lançamento ( $V_j$ ) a partir do fator de resistência ( $f$ ) se dá por um processo iterativo, já que a perda de energia sofrida na calha ( $hp_{calha}$ ) depende destes dois parâmetros. Além disso, a velocidade a qual se pretende calcular é função desta perda de carga.

Apesar de a determinação da perda de energia sofrida na calha ( $hp_{calha}$ ) do vertedouro salto esquí, ser mais simples através da aplicação direta da fórmula (5.35), uma equação para determinação do fator de resistência ( $f$ ), mostrada mais adiante, foi criada para a calha do vertedouro salto esquí modelado no presente trabalho. Com isto, será feita uma comparação com as propostas de outros autores, em casos de diferentes condições de macrorugosidade imposta ao escoamento, como em vertedouros em degraus. Chanson (1994<sup>233</sup> apud SANAGIOTTO, 2003, p. 22) indica a fórmula (A.7) para obtenção do fator de resistência ( $f$ ), a qual foi aplicada no presente trabalho (valores mostrados na Tabela 5.7) sobre o ponto de lançamento do jato, onde  $R_{h,j}$  é o raio hidráulico do escoamento na seção de lançamento do jato,  $L_{calha}^*$  é o comprimento linear entre a crista do vertedouro e o ponto de lançamento do jato, tomando como referência o ângulo de declive básico da calha ( $\theta_2$ ).

$$f = \frac{8 \cdot R_{h,j} \cdot g}{V_j^2} \cdot \frac{hp_{calha}}{L_{calha}^*}, \quad (A.7)$$

onde:  $L_{calha}^* = \frac{H - Z_{concha}}{\text{sen}(\theta_2)}$

Quando em regime deslizante sobre turbilhões, o fator  $f$  da calha de vertedouros em degraus aumenta conforme há uma menor altura normal ( $y_n$ ) em relação à macrorugosidade do

---

<sup>233</sup> CHANSON, H. Hydraulics of skimming flows over stepped channels and spillways. **Journal of Hydraulic Research, IAHR**, Delft, v. 32, n. 3, p. 445-460, 1994.

degrau ( $k$ ). Isto pode ser visto na figura (A.5), pela equação de Chamani e Rajaratnam (1999<sup>234</sup> apud SANAGIOTTO, 2003, p. 22).

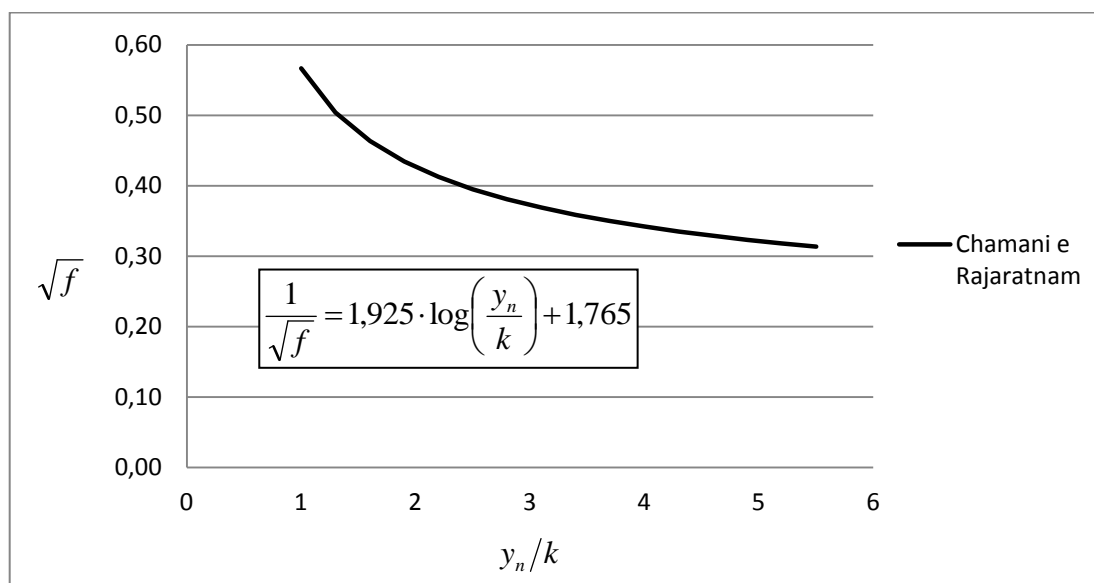


Figura A.5 – fator de resistência para a calha de vertedouros em degraus (CHAMANI & RAJARATNAM, 1999 apud SANAGIOTTO, 2003, p. 22)

No caso do presente trabalho, a interferência da concha de lançamento é tratada como uma macrorugosidade (conforme foi abordado em 5.3.2), que se torna mais influente quando o raio de curvatura da mesma ( $R$ ) fica muito pequeno em relação à altura do escoamento crítico ( $y_c$ ), por outro lado, se esta lâmina for muito pequena em relação ao raio da concha, caracterizando uma concavidade pouco acentuada, a microrugosidade da superfície da calha terá maior influência. Uma análise para identificação das parcelas principais que compõem o fator de resistência ( $f$ ) é mostrada na figura (A.6), onde o fator de resistência total ( $f_{total}$ ), obtido a partir das medições feitas no presente trabalho, é dissociado na parcela correspondente à microrugosidade da calha ( $f_{micro}$ ), e na parcela correspondente à macrorugosidade da concha de lançamento ( $f_{macro}$ ). As equações ajustadas são mostradas em seguida.

<sup>234</sup> CHAMANI, M. R., RAJARATNAM, N. Characteristics of skimming flow over stepped spillways. **Journal of Hydraulic Engineering, ASCE**, New York, v. 125, n. 4, p. 361-368, Apr. 1999.

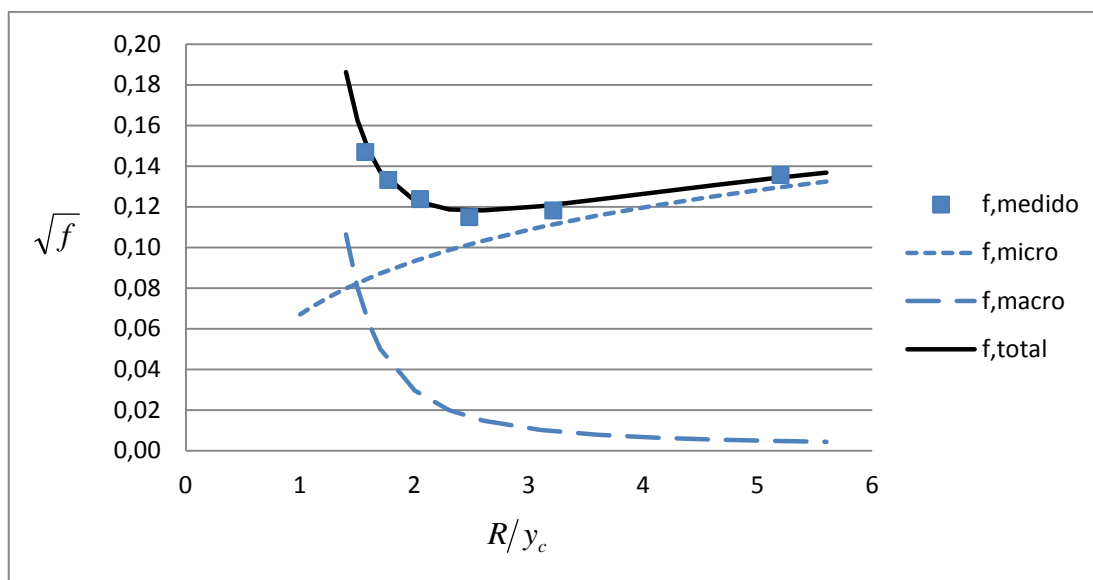


Figura A.6 – das parcelas que compõem o fator de resistência: parcela correspondente à microrugosidade da calha e parcela correspondente à macrorugosidade da calha

$$\sqrt{f_{micro}} = 0,067 + 0,038 \cdot \ln(R/y_c) \quad (A.8)$$

$$\sqrt{f_{macro}} = 0,0015 \cdot 390^{y_c/R} \quad (A.9)$$

$$\sqrt{f_{total}} = \sqrt{f_{micro}} + \sqrt{f_{macro}} \quad (A.10)$$

As fórmulas anteriores estão representadas de modo simplificado pela equação (A.11), a qual considera a altura teórica do escoamento na seção de lançamento do jato ( $y_{j,T}$ ). Esta equação também apresenta boa convergência no cálculo da perda de energia na calha ( $h_{p,calha}$ ) do vertedouro salto esquí.

$$\sqrt{f} = 0,82 \cdot \left( \frac{y_{j,T}}{R} + 0,41 \right) - \frac{y_{j,T}}{y_c} \quad (A.11)$$

Neste anexo, foram propostas equações para o cálculo dos fatores de resistência ( $f$ ) representativos da morfologia da calha do vertedouro salto esquí modelada no presente trabalho. Para estas equações, após determinado o fator de resistência ( $f$ ), a perda de carga

( $h_{p_{calha}}$ ) deve ser iterada juntamente com a velocidade do fluxo na seção de lançamento ( $V_j$ ). As alturas de lâmina d'água na seção de lançamento do jato ( $y_j$ ) calculadas por esse método se apresentaram as mesmas, na precisão de milímetro, às obtidas a partir dos dados coletados nos ensaios. Este método é tão preciso quanto ao visto na etapa 5.3.2 deste trabalho porém, necessita de iterações com dois parâmetros simultaneamente.

## APÊNDICE 4 – Determinação da velocidade balística de lançamento do jato

A determinação da velocidade balística ( $V_b$ ) de lançamento do jato pode ser feita a partir dos valores medidos da distância projetada do jato ( $L_{proj}$ ), através das equações que seguem:

$$L_{proj} = V_{bX} \cdot (t_1 + t_2), \quad (\text{A.12})$$

onde,  $V_{bX}$  é a componente da velocidade balística na direção horizontal,  $t_1$  é o tempo que uma partícula de fluido leva desde o ponto de lançamento do jato até a altura máxima ( $\bar{Z}_{topo}$ ) que este atinge, a qual é dada pela média dos valores medidos das cotas superior e inferior do jato nesta dada seção. Já  $t_2$ , é o tempo que a partícula de fluido leva desde a altura máxima ( $\bar{Z}_{topo}$ ) até impactar na soleira da bacia. As outras equações necessárias são vistas a seguir, onde  $V_{bY}$  é a componente da velocidade balística na direção vertical e  $V_{iY}$  é a componente vertical da velocidade que incide na soleira.

$$\bar{Z}_{topo} = Z_{concha} + \frac{V_{bY}^2}{2 \cdot g} \quad (\text{A.13})$$

$$t_2 = \frac{V_{iY}}{g} \quad (\text{A.14})$$

$$V_{iY} = \sqrt{2 \cdot g \cdot \bar{Z}_{topo}} \quad (\text{A.15})$$

$$t_1 = \frac{V_{bY}}{g} \quad (\text{A.16})$$

As equações anteriores são utilizadas na determinação das componentes horizontal e vertical da velocidade balística ( $V_b$ ), iterando os valores calculados de  $\bar{Z}_{topo}$  e  $L_{proj}$  para seus pares medidos em ensaio. A velocidade balística ( $V_b$ ) é então calculada pela equação (A.17). Com o conhecimento da mesma, e do ângulo balístico de lançamento ( $\theta_b$ ), é possível calcular a

distância projetada do jato ( $L_{proj}$ ). Para isso, a equação (A.17) pode ser composta das equações anteriores, resultando na equação (A.18).

$$V_b^2 = V_{bX}^2 + V_{bY}^2 \quad (A.17)$$

$$V_b^2 = \left( \frac{L_{proj}}{\frac{V_{bY}}{g} + \sqrt{2 \cdot g \cdot \left( Z_{concha} + \frac{V_{bY}^2}{2 \cdot g} \right)}} \right)^2 + V_{bY}^2, \quad (A.18)$$

isolando  $L_{proj}$ , a equação (A.18) fica:

$$L_{proj} = \frac{\left( V_{bY} + \sqrt{2 \cdot g \cdot \left( Z_{concha} + \frac{V_{bY}^2}{2 \cdot g} \right)} \right) \cdot \sqrt{V_b^2 - V_{bY}^2}}{g}, \quad (A.19)$$

onde a componente vertical da velocidade balística ( $V_{bY}$ ) pode ser expressa no formato da equação (A.20), em que  $\theta_b$  é o ângulo balístico de lançamento do jato.

$$V_{bY} = \sqrt{V_b^2 - (V_b \cdot \cos(\theta_b))^2} \quad (A.20)$$

## APÊNDICE 5 – Número de queda

Rand (1955<sup>240</sup> apud CASTILLO, 1989, p. 19), baseado nos dados experimentais de Bakhmeteff e Feodoroff (1943<sup>241</sup>), Moore (1943<sup>242</sup>) e seus próprios resultados sobre um vertedouro de jato em queda livre, como o da figura (A.7), mostrou que a grandeza das geometrias de fluxo d'água e profundidade das zonas de recirculação, sob influência do impacto do jato no colchão d'água, são descritas por um parâmetro adimensional denominado número de queda ( $N_q$ ). Este parâmetro é definido pela equação (A.21).

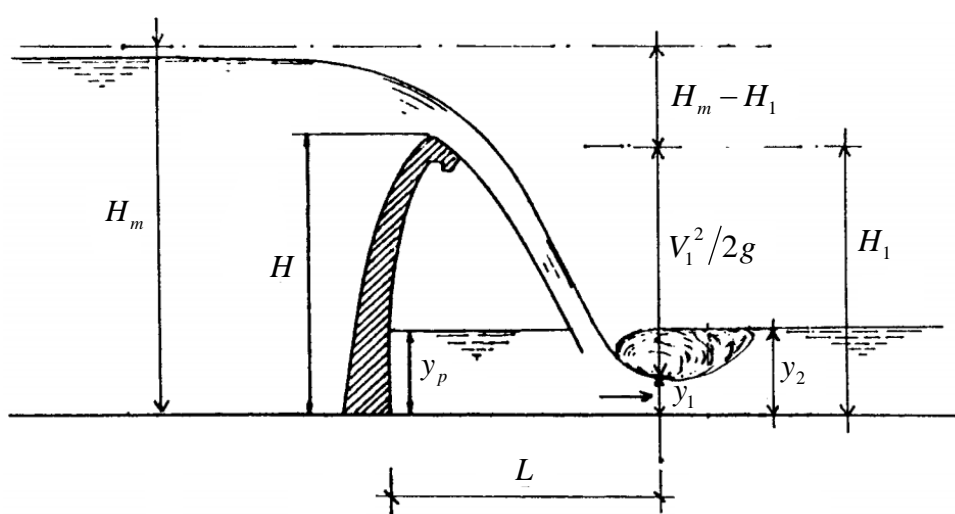


Figura A.7 – principais grandezas de um vertedouro com dissipação no pé da barragem (MOORE, 1943 apud CASTILLO, 1989, p. 15)

$$N_q = \frac{q^2}{g \cdot H^3} \quad (\text{A.21})$$

As relações geométricas encontradas pelo autor, para vertedouros de jato em queda livre, são as seguintes:

$$\frac{L}{H} = 4,30 \cdot N_q^{0,27} \quad (\text{A.22})$$

<sup>240</sup> RAND, W. Flow geometry at straight drop spillways. Paper 791, **Proceedings**, American Society of Civil Engineers, Vol. 81, pp. 1-13, September, 1955.

<sup>241</sup> BAKHMETEFF, B. A.; FEODOROFF, N. V. Discussion on energy loss at the base of the overall. By Walter L. Moore; **Transaction** American Civil Engineers. Vol. 108., pp. 1364-1373, 1943.

<sup>242</sup> MOORE, W. L. Energy loss at the base of a free overall. **Transactions**, American Society of Civil Engineers, vol. 108, pp. 1343-1360, 1943.



$$\frac{y_p}{H} = 1,00 \cdot N_q^{0,22} \quad (\text{A.23})$$

$$\frac{y_1}{H} = 0,54 \cdot N_q^{0,425} \quad (\text{A.24})$$

$$\frac{y_2}{H} = 1,66 \cdot N_q^{0,27} \quad (\text{A.25})$$

Com o exposto, compararam-se os resultados apresentados por estas fórmulas, para vertedouros de jato em queda livre, com os dados obtidos no presente trabalho, para um vertedouro salto esquí, ficando evidente que as grandezas: comprimento do jato ( $L$ ) e profundidade do poço de acumulação ( $y_p$ ) são fortemente influenciadas pela energia cinética do jato no ponto de lançamento, conforme estes resultados ficaram defasados entre os dois tipos de vertedouros. Ao propor-se a altura de queda do vertedouro salto esquí, como a diferença de cota entre o ponto de lançamento do jato e a soleira da bacia de dissipação, obteve-se que: enquanto o comprimento do jato (1,5-2,5 vezes maior que o calculado pela fórmula A.22) é influenciado pela componente horizontal da velocidade do jato, a profundidade do poço de acumulação (0,5-0,6 vezes menor que o calculado pela fórmula A.23) é influenciada pelo ângulo de incidência do jato na soleira, conforme visto em 6.9.5.

Em compensação, propondo-se a altura de queda do vertedouro salto esquí, como a diferença de cota entre o ponto de lançamento do jato e a soleira da bacia de dissipação ( $H \equiv Z_{concha}$  para estas equações), as profundidades conjugadas do ressalto ( $y_1$  e  $y_2$ ) foram bem aproximadas pelas equações (A.24) e (A.25). Então, tomando-se:  $y_c/Z_{concha} = N_q^{1/3}$ , conforme visto em 6.1, as equações ajustadas ficam, para o presente trabalho, na forma das equações (A.26) e (A.27), as quais têm diferença dos valores medidos menores que 1mm.

$$\frac{y_1}{Z_{concha}} = 0,46 \cdot \left( \frac{y_c}{Z_{concha}} \right)^{1,0} \quad (\text{A.26})$$

$$\frac{y_2}{Z_{concha}} = 1,86 \cdot \left( \frac{y_c}{Z_{concha}} \right)^{0,96} \quad (\text{A.27})$$

## APÊNDICE 6 – Ensaios de ejeção de bloco realizados por Yuditskii

Baseado na análise das forças atuantes em blocos de rocha inseridos em uma bacia de dissipação, Yuditskii (1971<sup>243</sup> apud LIU, 2005, p. 696) mediu os carregamentos focando-se na flutuação de pressão e consequentes elevações do bloco, analisando esse fenômeno.

Conforme Yuditskii (1963<sup>244</sup> apud MANSO, 2006, p. 15), o bloco não é ejetado da cavidade em razão da alta flutuação de pressões ou pela amplitude de pressão, mas devido a um pico de pressão média nas juntas abaixo do bloco, seguido de uma pequena ascensão do bloco. O que desencadeia esse fenômeno é apenas uma breve flutuação de pressão de alta amplitude.

Conforme Preobrazhenskii (1951<sup>245</sup> apud Yuditskii, 1960, p.?), a amplitude máxima das flutuações de pressão na soleira ( $A$ ), conforme o grau de afogamento do ressalto ( $S$ ), diminui segundo a seguinte relação aproximada:

$$\frac{A}{A_{S=1}} = \frac{1}{1 + 0,85 \cdot \ln(S)} \quad (\text{A.28})$$

com  $1 < S < 1,5$ , para esta fórmula.

Segundo Yuditskii (1985<sup>246</sup> apud PINTO, 1994, p. 165) deve-se ter grande atenção ao valor de amplitude máxima de flutuação de pressão ( $a_{\max}$ ) do diagrama das oscilações de pressão, expressa no gráfico (A.8), visto ser na zona dessas oscilações máximas que a erosão do leito é mais intensa.

<sup>243</sup> YUDITSKII, G. A. Experimental Prediction of Rock Bed Scour Below a Ski-jump Spillway Dam (1971).

**Translation from Russian by the IPST, Jerusalem.**

<sup>244</sup> YUDITSKII, G. A. **Ação hidrodinâmica de uma lâmina descarregadora sobre fragmentos de um leito rochoso e condições de rotura deste.** 1963. Trad. do russo J. A. Pinto de Campos. Lisboa : LNEC, 1983. [2], 38 p.

<sup>245</sup> PREOBRAZHENSKII, N. A. Flutuações de pressão no fundo de um rio num desnível hidráulico e cálculo da espessura de proteção do leito de jusante. *Izvestya VNI Gidrotekhniki*, Vol. 46, 1951.

<sup>246</sup> YUDITSKII, G. A.. **Pressões Instantâneas no Leito a Jusante de Barragens de Grande Altura com Descarregador em Salto Esqui:** Laboratório Nacional de Engenharia Civil. Lisboa: Informação Técnica Hidráulica, 1985. 15 p.

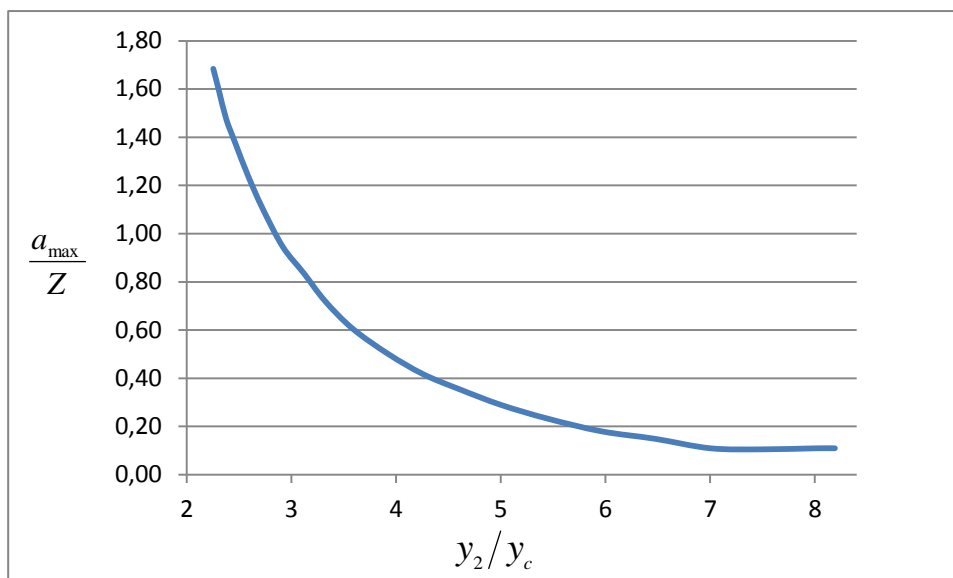


Figura A.8 – variação da amplitude máxima com profundidade do colchão (YUDITSKII, 1985<sup>248</sup> apud PINTO, 1994, p. 166)

$$a_{\max} = \frac{10,5 \cdot Z}{\left(\frac{y_2}{y_c}\right)^{2,23}} \quad (\text{A.29})$$

onde,

$Z = H_0 - y_2$  = energia no ponto de impacto do jato (seção de incidência), descontado a altura do colchão d'água de jusante ( $y_2$ );

$y_2$  = altura do colchão d'água de jusante do ressalto;

$y_c$  = altura crítica do escoamento.

Yuditskii (1963, p. 7) determinou a amplitude máxima das oscilações de pressão no bloco (A) por observação visual num oscilógrafo durante 2 minutos pois o aumento do período de observação não alterava os resultados obtidos. Então, foi utilizado este período para o valor máximo da pressão instantânea de arrancamento do bloco (B):

<sup>248</sup> YUDITSKII, G. A.. **Pressões Instantâneas no Leito a Jusante de Barragens de Grande Altura com Descarregador em Salto Esqui**: Laboratório Nacional de Engenharia Civil. Lisboa: Informação Técnica Hidráulica, 1985. 15 p.

$$B = P_{méd} + \frac{A}{2} \quad (\text{A.30})$$

Yuditskii (1963, p. 9) obteve em seu experimento que os valores máximos de  $A$  e  $B$  correspondem a valores de espessura das juntas ( $e_j$ ) de 2mm, correspondentes à largura das fissuras no modelo. A variação desta dimensão para mais ou para menos, entre  $1 < e_j < 8mm$ , provocaram diminuições de  $A$  e  $B$  da ordem de 10 a 25%. Então, visando assegurar os máximos de  $A$  e  $B$ , todos os ensaios foram feitos com juntas de 2mm de espessura.

## ANEXO 1 – Parâmetros referentes ao projeto de vertedouros salto esqui

Neste anexo, são mostrados os parâmetros/símbolos vistos no decorrer do presente trabalho, os quais estão arranjados aqui, entre as etapas de dimensionamento de vertedouros salto esqui que melhor assimilam o significado de cada um destes parâmetros:

- a) Parâmetros físicos e permanentes da modelagem;
- b) Parâmetros da morfologia física e hidráulica do vertedouro salto esqui modelado;
- c) Variáveis envolvidas no processo de perda de energia;
- d) Parâmetros da balística de jatos;
- e) Variáveis referentes ao impacto do jato sobre a soleira da bacia de dissipação;
- f) Parâmetros que descrevem o comportamento do jato mergulhante e a profundidade da fossa;
- g) Parâmetros hidráulico-geotécnicos.

### a) Parâmetros físicos e permanentes da modelagem

$g$ = aceleração da gravidade [m/s <sup>2</sup> ]
$q$ = vazão específica [m <sup>2</sup> /s]
$Q$ = vazão volumétrica [m <sup>3</sup> /s]
$\rho$ = massa específica da água [Kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_s$ = massa específica do sólido [Kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho a_{sec}$ = massa específica aparente seca do material de leito [Kg/m <sup>3</sup> ]
$\gamma \equiv \rho \cdot g$ = peso específico da água [N/m <sup>3</sup> ]
$\lambda = \frac{l_p}{l_m}$ = escala de comprimento

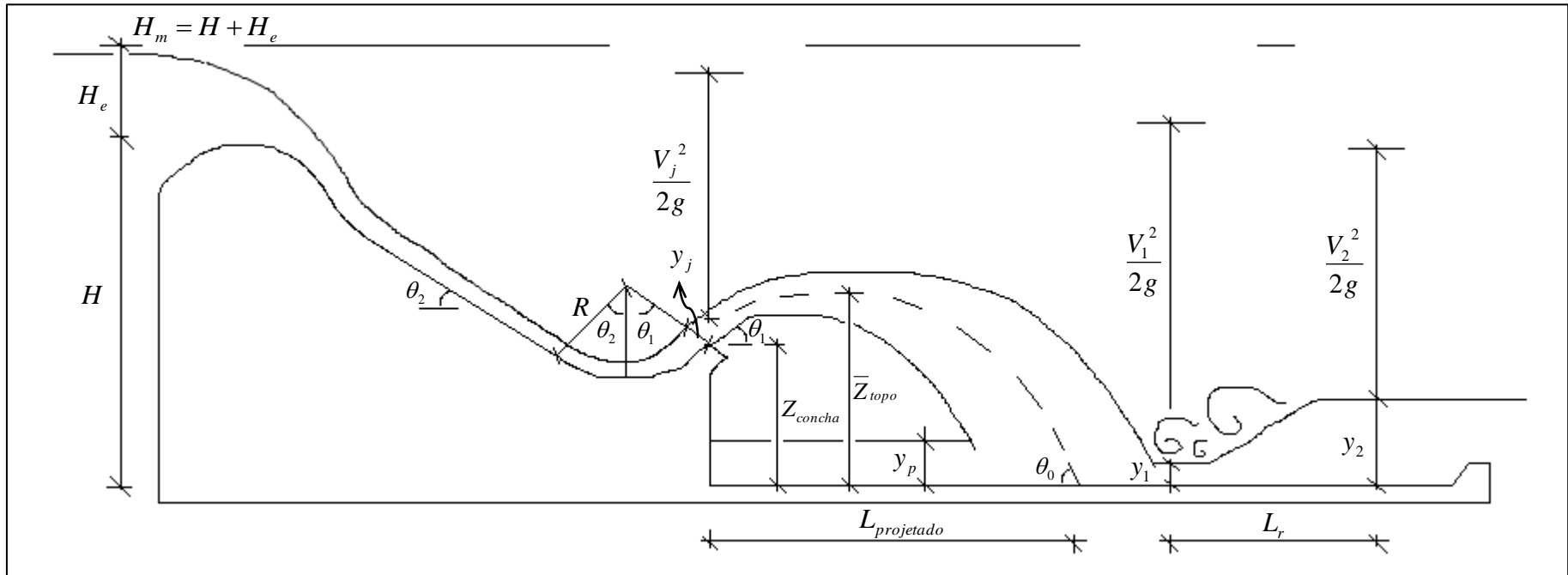


Figura A.9 - parâmetros da morfologia física e hidráulica do vertedouro salto esquí modelado

**b) Parâmetros da morfologia física e hidráulica do vertedouro salto esquí modelado (ver figura anterior)**

$H$ = altura da crista do vertedouro [m]
$H_e$ = energia sobre a crista do vertedouro [m]
$H_m$ = energia de montante ao vertedouro [m]
$H_0$ = carga de projeto do perfil Creager [m]
$H_1 = y_1 + V_1^2 / 2 \cdot g$ = energia do fluxo supercrítico do ressalto clássico [m]
$H_2 = y_2 + V_2^2 / 2 \cdot g$ = energia do fluxo subcrítico do ressalto [m]
$y_j$ = lâmina d'água do escoamento na seção de lançamento [m]
$y_{j,T} = q / \sqrt{2 \cdot g \cdot (H_m - Z_{concha} - y_{j,T})}$ = é a altura teórica do escoamento na seção de lançamento do jato, calculada sem perdas, por iteração [m]
$y_p$ = altura do poço de acumulação [m]
$y_{p,S=1}$ = altura do poço de acumulação para a condição de ressalto clássico [m]
$y_1$ = altura rápida do ressalto (profundidade conjugada rápida do ressalto clássico) [m]
$y_2$ = altura lenta do ressalto [m]
$y_{2,S=1}$ = profundidade conjugada lenta do ressalto clássico [m]
$y_c = \sqrt[3]{q^2 / g}$ = altura do escoamento crítico [m]
$R$ = raio da concha de lançamento [m]
$\theta_0$ = ângulo de incidência do jato, teórico, na soleira da bacia de dissipação do presente trabalho [rad]
$\theta_1$ = ângulo de lançamento do vertedouro salto esquí [rad]
$\theta_2$ = inclinação da calha que precede a concha de lançamento [rad]

$Z_{concha}$ = altura de lançamento do jato [m]
$w$ = largura da calha do vertedouro [m]
$W$ = largura da bacia de dissipação [m]
$S$ = grau de submersão do ressalto afogado [-]
$S_{y_p}$ = grau de submersão da profundidade do poço de acumulação [-]
$F_j$ = número de Froude no lançamento do jato [-]
$y_c/Z_{concha}$ = razão da altura de escoamento crítica pela altura de queda [-]
$N_q$ = número de queda [-]



Figura A.10 – vista de montante do vertedouro salto esquí modelado

### c) Variáveis envolvidas no processo de perda de energia

$q_{água}$ = vazão específica de água no fluxo do jato [ $m^2/s$ ]
$q_{ar}$ = vazão específica de ar no fluxo do jato [ $m^2/s$ ]
$y_{água}$ = parcela da espessura do jato correspondente à vazão específica de água [m]



$y_{ar}$ = parcela da espessura do jato correspondente à vazão específica de ar [m]
$y_{90}$ = espessura característica do fluxo, definida pela isolinha de $C_{ar} = 90\%$ [m]
$d$ = espessura característica do jato [m]
$\beta$ = taxa de arrastamento de ar ao longo da trajetória do jato <sup>255</sup> [-]
$\bar{C}_{ar}$ = concentração média de ar no escoamento [-]
$C_{ar}$ = concentração de ar em determinado ponto da seção de um fluxo bifásico [-]
$n$ = coeficiente de rugosidade de Manning [s.m <sup>1/3</sup> ]
$f$ = fator de resistência [-]
$L_{calha}^*$ = comprimento linear simplificado entre a crista do vertedouro e o ponto de lançamento do jato, tomando como referência o ângulo de declive básico da calha ( $\theta_2$ ) [m]
$hp_{m-1}$ = perda de energia ocorrida desde a seção de montante ao vertedouro até a seção de início do ressalto clássico [m]
$hp_{m-2}$ = perda de energia ocorrida desde a seção de montante ao vertedouro até a seção a jusante do ressalto clássico [m]
$hp_{1-2}$ = perda de energia no ressalto clássico [m]
$hp_{calha}$ = perda de energia ocasionada na calha do vertedouro até a seção de lançamento do jato [m]
$hp_{jato}$ = perda de energia sofrida pelo jato até a seção de incidência na bacia de dissipação [m]
$hp_{impacto}$ = perda de energia ocorrida entre a seção anteriormente e logo após o impacto do jato na soleira da bacia de dissipação [m]

<sup>255</sup> conforme definido em 3.3.4, a qual é estimada no presente trabalho segundo a equação 6.53, definida em 6.4.3.

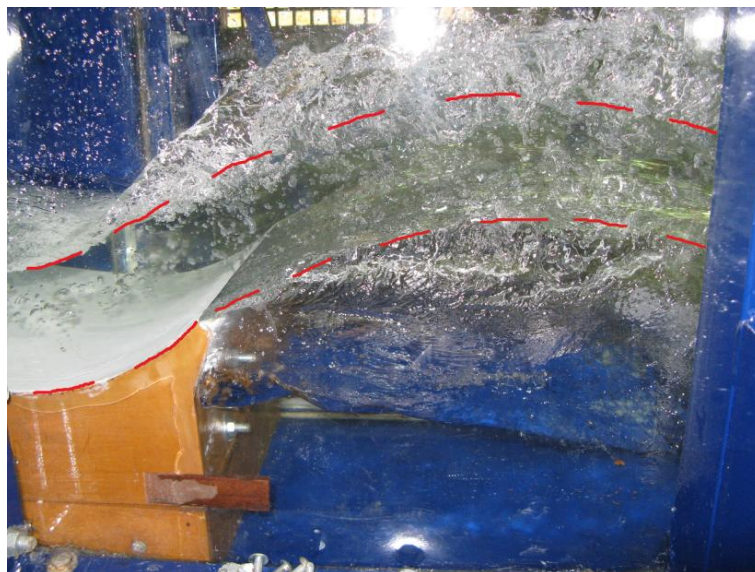


Figura A.11 – incipiência de ar ao fluxo do jato, o qual é indicado pelas linhas tracejadas

#### d) Parâmetros da balística de jatos

$V_b$ = velocidade balística de lançamento do jato [m/s]
$\theta_b$ = ângulo balístico [rad]
$B \equiv y_1$ = espessura equivalente do jato incidente no colchão d'água [m]
$V_i$ = velocidade que incide diretamente no ponto de estagnação na interface da soleira [m/s]
$V_0$ = velocidade do jato antes do impacto [m/s]
$a_c$ = aceleração centrípeta do fluxo na seção de lançamento do jato [m <sup>2</sup> /s]
$\bar{Z}_{topo}$ = cota central do fluxo na seção de altura máxima atingida pelo jato [m]
$y_{topo,M}$ = espessura exterior do jato, medida na seção do topo do jato [m]
$y_{topo,T}$ = espessura teórica, sem perdas, na seção do topo do jato [m]
$L_{topo}$ = distância horizontal projetada, desde a emissão do jato até o ponto da seção de altura máxima atingida pelo jato [m]

$L_{j-topo}$ = comprimento longitudinal, desde a emissão do jato até a altura máxima atingida pelo jato [m]
$y_{i,M}$ = espessura exterior do jato, medida na seção de incidência na soleira da bacia [m]
$y_{i,T}$ = espessura teórica, sem perdas, na seção de incidência do jato na soleira da bacia [m]
$L_{proj}$ = distância horizontal projetada, desde a emissão do jato até o ponto de impacto do centro do núcleo na soleira da bacia [m]
$L_{j-i}$ = comprimento longitudinal do jato, desde a sua emissão até o ponto de impacto na soleira da bacia [m]
$L_{P,max}$ = alcance de ocorrência de máxima pressão média, ponto de estagnação do impacto do jato na soleira da bacia [m]
$\mathcal{E}_{topo}$ = espalhamento lateral do jato no topo [m]
$D_{topo}$ = grau de dispersão no topo do jato [-]
$D_i$ = grau de dispersão na seção de incidência do jato [-]
$Tu_j$ = intensidade de turbulência na emissão do jato [-]
$Tu_i$ = intensidade de turbulência na seção de impacto do jato [-]

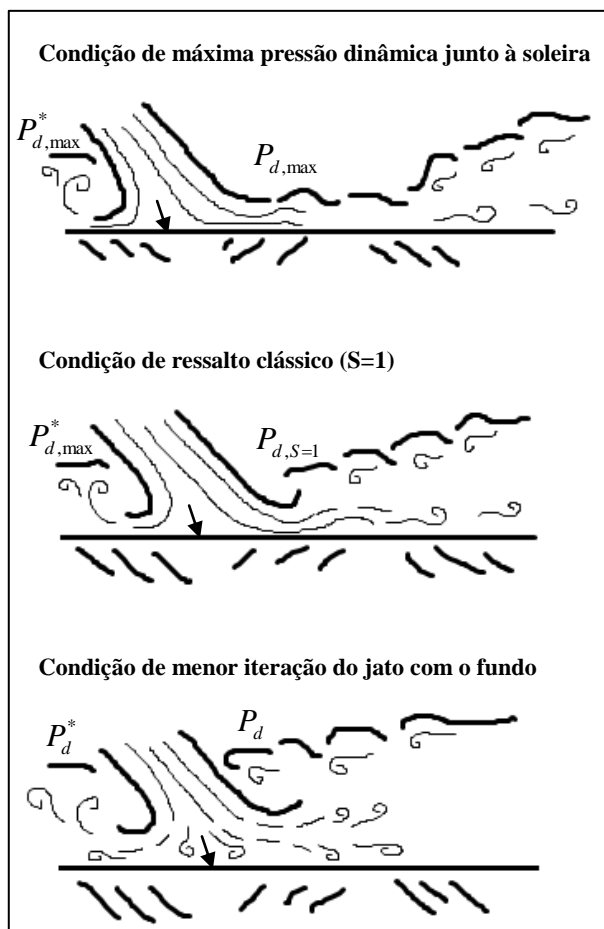


Figura A.12 – simbologia utilizada para a caracterização, no ponto de estagnação, das diferentes relações de pressão dinâmicas utilizadas no presente trabalho

### e) Variáveis referentes ao impacto do jato sobre a soleira da bacia de dissipação

$P_d$ = pressão dinâmica relativa à $y_2$ , no impacto do jato sobre a soleira [m]
$P_d^*$ = pressão dinâmica relativa à $y_p$ , no impacto do jato sobre a soleira [m]
$P_{d,max}$ = pressão dinâmica no impacto do jato sobre a soleira quando: $y_2 = 0$ [m]
$P_{d,max}^*$ = pressão dinâmica no impacto do jato sobre a soleira, relativa à $y_p$ , válida para: $S \leq 1$ [m]
$C_p$ = coeficiente de pressão dinâmica [-]
$\sigma$ = desvio padrão das amostras de pressão [m]

$\sigma_{\max}$ = máximo desvio padrão das amostras de pressão [m]
$C'_p$ = coeficiente de flutuação de pressão [-]
$P_s$ = pressão dinâmica, distribuída ao longo da soleira da bacia de dissipação, para $y = y_2$ no caso de um jato vertical [m]
$P_{s,\max} \equiv P_d$ = pressão média do ponto de estagnação [m]
$b$ = faixa de influência da pressão junto ao ponto de estagnação [m]
$b_m$ = para a faixa de influência a montante do impacto do jato [m]
$b_j$ = faixa de influência a jusante do impacto do jato [m]
$(x/b)_{e^-}$ = excentricidade da faixa de influência a montante do ponto de estagnação [-]
$(x/b)_{e^+}$ = excentricidade da faixa de influência a jusante do ponto de estagnação [-]

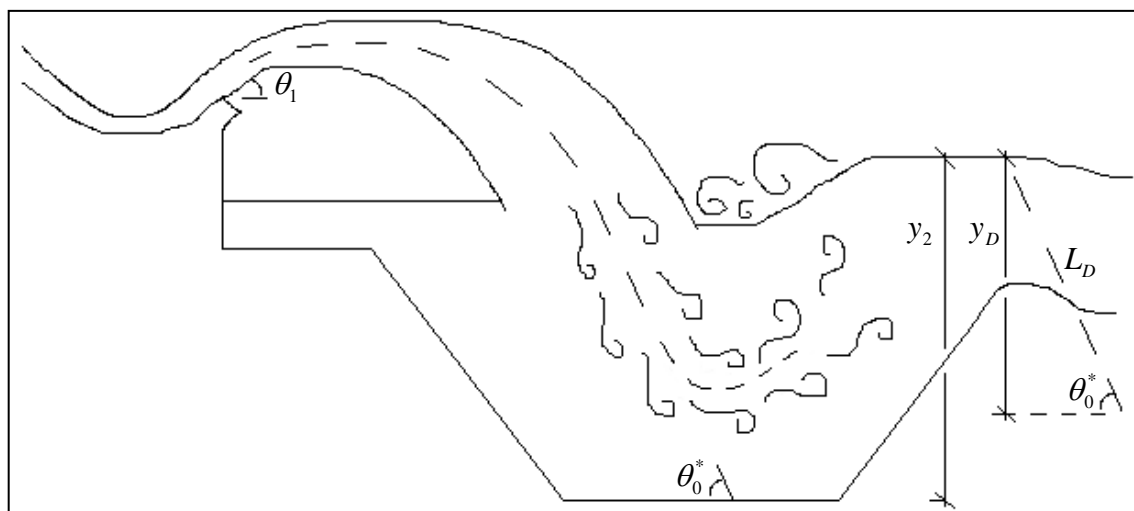


Figura A.13 – esquema que mostra a deflexão natural do jato anteriormente ao impacto do mesmo sobre o leito, no caso de uma condição de menor vazão

### f) Parâmetros que descrevem o comportamento do jato mergulhante e a profundidade da fossa

$x$ = distância transversal ao jato, medida a partir do ponto de estagnação ou pressão máxima na transversal [m]
$P_x$ = pressão dinâmica, distribuída transversalmente ao jato mergulhante vertical, em função de $y$ [m]
$y$ = distância percorrida pelo jato dentro do colchão d'água [m]
$\theta_0^*$ = ângulo de incidência teórico sobre o nível do colchão d'água de montante [rad]
$L_D$ = comprimento de deflexão natural do jato [m]
$y_D$ = profundidade de colchão que caracteriza o comprimento de deflexão natural do jato [m]
$B_y$ = espessura externa do jato para uma distância $y$ percorrida pelo jato dentro do colchão d'água [m]
$V_y$ = velocidade média do fluxo do jato mergulhante para distância $y$ percorrida dentro do colchão d'água [m/s]
$B_d$ = espessura exterior do jato que impacta sobre a soleira [m]
$V_d$ = velocidade no fundo da bacia de dissipação [m/s]
$y_k$ = comprimento de difusão total do núcleo do jato mergulhante [m]

$\alpha_a$ = ângulo de difusão exterior do jato mergulhante [graus]
$\alpha_i$ = ângulo interno de difusão do jato mergulhante [graus]
$C$ = coeficiente de difusão do jato mergulhante [-]
$\tau_0$ = tensão cisalhante do jato na entrada do colchão d'água [N/m <sup>2</sup> ]
$D$ = profundidade de equilíbrio da fossa [m]
$D_t$ = profundidade da fossa em função do tempo [m]
$T$ = tempo de equilíbrio da fossa de erosão [s]
$y_3 \equiv h$ = lâmina d'água em relação ao nível do rio [m]
$\tau_b$ = tensões de arraste que atuam sobre o material de fundo [N/m <sup>2</sup> ]
$C_f$ = coeficiente de fricção no leito [-]
$\mathcal{G}_{cr}$ = parâmetro de Shields [-]
$d_s$ = diâmetro característico do material do leito [m]
$d_{90}$ = diâmetro com 90% de percentagem passante [m]
$\tau_{cr}$ = tensão crítica de início de movimento de Shields [N/m <sup>2</sup> ]
$L_f$ = comprimento da fossa de erosão, a jusante do impacto do jato [m]
$L'_f$ = comprimento das extensões laterais da fossa [m]
$L$ = comprimento longitudinal, em planta, da área erodida [m]
$W_f$ = coeficiente de progressão da fossa [-]
$w_f$ = parâmetro correspondente à fase ativa da progressão da fossa [-]
$A_i$ = altura da barra a jusante da fossa [m]
$\Delta_{leito}$ = profundidade de escavação em relação à cota do leito do rio a jusante [m]



Figura A.14 – arrancamento dos blocos posicionados no local de impacto do jato (quando não colados, em ensaio preliminar)

### g) Parâmetros hidráulico-geotécnicos

$a_{cubo}$ = aresta do cubo [m]
$e_j$ = espessura de juntas [m]
$h_j$ = altura da fenda [m]
$S_c$ = grau de submergência crítica que impede a ejeção do bloco [-]
$P_{d,cavidade}^*$ = pressão dinâmica média, relativas à $y_p$ , ocorrida no fundo da cavidade com bloco, na condição de incidência do jato sobre o bloco [m]
$P_{d,soleira}^*$ = pressão dinâmica média, relativas à $y_p$ , ocorrida na interface da soleira, na condição de incidência do jato [m]
$\Delta P_d^*$ = diferença das pressões dinâmicas médias entre a superfície inferior e superior do bloco [m]
$F_{\Delta Pd^*}$ = força de sustentação estacionária, originária das pressões dinâmicas médias atuantes nas superfícies superior e inferior do bloco [N]
$F_{UP}$ = força máxima de ejeção resultante dos fenômenos turbulentos [N]
$W_g$ = peso submerso do bloco [N]



$C_{UP}$ = coeficiente de ejeção líquido [-]
$K$ = Índice de Erodibilidade [-]
$K_S$ = Índice de Energia Erosiva [-]
$P_a$ = potência do escoamento por unidade de área [W/m <sup>2</sup> ]
$P_c$ = potência crítica de resistência do maciço rochoso [W/m <sup>2</sup> ]
$RQD$ = Índice de Qualidade de Rocha [-]
$K_d$ = número de intertravamento entre blocos [-]
$D_K$ = diâmetro equivalente do cubo [m]
$J_n$ = fator relativo ao número de famílias de descontinuidades [-]
$J_c$ = fator que caracteriza a contagem volumétrica de juntas [-]
$J_r$ = fator que caracteriza a rugosidade das juntas [-]
$J_a$ = fator que caracteriza o material de preenchimento das juntas e quão alterado é seu estado [-]
$J_s$ = fator de arranjo estrutural [-]
$r$ = razão de espaçamento entre juntas [-]

## ANEXO 2 – Tabelas de Kirsten (1982)

As tabelas mostradas neste anexo foram retiradas de Kirsten (1982<sup>265</sup> apud ANNANDALE, 2006, p. 102-113), e são usadas para caracterização do material quanto à sua resistência à erosão. As tabelas respectivas aos parâmetros:

- a) número de solidez do material ( $M_s$ );
- b) fator relativo ao número de famílias de descontinuidades ( $J_n$ );
- c) fator que caracteriza a rugosidade das juntas ( $J_r$ );
- d) fator que caracteriza o material de preenchimento das juntas e quão alterado é seu estado ( $J_a$ );
- e) e fator de arranjo estrutural ( $J_s$ ),

são vistas na sequência, além da razão de espaçamento entre juntas ( $r$ ), necessária para a obtenção de  $J_s$ .

---

<sup>265</sup> KIRSTEN, H. A. D. A Classification System for Excavation in Natural Materials. **The Civil Engineer in South Africa**, 1982, pp. 292-308, July (discussion in Vol. 25, No.5, May, 1983).

**a) Número de solidez do material ( $M_s$ )**

<b>Dureza</b>	<b>Identificação de campo</b>	<b>Resistência à compressão uniaxial (Mpa)</b>	<b>Número de solidez do material (<math>M_s</math>)</b>
Rocha muito branda	Material se desmancha sob moderados golpes com a parte pontuda do martelo de geólogo e pode ser removida com uma faca, é muito difícil moldar a amostra com as mãos para o provete de ensaio triaxial.	Menos de 1,7 1,7-3,3	0,87 1,86
Rocha branda	Podem apenas ser raspadas ou descascadas com uma faca; cortes de 1mm a 3mm se mostram na amostra com moderados golpes com a parte pontuda do martelo de geólogo.	3,3-6,6 6,6-13,2	3,95 8,39
Rocha dura	Não pode ser raspado ou descascado com uma faca; uma amostra de mão pode ser quebrada com o martelo de geólogo em um único golpe moderado.	13,2-26,4	17,70
Rocha muito dura	Requer muitos golpes com o martelo de geólogo para partir uma amostra maciça de rocha.	26,4-53,0 53,0-106,0	35,0 70,0
Rocha extremamente dura	Requer muitos golpes com o martelo da picareta geológica para lascar a rocha maciça.	Maior que 212,0	280,0

**b) Fator relativo ao número de famílias de descontinuidades ( $J_n$ )**

<b>Número de famílias</b>	<b><math>J_n</math></b>
Maciço – nenhuma ou poucas descontinuidades	1,00
Uma família	1,22
Uma família + descontinuidades aleatórias	1,50
Duas famílias	1,83
Duas famílias + descontinuidade aleatórias	2,24
Três famílias	2,73
Três famílias + descontinuidade aleatórias	3,34
Quatro famílias	4,09
Maciço rochoso intensamente fraturado, fragmentado	5,00

(NONATO, 2002, p. 169)

**c) Fator que caracteriza a rugosidade das juntas ( $J_r$ )**

	<b>Classificação</b>	<b>Jr</b>
Contato entre paredes da descontinuidade antes deslocamento relativo de 10 cm.	1. Descontinuidades não persistentes;	4,0
	2. Rugosas ou irregulares, onduladas;	3,0
	3. Lisas, onduladas;	2,0
	4. Polidas, espelhadas, onduladas;	1,5
	5. Rugosas, planas;	1,5
	6. Lisas, planas;	1,0
	7. Polidas, espelhadas, planas;	0,5
Falta de contato entre as paredes da descontinuidade, após deslocamento relativo de 10 cm	8. Zona com minerais argilosos, suficientemente espessa para impedir contato entre as paredes da descontinuidade;	1,0
	9. Zona com areia, cascalho ou material fragmentado, suficientemente espessa para impedir contato entre as paredes da descontinuidade.	1,0

(NONATO, 2002, p. 169)

**d) Fator que caracteriza o material de preenchimento das juntas e quão alterado é seu estado ( $J_a$ )**

Descrição do sulco	Ja, de acordo com a espessura da junta (mm)		
	1,0*	1,0-5,0†	5,0‡
Fortemente curado, duro, não amolecimento enchimento impermeável.	0,75	—	—
Juntas com paredes inalteradas, com coloração única na superfície.	1,0	—	—
Ligeiramente alterado, não amolecimento, mineral de rocha não-coesivo ou brita de enchimento.	2,0	2,0	4,0
Não-amolecido, ligeiramente argiloso com enchimento não coesivo.	3,0	6,0	10,0
Não-amolecido, enchimento com argilomineral fortemente consolidado, com ou sem brita.	3,0	6,0•	10,0
Amolecimento ou baixa fricção do revestimento de argila, e pequenas quantidades de argilas expansivas.	4,0	8,0	13,0
Amolecimento moderadamente consolidado de argila, enchimento com ou sem pedra britada.	4,0	8,0•	13,0
Sulco de argila despedaçado ou micro-despedaçado (inchaço), com ou sem pedra britada.	5,0	10,0•	18,0

Obs.:

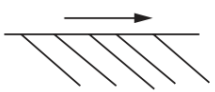
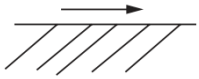
\*Paredes da junta efetivamente em contato.

†Paredes da junta entram em contato depois de deslocamento relativo de 10 cm.

‡Paredes da junta não entram em contato em todo o plano de corte.

•Também se aplica quando há ocorrência de brita no sulco de argila, sem contato entre as paredes da rocha.

### e) Fator de arranjo estrutural ( $J_s$ )

Direção de mergulho da família menos espaçada entre juntas (graus)	Direção de mergulho da família mais espaçada entre juntas (graus)	Razão de espaçamento entre juntas (r)			
		1:1	1:2	1:4	1:8
180/0	Vertical (90°)	1,14	1,20	1,24	1,26
Na direção do fluxo junto ao fundo 	89	0,78	0,71	0,65	0,61
	85	0,73	0,66	0,61	0,57
	80	0,67	0,60	0,55	0,52
	70	0,56	0,50	0,46	0,43
	60	0,50	0,46	0,42	0,40
	50	0,49	0,46	0,43	0,41
	40	0,53	0,49	0,46	0,45
	30	0,63	0,59	0,55	0,53
	20	0,84	0,77	0,71	0,67
	10	1,25	1,10	0,98	0,90
	5	1,39	1,23	1,09	1,01
1	1,50	1,33	1,19	1,10	
1/180	Horizontal (0°)	1,14	1,09	1,05	1,02
Contra a direção do fluxo junto ao fundo 	-1	0,78	0,85	0,90	0,94
	-5	0,73	0,79	0,84	0,88
	-10	0,67	0,72	0,78	0,81
	-20	0,56	0,62	0,66	0,69
	-30	0,50	0,55	0,58	0,60
	-40	0,49	0,52	0,55	0,57
	-50	0,53	0,56	0,59	0,61
	-60	0,63	0,68	0,71	0,73
	-70	0,84	0,91	0,97	1,01
	-80	1,26	1,41	1,53	1,61
	-85	1,39	1,55	1,69	1,77
-89	1,50	1,68	1,82	1,91	
180/0	Vertical (-90°)	1,14	1,20	1,24	1,26

Obs.:

1. Para rocha maciça, tomar  $J_s = 1,0$ .
2. Para valores de 'r' maiores que 8, tomar  $J_s$  para 'r' = 8.

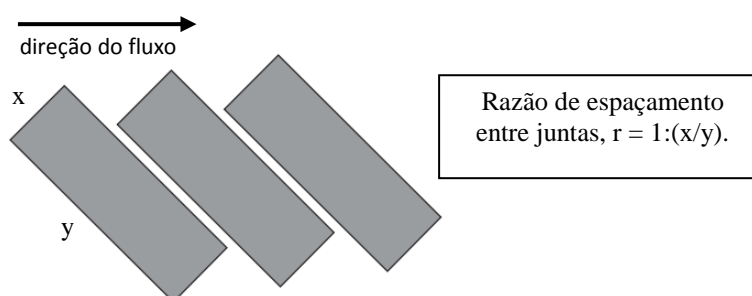


Figura A.15 – determinação da razão de espaçamento entre juntas (r)

### ANEXO 3 – Verificação das formulações propostas na bibliografia quanto à atenuação das pressões dinâmicas

Neste anexo, são vistas as formulações propostas pela bibliografia, para o cálculo da pressão dinâmica sobre o leito da bacia de dissipação, atenuadas devido a um colchão d'água. Essas diferentes relações propostas são comparadas com os dados obtidos no presente trabalho para um vertedouro salto esqui, a fim de justificar a relação, simplificada, utilizada no presente trabalho, isto é: a atenuação das pressões dinâmicas em função do grau de submergência ( $S$ ) do ressalto formado na bacia de dissipação.

A primeira relação vista (em 6.4.1), proposta por Mirtskhulava (1967<sup>270</sup> apud CID SOLÉ, 2004, p. 13), é a equação (6.41), a qual está expressa em termos de velocidade, contudo, esta relação pode admitir valores de pressão dinâmica, sendo expressa no formato da equação (A.31). Na figura seguinte (A.16), os dados de atenuação das pressões obtidos no presente trabalho são plotados, sendo comparados com a equação (A.31).

$$\frac{P_d}{P_{d,\max}} = \left[ 1 + 0,43 \cdot \frac{y_p}{B \cdot \text{sen}(\theta_0)} \right]^{-2} \quad (\text{A.31})$$

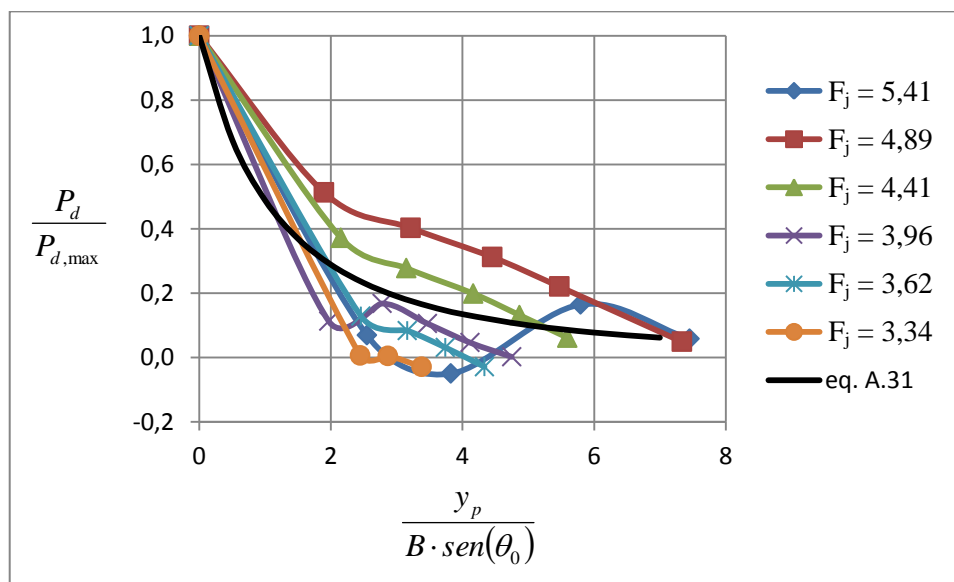


Figura A.16 – comparação da equação de Mirtskhulava com os dados medidos de atenuação das pressões dinâmicas

<sup>270</sup> MIRTSKHULAVA, Ts. E. et al. Mechanism and computation of local and general scour in non-cohesive, cohesive soils and rock beds. **Proceedings** of the 12th IAHR Congress, Vol. 3, 1967, Fort Collins, pp 169-176.

Com o intuito de obter uma fórmula mais simples, se propôs no presente trabalho a equação (6.15), vista em 6.2.5.1, que traz a atenuação das pressões em função da submergência ( $S$ ). Conforme ajuste verificado na Figura 6.9, os dados obtidos para as diversas condições de vazão ensaiadas acompanham melhor a tendência linear da equação (6.15) proposta do que a tendência da equação (A.31).

$$\frac{P_d}{P_{d,\max}} = 1 - 0,74 \cdot S \quad (6.15)$$

Outra fórmula presente na bibliografia para o cálculo da pressão dinâmica em função da profundidade de colchão d'água é a equação (A.32) de Pinto (1994, p. 286), a qual foi desenvolvida para diversos ensaios sobre uma fossa a jusante de um vertedouro salto esqui, com diferentes níveis empregados. Nesta equação:  $C = 2,06$ , determinado experimentalmente. Abaixo, é visto um gráfico (A.17) comparativo entre a equação (A.32) e os dados de  $P_d^*$  obtidos nos ensaios sobre o modelo do presente trabalho.

$$P_d^* = C \cdot \gamma \cdot \frac{q \cdot \sqrt{H_m - y_2}}{y_2 \cdot \sqrt{2g}} \quad (A.32)$$

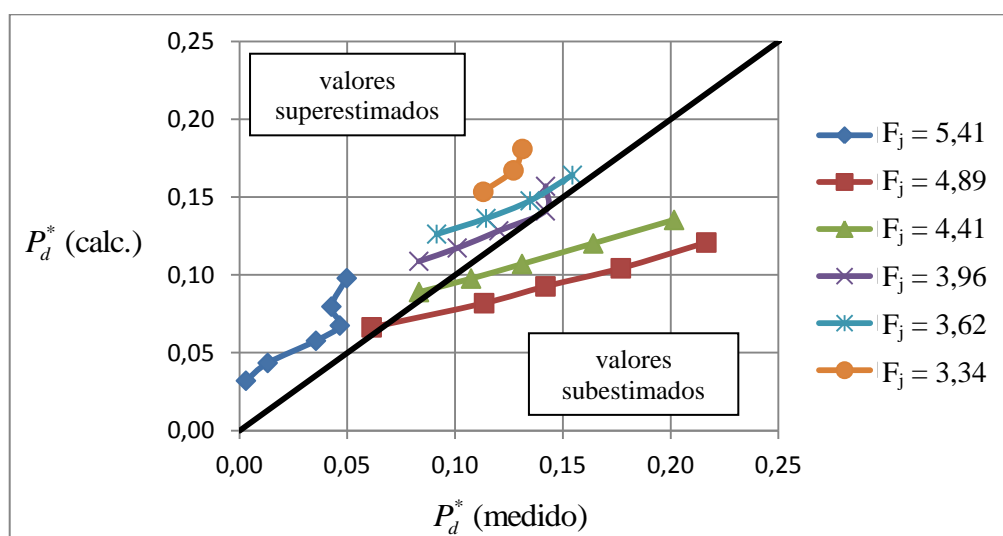


Figura A.17 – gráfico comparativo entre a equação de Pinto e os dados medidos de pressões dinâmicas no presente trabalho



Em outro estudo, Hartung e Häusler (1973<sup>273</sup> apud PINTO, 1994, p. 92-101) utilizaram uma fórmula para a determinação da distribuição de pressões dinâmicas ( $P_s$ ) ao longo da soleira de uma bacia de dissipação. Para a obtenção da pressão máxima da distribuição de pressões ( $P_{s,max}$ ), para cada altura de colchão d'água ( $y_2$ ) ensaiada, estes autores utilizaram a equação (6.51), conforme vista no item 6.5.3. Então, fazendo:  $P_{s,max} = P_d^*$  nesta equação, obtém-se a equação (A.33), a qual é válida para:  $y_2 \geq y_k$ , conforme os autores, sendo que  $y_k$  é o comprimento de difusão do núcleo do jato.

$$P_d^* = C \cdot \frac{V_0^2}{2g} \cdot \frac{B}{y_2} \quad (\text{A.33})$$

Como no estudo de Hartung e Häusler (1973) a fórmula A.33 foi desenvolvida para um jato com incidência vertical na bacia de dissipação, na comparação com os dados do presente trabalho, utilizou-se o coeficiente experimental de Pinto (1994) para jato de vertedouro salto esquí. Desta forma:  $C = 2,06$ . Para fins de verificação da validade do limite de aplicação da equação de Hartung e Häusler (1973), o comprimento de difusão do núcleo do jato ( $y_k$ ) foi tomado conforme os valores calculados no item 6.4.2 para os dados do presente trabalho.

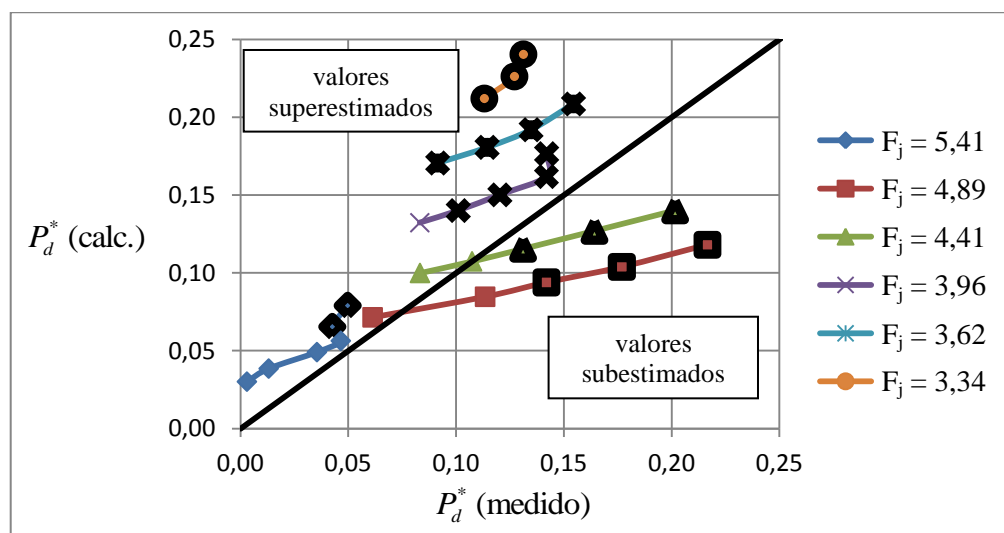


Figura A.18 – gráfico comparativo entre a equação de Hartung e Häusler e os dados medidos de pressões dinâmicas no presente trabalho – os dados grifados estão fora do limite de validade da fórmula

<sup>273</sup> HARTUNG, F.; HÄUSLER, E. Scours, stilling basins and downstream protection under free overfall jets at dams. IN: CONGRESSO INTERNACIONAL DE GRANDES BARRAGENS, 11º, ICOLD, Madrid, Espanha, 1973. Transactions of the XI International Congress on Large Dams. Madrid: ICOLD, 1973. Question 41, Rep. 3, p. 39-56.

No caso dos ajustes realizados no presente trabalho, buscou-se a melhor aproximação aos dados obtidos em ensaio. No próximo gráfico (A.19), pode ser vista a dispersão dos valores apresentada por estes ajustes através da formulação proposta em 6.2. Para o cálculo das pressões dinâmicas ( $P_d^*$ ) relativas à  $y_p$ , foram utilizadas então, as equações (6.6), (6.14), (6.11) e (6.16).

$\frac{y_{p,S=1}}{Z_{concha}} = 0,58 - 0,46 \cdot \exp\left(-852 \cdot \left(\frac{y_{2,S=1}}{L_{proj}}\right)^{4,9}\right) \quad (6.6)$
$\frac{P_{d,max}}{D_{topo} \cdot Z_{concha}} = 3 \cdot \cos(16,06 \cdot \theta_0 + 10,80) - 2 \quad (6.14)$
$P_{d,max}^* = P_{d,max} + (0 - y_{p,S=1}) \quad (6.11)$
$\frac{P_d^*}{P_{d,max}^*} = 6,08 \cdot 0,17^S, \text{ para } S \leq 1,7 \quad (6.16)$

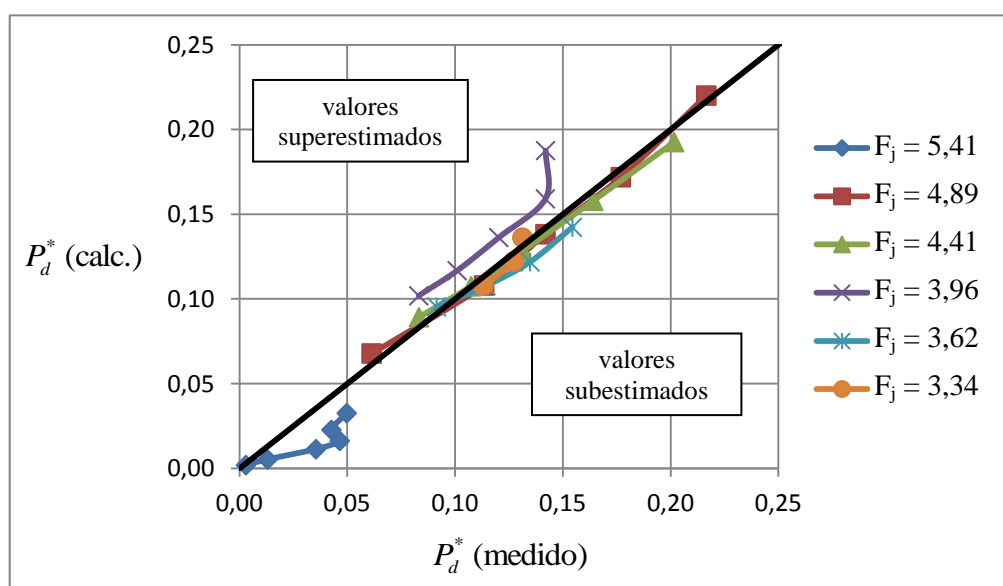


Figura A.19 – dispersão dos ajustes realizados no presente trabalho em relação aos dados medidos de pressão dinâmica