



**Universidade Estadual Paulista “Júlio de
Mesquita Filho”**

FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA

MÉTODOS ANALÍTICOS, NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS PARA O CÁLCULO DE ONDAS DE IMPACTO EM MEIOS LÍQUIDOS.

André Luís de Oliveira Souza

Orientador: Prof. Dr. Geraldo de Freitas Maciel

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira da Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”, como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de Conhecimento: Ciências Térmicas.

Ilha Solteira – SP
Novembro/2007

FICHA CATALOGRÁFICA

Elaborada pela Seção Técnica de Aquisição e Tratamento da Informação
Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação da UNESP - Ilha Solteira.

Souza, André Luís de Oliveira.

S729m Métodos analíticos, numéricos e experimentais para o cálculo de ondas de impacto
em meios líquidos / André Luis de Oliveira Souza. -- Ilha Solteira : [s.n.], 2007
194 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia
de Ilha Solteira, 2007

Orientador: Geraldo de Freitas Maciel

Bibliografia: p. 154-159

1. Mecânica dos fluídos. 2. Ondas gravitacionais. 3. Ondas de deslizamento.
4. Ondas de choque.

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

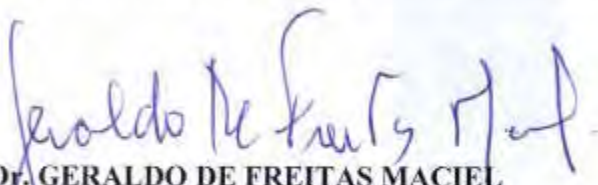
TÍTULO: Métodos Analíticos, Numéricos e Experimentais para o Cálculo de Ondas de Impacto em Meios Líquidos

AUTOR: ANDRÉ LUÍS DE OLIVEIRA SOUZA

ORIENTADOR: Prof. Dr. GERALDO DE FREITAS MACIEL

DATA DA REALIZAÇÃO: 23 DE NOVEMBRO DE 2007

Aprovada com parte das exigências para obtenção do Título de MESTRE em ENGENHARIA MECÂNICA pela Comissão Examinadora:

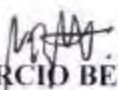


Prof. Dr. GERALDO DE FREITAS MACIEL
Departamento de Engenharia Civil/ Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira



Prof. Dr. JOÃO BATISTA CAMPOS SILVA

Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira



Prof. Dr. MARCIO BENEDITO BAPTISTA

Departamento de Engenharia Hidráulica e Recursos Hídricos/Universidade Federal de Minas Gerais

Aos meus pais
José e Inês
Aos meus irmãos
Alexandre e Adriano
Aos meus sobrinhos
Rafael e Lucas
À minha companheira
Joyce

AGRADECIMENTOS

Muitas pessoas acabam se envolvendo em um trabalho como este. Àqueles que, de certo modo, se sentirem lesados pela não citação de seu nome aqui, recebam minhas enormes desculpas e acreditem que seu auxílio foi de extrema valia.

Agradeço aos amigos da época, Fernando (Jurubeba), Hamilton, Luciano, Tarso, Stéfano, Alessandro (Tofu). Às amigas, Adriana, Fabiana, Luciana Jacomassi.

Não posso me esquecer dos alunos de iniciação científica que tanto contribuíram com a parte experimental do trabalho, Rogério, Camilo, Marcello e Mário. Agradeço também Rodrigo Piccolo, Pedro Cardozo (Pedrão), Vinícius (Totó) e Joel.

Agradeço aos técnicos do Departamento de Engenharia Civil, que auxiliaram nas manutenções do Laboratório de Hidráulica e Hidrometria. Aos professores Tsunao, Dib, Milton, Maurício, Jefferson, Gilberto, Campos, Ricardo Alan e meu orientador Geraldo. À Sandra e ao José, do Departamento de Engenharia Civil.

À Capes, pelo financiamento no primeiro ano de estudo. Ao CNPq, pelo financiamento no segundo ano.

Este trabalho versa sobre ondas de gravidade geradas por impacto de massas sólidas em meio líquido.

Vários ensaios com materiais granulares, simulando o deslizamento, foram conduzidos em um canal de ondas provido de rampa a montante, sobre a qual esferas de vidro e seixos rolados, de diâmetros distintos, após deslizarem, vinham impactar o meio líquido gerando ondas de submersão. O canal, localizado no Laboratório de Hidráulica e Hidrometria da UNESP – Ilha Solteira, apresenta as dimensões 0,30 m de largura, 0,50 m de altura e 10,00 m de comprimento.

Os ensaios com lâmina d'água variando entre 0,13 m e 0,20 m foram executados no intuito de checar algumas propriedades desse complexo processo físico de geração de ondas, quais sejam: o campo de velocidades do material granular incidente (centro de massa e frente de deslizamento), utilizando recursos de cinematografia e tratamento de imagens; determinação de alturas de ondas através de sondas capacitivas micro-controladas; e, por fim, obtenção de velocidades orbitais na zona de geração, através de sondas ADV (*Acoustic Doppler Velocimeter*).

Com o objetivo de validar modelo numérico desenvolvido por Maciel (1991) e aprimorado por Nascimento (2001), os ensaios experimentais subsidiaram o processo de validação do referido

modelo, baseado nas equações de Serre, para o caso de materiais granulares, até então não contemplado por outros trabalhos citados na literatura. Foi também brevemente testado, o que requer aprofundamento em trabalho futuro, um modelo numérico lagrangeano, apresentado no Anexo III.

Na seqüência, foi também realizada uma análise da transferência de energia do material granular incidente para o meio líquido, cujo principal objetivo era de avaliar o percentual de energia cinética do deslizamento que fora convertido em energias cinética e potencial da onda gerada.

Num contexto para fins de Engenharia, este trabalho traz o Capítulo 3 com diversos métodos analíticos empíricos e semi-empíricos de estimação de altura de onda, a partir das características geométricas e dinâmica de deslizamentos, e o Capítulo 11 que compara esses métodos. Por fim o Anexo I apresenta códigos de cálculos desenvolvidos com alguns desses métodos apresentados.

Palavras-chave: ondas de submersão, deslizamento de material granular, ondas de deslizamento, ondas de impacto, modelo Serre.

ABSTRACT

This work is about gravity waves generated by solid mass impact into liquid.

Several essays with granular material, simulating a landslide, were conducted in a wave channel provided with an upstream ramp where glass spheres and pebbles (with two different diameter intervals) slide the ramp generating submersion waves. The wave channel is located at UNESP - Ilha Solteira's Hydraulics and Hydrometrics Laboratory. Its dimension is 0,30 m (width), 0,50 m (high) and 10,00 m (length).

The depth of water was from 0,13 m up to 0,20 m. Some properties of the complex physic process of landslide generated waves were investigated: granular material's velocity field (trough cinematography method and image treatment); wave height was founded with micro controlled capacitance wave gauges; and orbital velocity was acquired by Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) gauges.

The main aim was to validate a numeric model developed by Maciel (1991) further improved by Nascimento (2001) for granular material generated waves. The experimental essays were essential to the validation of the Serre's equation based model for granular material (do not contemplated by other works in the literature). A lagrangean numeric model was briefly tested (Anexo III).

The energy transfer of the granular material to waves was also

analyzed with purpose to evaluate the fraction of the solid's kinematics energy was converted in wave's kinematics and potential energies.

In the engineering context, this work brings a chapter with several analytic, semi-empiric and empiric methods of water wave's height estimation. They are based on geometric characteristics and slide's dynamics. Another chapter compares those methods.

Keywords: submersion waves, granular material slide, landslide waves, impact waves, Serre's Model.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Localização do Vale Vajont (Itália). Fonte: Fritz, 2002	28
Figura 1.2 – Seção transversal e deslizamento do Vale Vajont (Itália). Adaptado de Fritz, 2002	29
Figura 1.3 – Barragem em forma de arco e depósito de rocha à sua jusante no Vale Vajont (Itália). Fonte: Fritz, 2002.....	29
Figura 1.4 – Baía de Lituya (Alaska). Adaptado de Fritz, 2002.....	30
Figura 1.5 – Dimensões estimadas do deslizamento na baía de Lituya (Alaska). Fonte: Fritz, 2002.....	31
Figura 1.6 – Localização do Reservatório de Furnas.	32
Figura 1.7 – À esquerda, geração de ondas com material granular e, à direita, com um pedaço de rocha indeformável. Cortesia do Laboratório de Furnas.....	33
Figura 1.8 – À esquerda, incidência de água na barragem provocando erosão no enrocamento e, à direita, barragem após a incidência das ondas. Cortesia do Laboratório de Furnas.....	34
Figura 2.1 – Representação de onda e suas principais variáveis.	36
Figura 2.2 – Diferentes formas de ondas.....	39
Figura 2.3 – Regiões de aplicabilidade da teoria de ondas. Adaptado de U.S. ARMY COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER (1977)...	40
Figura 2.4 – Fases das ondas de submersão. Adaptado de FRITZ (2002).....	43
Figura 2.5 – Domínio de validade em relação às ordens de grandeza dos parâmetros ε e σ^2 . Fonte: NASCIMENTO (2001).	47
Figura 3.1 – Gráfico da Equação (4), com $Q= 0,075$, $L= 0,32$ para $x= 3$ metros.	54
Figura 3.2 – Gráfico da envoltória da onda, através da Equação (19), com $Q= 0,075$, $L= 0,32$, $d= 0,2$, para $x= 3$ metros.....	57
Figura 3.3 – Tipos de onda em função das dimensões da perturbação inicial segundo PRINS.....	59
Figura 3.4 – Gráfico confeccionado para auxiliar o encontro dos limites de validade das Zonas, a partir dos experimentos de	

PRINS.	60 -
Figura 3.5 – Deslocamento Horizontal segundo NODA.....	61 -
Figura 3.6 – Deslocamento Vertical segundo NODA.....	62 -
Figura 3.7 – Ábaco utilizado para se encontrar o valor da amplitude máxima de um deslocamento vertical, segundo NODA.	63 -
Figura 3.8 – Gráfico da envoltória da onda, a partir da Equação (21), com $Q = 0,075$, $L = 0,32$, $d = 0,3$ e $V_{imp} = 1,06$	66 -
Figura 3.9 – Geometrias dos dois tipos de blocos indeformáveis utilizados por Nascimento (2001).	76 -
Figura 3.10 – Perfil de onda para $e/d = 0,48$, Froude = 2,14, sonda a 3,0m do ponto de impacto. A linha contínua é referente aos valores numéricos e a tracejada aos experimentais. Fonte: NASCIMENTO (2001).....	77 -
Figura 3.11 – Taxas de transferência de energia obtidas por NASCIMENTO (2001) para todos os perfis de onda gerados. -	77 -
Figura 3.12 – Material granular utilizado por FRITZ (2002) para a geração de ondas de deslizamento.	78 -
Figura 3.13 – Canal utilizado por FRITZ (2002) para a geração de ondas de deslizamento.....	79 -
Figura 3.14 – Rampa de lançamento do canal utilizado por CARVALHO e CARMO (2002) para a geração de ondas de deslizamento. -	80 -
Figura 4.1 – Fases da dinâmica do material deslizante: 1. ^a : o material é condicionado na rampa; 2. ^a : o material sólido adentrando no meio líquido; 3. ^a : a onda gerada se propagando.....	83 -
Figura 4.2 – Canal de ondas do Laboratório de Hidráulica e Hidrometria da UNESP – Ilha Solteira.	84 -
Figura 4.3 – Rampa de lançamento de material deslizante com comporta aberta.	84 -
Figura 4.4 – Solenóide utilizado para abertura da comporta que retém o material deslizante.	85 -
Figura 4.5 – Caixa acrílica com dispositivo de acionamento do solenóide.	85 -
Figura 4.6 – Sonda Capacitiva instalada no canal.....	86 -
Figura 4.7 – Circuito impresso da Sonda Capacitiva.....	87 -
Figura 4.8 – Esquema de funcionamento da carga e descarga do capacitor através de um oscilador digital implementado pelo microcontrolador.....	88 -

Figura 4.9 – Tubo graduado utilizado para calibração das Sondas.....	89
Figura 4.10 – Programa utilizado para visualizar e exportar os dados aquisitados. No exemplo acima foram utilizadas 2 sondas. .	89
Figura 4.11 – Seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm).....	91
Figura 4.12 – Seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm).....	91
Figura 4.13 – Balança digital utilizada para medir a massa das amostras.	92
Figura 4.14 – Proveta graduada utilizada para medir os volumes deslocados das amostras.....	92
Figura 4.15 – Esferas de vidro utilizadas para a geração de ondas	95
Figura 4.16 – Sonda ADV utilizada para medir velocidade de partículas.	97
Figura 4.17 – Sensores piezo-elétricos da sonda ADV que permitem a medição da Frequência nas três direções.	98
Figura 4.18 – Efeito Doppler acústico em partículas fluidas.	99
Figura 4.19 – Filmadora JVC GY-DV500U.	100
Figura 4.20 – Cadeia de filmagem.....	101
Figura 4.21 – Tela de trabalho do software Adobe Premiere.....	102
Figura 4.22– Imagem sendo mensurada para obtenção de velocidade. Essa distância foi obtida entre a frente de deslizamento da imagem anterior e a frente da atual.	103
Figura 4.23 – Geometria do material granular deslizante, adaptada à geometria fixa de NASCIMENTO (2001) em um dado instante e posição de interesse.....	105
Figura 4.24 – Evolução da geometria da frente de material granular em quatro posições distintas.	106
Figura 4.25 – Vista lateral do esquema de filmagem.....	107
Figura 4.26 – Distorção óptica causada por refração da luz no vidro....	108
Figura 4.27 – Esquema de montagem com distâncias de interesse.....	109
Figura 4.28 – Algumas variáveis utilizadas na correção de paralaxe. ...	110
Figura 5.1 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas	

de vidro e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 13).....	- 112 -
Figura 5.2 – Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 13).	- 113 -
Figura 5.3 – Geração de ondas com o deslizamento de esferas de vidro. Lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 13).	- 114 -
Figura 6.1 – Tela de apresentação do arquivo de entrada denominado “inicio.dat”.....	- 126 -
Figura 6.2 – Tela de apresentação do arquivo de entrada denominado “glisse.dat” que contém os dados referentes ao deslizamento de material granular.....	- 127 -
Figura 7.1 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com o modelo Serre para o deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 13).....	- 128 -
Figura 7.2 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 1).	- 129 -
Figura 8.1 – Adimensionais M e N em função de A/d.....	- 135 -
Figura 8.2 – E_w em função de A/d pelos modelos de Boussinesq e Serre. Maciel (1991).....	- 137 -
Figura 9.1 – Algumas variáveis utilizadas na Equação 81.....	- 143 -
Figura 10.1 – Onda gerada pelo impacto do bloco B2 utilizado por Nascimento (2001).	- 148 -
Figura II.1 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 1).....	- 167 -
Figura II.2– Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 1).....	- 167 -
Figura II.3– Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 2).....	- 168 -

Figura II.4– Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 2).....	- 168 -
Figura II.5 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 14).....	- 168 -
Figura II.6 – Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 14).....	- 169 -
Figura II.7 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 7).....	- 169 -
Figura II.8 – Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 7).....	- 169 -
Figura II.9 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 8).....	- 170 -
Figura II.10 – Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 8).....	- 170 -
Figura II.11 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 3).....	- 170 -
Figura II.12 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 3).....	- 171 -
Figura II.13 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 4).....	- 171 -

Figura II.14 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 4).....	- 171 -
Figura II.15 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água 17,5 cm (ensaio 15).	- 172 -
Figura II.16 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 15). .	- 172 -
Figura II.17 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água 17,5 cm (ensaio 16).	- 172 -
Figura II.18 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 16) ..	- 173 -
Figura II.19 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água 20 cm (ensaio 9).	- 173 -
Figura II.20 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 9).	- 173 -
Figura II.21 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 10).	- 174 -
Figura II.22 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 10).....	- 174 -
Figura II.23 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em	

função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 15 cm (ensaio 5).	- 174 -
Figura II.24 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 5).....	- 175 -
Figura II.25 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 15 cm (ensaio 6).	- 175 -
Figura II.26 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 6).....	- 175 -
Figura II.27 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 17,5 cm (ensaio 17).	- 176 -
Figura II.28 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 17).	- 176 -
Figura II.29 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 17,5 cm (ensaio 18).	- 176 -
Figura II.30 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 18).	- 177 -
Figura II.31 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 20 cm (ensaio 11).	- 177 -
Figura II.32 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado	

tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 11).....	- 177 -
Figura II.33 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 20 cm (ensaio 12).	- 178 -
Figura II.34 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 12).....	- 178 -
Figura II.35 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 7).	- 183 -
Figura II.36 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 3).	- 183 -
Figura II.37 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 15).	- 184 -
Figura II.38 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 9).	- 184 -
Figura II.39 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 5).	- 185 -
Figura II.40 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados	

com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 17).	- 185 -
Figura II.41 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 11).	- 186 -
Figura III.1 – Seqüência de simulação realizada no MPS para o deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 13).	- 194 -

LISTA DE QUADROS

Quadro 1.1 – Classificação quanto ao comprimento de onda e a profundidade local.....	40 –
Quadro 3.1 – Parâmetros a e b da Equação (24).....	67 –
Quadro 3.2 – Parâmetro f da Equação (25).	68 –
Quadro 3.3 – Características dos corpos de prova.	76 –
Quadro 4.1 – Experimentação de 10 amostras de seixo rolado (intervalo de diâmetro entre 12,5 e 19 mm).	93 –
Quadro 4.2 – Experimentação de 10 amostras de seixo rolado (intervalo de diâmetro entre 9,5 e 12,5 mm).	94 –
Quadro 4.3 – Experimentação de 12 amostras de esferas de vidro para obtenção do diâmetro médio.	95 –
Quadro 4.4 – Experimentação de 10 amostras de esfera de vidro para obtenção de massa específica.....	96 –
Quadro 5.1 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 13).	115 –
Quadro 8.1 – Cálculos realizados com os dados do ensaio realizado com deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 13).....	138 –
Quadro 9.1 – Valores calculados para o caso de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 20).	144 –
Quadro 9.2 – Cálculos realizados para obtenção da altura de lâmina d'água, para o caso de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 20).....	144 –
Quadro 10.1 – Cálculos realizados para obtenção da altura de lâmina d'água com os métodos clássicos.	148 –
Quadro 10.2 – Cálculos realizados para obtenção da altura de lâmina d'água com os métodos mais recentes.....	150 –
Quadro I.1 – Valores a serem utilizados para confecção de um Gráfico para encontrar as Zonas de PRINS.	162 –
Quadro II.1 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água 15 cm (ensaio 1).	179 –
Quadro II.2 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de	

deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água 20 cm (ensaio 7).....	- 179 -
Quadro II.3 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 3).....	- 180 -
Quadro II.4 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 15).....	- 180 -
Quadro II.5 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 9).....	- 181 -
Quadro II.6 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 5).....	- 181 -
Quadro II.7 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 17).....	- 182 -
Quadro II.8 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 11).....	- 182 -
Quadro II.9 – Cálculos realizados com os dados do ensaio realizado com deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 1).	- 187 -
Quadro II.10 – Cálculos realizados com os dados do ensaio realizado com deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 7).	- 188 -
Quadro II.11 – Valores calculados para o caso de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 13 cm (ensaio 21).....	- 190 -
Quadro II.12 – Valores calculados para o caso de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 22).....	- 190 -
Quadro II.13 – Valores calculados para o caso de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 17 cm (ensaio 19).....	- 191 -
Quadro III.1 – Valores de lâmina d'água obtidos para alguns ensaios... ..	- 193 -

LISTA DE SÍMBOLOS

- a: parâmetro do método de Huber;
- A: valor da máxima amplitude de onda (distância entre o nível médio da água no repouso e a crista da onda);
- b: largura do canal;
- b_H : parâmetro do método de Huber;
- c: celeridade da onda ou velocidade de propagação;
- C_{ADV} : velocidade do som no meio;
- C_z : coeficiente de Chézy;
- d: profundidade local;
- D_c : Distância da Câmera até o vidro lateral do canal;
- D_v : Espessura do vidro;
- e: espessura do deslizamento;
- E: função altura da perturbação inicial local para o método de Kranzer-Keller;
- E_{cs} : energia cinética do deslizamento no impacto;
- EP: comprimento vertical do chanfro da frente de deslizamento para o modelo numérico;
- EP_1 : comprimento vertical da parte reta da frente de deslizamento para o modelo numérico;
- E_{pot} : Energia potencial do deslizamento;
- E_w : energia total da onda;
- E_{wB} : energia total da onda obtida pela formulação de Boussinesq;
- E_{wS} : energia total da onda segundo o modelo de Serre;
- f: fator de conversão do caso (2D) para o caso (3D) no método de Huber;
- $F = \frac{V_{imp}}{\sqrt{gd}}$: Número de Froude do material deslizante (impacto);
- F_{dopp} : frequência Doppler de retorno;
- $F_e = \frac{u}{\sqrt{gd}}$: Número de Froude do escoamento;
- F_{source} : frequência transmitida no meio;
- g: aceleração da gravidade;
- $h=(d+A)$: altura da onda em relação ao Datum;
- H: altura máxima de onda (distância vertical entre a crista e a cava da

onda);

$i(x,t)$: declividade do fundo do canal ou corpo d'água que está recebendo o deslizamento;

I_{ar} : Índice de refração do ar;

I_{vid} : Índice de refração do vidro;

l : largura do deslizamento;

L : comprimento do deslizamento;

LB : comprimento horizontal do chanfro da frente de deslizamento para o modelo numérico;

M : parâmetro adimensional dado pela equação 81;

$M_H = \frac{Vol}{bd^2}$: número de deslocamento para o método de Huber;

N : parâmetro adimensional dado pela equação 82;

p : porosidade do deslizamento;

$q = \frac{Le}{d^2}$: volume do deslizamento por unidade de largura para o

método de Kamphuis e Bowering;

Q : amplitude da perturbação inicial para o método semi-empírico de Unoki e Nakano e Prins;

r : distância radial do ponto de impacto;

$R = \frac{d\sqrt{gd}}{v}$: número de Reynolds;

R_h : raio hidráulico;

R_{malha} : Tamanho virtual projetado no vidro (tamanho que a lente captura) do objeto;

R_{real} : Tamanho real do objeto;

$R_{virtual}$: Tamanho virtual do objeto;

t : tempo;

t_c : tempo característico do fenômeno para o método de Sabatier;

T : período da onda;

$\vec{u}(u,v)$: velocidade bidimensional segundo o método de Carvalho e Carmo;

u_g : velocidade da massa deslizante;

u_p : componente da velocidade da partícula na direção horizontal;

U : número de Ursell;

V_{ADV} : velocidade relativa entre a fonte e o receptor do fluido do meio;

v_p : componente da velocidade da partícula na direção vertical;

V_{C1} : volume da primeira onda segundo método de Fritz;

V_{imp} : velocidade de impacto do deslizamento com o meio fluido;
 $V(t)$: velocidade em função do tempo;
 Vol : volume do deslizamento;
 x : distância em relação ao ponto de impacto ($x=0$);
 z : medição da cota que se encontra a partícula em relação ao Datum;
 z_f : cota do fundo;
 α : acelerações verticais das partículas fluidas devido à curvatura das linhas de corrente;
 β : acelerações devido às variações do fundo z_f (devido à intrusão de massa sólida);
 β° : ângulo da frente do deslizamento;
 $\varepsilon = \xi/d$: efeitos não-lineares;
 ϕ : potencial de velocidades;
 d : diâmetro do material granular deslizante;
 d_m : diâmetro médio do material granular deslizante;
 Γ : função gama;
 η : sobrelevação da superfície livre;
 η_{max} : amplitude máxima da onda em relação à superfície livre;
 λ : comprimento da onda;
 λ_m : largura do deslizamento para o método semi-empírico de Noda;
 $\mu\%$: taxa de transferência de energia;
 ν : viscosidade cinemática do fluido;
 θ : declividade do deslizamento;
 ρ_s : massa específica do material deslizante;
 ρ_w : massa específica do meio fluido (água);
 $\sigma = d/\lambda$: efeitos dispersivos;
 ξ : sobrelevação em relação ao nível de repouso.

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO	25 -
1.1. Descrição do problema	25 -
1.2. Objetivos	26 -
1.3. Algumas ocorrências de ondas geradas por impacto.....	26 -
CAPÍTULO 2. ESTADO DA ARTE.....	35 -
2.1. Ondas gravitacionais.....	35 -
2.2 - Ondas de submersão.....	41 -
2.3 - Equações da “Classe Boussinesq”	43 -
2.4 - Métodos de estimação de onda.....	48 -
CAPÍTULO 3. MÉTODOS DIRETOS PARA ESTIMAÇÃO DA ALTURA DE ONDA.....	49 -
3.1. Síntese dos métodos semi-empíricos	49 -
3.2. Métodos Clássicos de Previsão de Alturas de Onda.....	51 -
3.3. Métodos Mais Recentes de Previsão de Alturas de Onda.....	61 -
CAPÍTULO 4. MODELO FÍSICO	82 -
4.1. Introdução à geração de ondas.....	82 -
4.2. Aparato Experimental.....	83 -
4.3. Procedimentos	103 -
CAPÍTULO 5. RESULTADOS EXPERIMENTAIS DA GERAÇÃO DE ONDAS....	
.....	111 -
5.1. Campo de velocidades	111 -
5.2. Geometria do material granular incidente.....	115 -
5.3. Comentários adicionais	115 -
CAPÍTULO 6. MODELO NUMÉRICO.....	119 -
6.1. Modelagem Matemática	119 -
6.2. Técnica Numérica	122 -
6.3. Dados para o Código Numérico.....	124 -
CAPÍTULO 7. CONFRONTAÇÃO DE RESULTADOS	128 -
7.1. Confrontação.....	132 -
7.2. Comentários adicionais	138 -
CAPÍTULO 8. TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA.....	132 -
8.1. Introdução Teórica.....	132 -
8.2. Análise da Transferência de Energia	138 -
8.3. Comentários adicionais	138 -
CAPÍTULO 9. DETERMINAÇÃO DA ALTURA DE ONDA SOLITÁRIA A	

PARTIR DE VELOCIDADE ORBITAL	- 142 -
9.1. Introdução.....	- 142 -
9.2. Resultados.....	- 143 -
CAPÍTULO 10. COMPARAÇÃO ENTRE OS MÉTODOS DE PREVISÃO EXISTENTES NA LITERATURA.....	- 147 -
10.1. Estimativas realizadas com os métodos clássicos.	- 147 -
10.2. Estimativas realizadas com os métodos mais recentes....	- 149 -
CAPÍTULO 11. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS	- 152 -
REFERÊNCIAS	- 154 -
ANEXO I – CÁLCULOS AUXILIARES PARA ESTIMAÇÃO DE ONDAS-	160 -
ANEXO II – OUTROS RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	- 167 -
ANEXO III – MÉTODO SEMI-IMPLÍCITO DE MOVIMENTO DE PARTÍCULAS	- 192 -

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO

1.1. Descrição do problema

Na natureza podem-se facilmente encontrar fenômenos cuja ocorrência é periódica. Um exemplo muito peculiar são as ondas, sejam elas gravitacionais, magnéticas, eletromagnéticas, luminosas, sonoras, etc.

Este trabalho propõe um estudo voltado às ondas gravitacionais, cuja força restauradora é a gravidade e algumas de suas peculiaridades, como aquela de ser gerada sob a ação de impacto localizado de material sólido incidindo em meio líquido. Tais ondas podem ser geradas em meio líquido pela intrusão de massa sólida, ou até mesmo de outra massa líquida cuja massa específica apresente maior valor.

Para fins de Engenharia, o interesse mais relevante diz respeito à possibilidade de se estimar a altura das ondas, sua energia e suas conseqüências. Os exemplos mais flagrantes de acidentes que geram ondas por impacto são os deslizamentos de terra, de rocha, queda de blocos em meios líquidos, dentre eles os lagos e reservatórios de barragens, acarretando problemas sobre bens e infra-estrutura. Não se perde de vista, neste tipo de problema, os riscos de morte para aqueles que, via de regra, são envolvidos nessa natureza de acidente.

Alguns métodos utilizados para estimar altura de ondas são relatados nesta dissertação. Métodos que surgiram desde a metade

do século XX (na sua maioria empíricos ou semi-empíricos), bem como os mais recentes, principalmente de cunho numérico, apoiados em bases experimentais de campo e laboratório.

1.2. Objetivos

Este trabalho tem como principal objetivo apresentar e operacionalizar a utilização de alguns métodos de estimação de altura de ondas geradas por impacto, bem como:

- avaliar o mecanismo de geração de ondas provocadas pela queda de material granular em meio líquido, através da obtenção das alturas de ondas geradas e, em alguns casos, velocidades orbitais destas ondas;
- analisar o processo de transferência de energia do material sólido impactante ao meio líquido, dando indícios da taxa de energia que se transfere; e
- apresentar aos profissionais de Engenharia interessados, um modelo numérico para estimação de altura de ondas geradas por impacto de material granular.

1.3. Algumas ocorrências de ondas geradas por impacto

As ondas gravitacionais quando geradas pela intrusão de massa sólida em meio líquido são denominadas, na sua fase de geração, de ondas de submersão.

Em alguns casos que ocorrem na natureza, essa massa sólida deslizante apresenta dimensões tão consideráveis que, conseqüentemente, geram ondas verdadeiramente catastróficas.

Acidentes dessa natureza podem ocorrer devido a várias situações. Como exemplo citam-se o deslizamento de terra em lagos naturais ou reservatórios de barragens, as avalanchas, os *debris flows*, etc.

Ondas de natureza similar são geradas pela movimentação de comboios em canais de navegação, que incidindo sobre as margens, podem comprometer a estabilidade desses taludes.

O estudo dessa natureza de ondas chama a atenção, uma vez que pode ocasionar sérios danos às estruturas civis, tais como a ruptura brusca ou gradual de barragens e/ou o desmoronamento de margens de canais de navegação, causando, sem dúvida, vultosos impactos ambientais. Soma-se a isto, a possibilidade de ocasionar perdas humanas, bens materiais e de infra-estrutura.

A literatura registra acidentes de grande envergadura no contexto mundial. Dentre muitos outros, dois deles são aqui citados:

Vajont na Itália (Müller (1964))

O rio Vajont situa-se em um Vale homônimo (Figura 1.1), aproximadamente 100 km ao norte de Veneza. Em 1960 foi construída neste rio uma barragem em forma de arco cuja altura era de 265,5 m com capacidade de represar $169 \times 10^6 \text{ m}^3$.

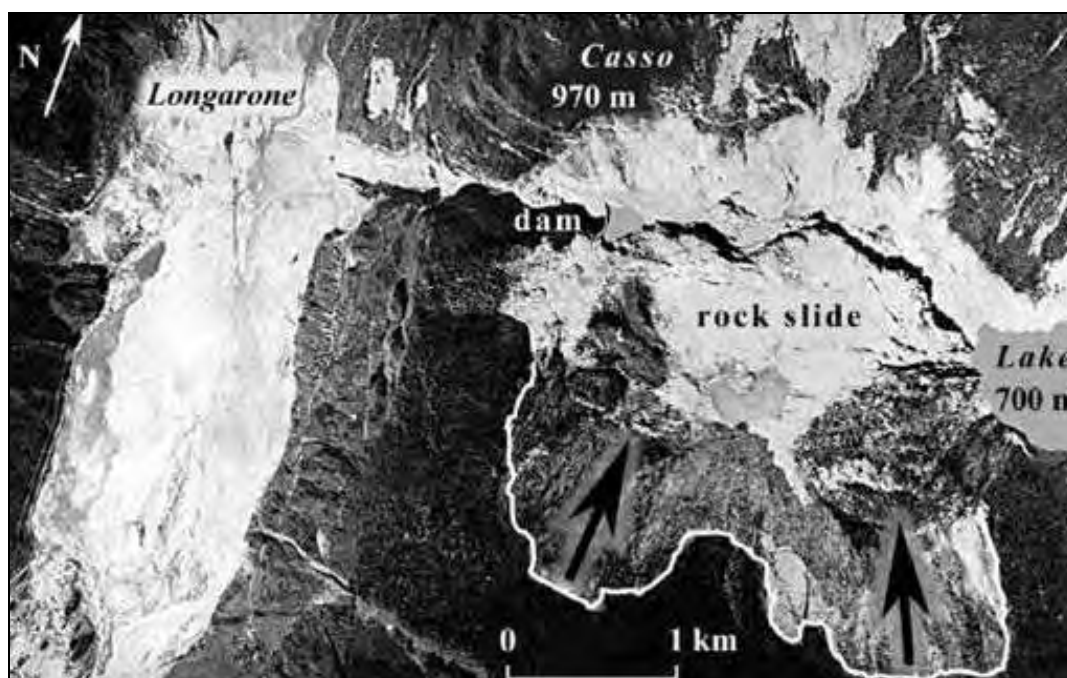


Figura 1.1 – Localização do Vale Vajont (Itália). Fonte: FRITZ, 2002.

Logo na primeira etapa de enchimento da barragem, a região do Vale Vajont sofrera alguns deslizamentos de terra.

Entretanto o grande deslizamento, que causou uma verdadeira catástrofe, ocorreu quando a capacidade se encontrava com 115×10^6 m³ de água, pouco mais que dois terços da capacidade total. Um volume deslizante de rocha de 0,24 km³ penetrou semelhantemente a um pistão quase horizontal no reservatório com velocidade de 30 m/s. A massa específica da rocha era de 2,7 ton/m³ e a energia transferida no impacto foi de $1,3 \times 10^5$ J. A onda gerada alcançou a Vila de Casso, situada a 270 m acima do nível da água e 245 m da crista mais alta da barragem. A Figura 1.2 ilustra uma seção transversal geológica do deslizamento ocorrido no Vale Vajont.



Figura 1.2 – Seção transversal e deslizamento do Vale Vajont (Itália).
Adaptado de FRITZ, 2002.

A massa de rocha se moveu como um bloco inteiro e se deformou apenas quando da mudança de inclinação do fundo de 40° para 0°. A distância de 500 m percorrida pelo deslizamento foi muito sutil, se comparada com as dimensões do bloco de rocha. O volume de água que se deslocou foi de aproximadamente $30 \times 10^6 \text{ m}^3$. A Figura 1.3 evidencia a barragem em forma de arco e o deslizamento ocorrido.



Figura 1.3 – Barragem em forma de arco e depósito de rocha a montante no Vale Vajont (Itália). Fonte: FRITZ, 2002.

A inundação causou destruição nas vilas de Longarone, Pirago, Villanova, Rivalta e Fae. Mais de 2.000 pessoas pereceram. Os danos

foram estimados em 200 milhões de dólares americanos à época e o equivalente a 1 bilhão de dólares no ano de 2.001.

Baía de Lituya no Alaska:

A baía de Lituya, que se apresenta curiosamente em forma de “T”, é situada na costa sul do Alaska (Figura 1.4).

Sua dimensão principal é de 12 km, cuja largura varia de 1,2 a 3,3 km, exceto na sua entrada, cujo valor é de 300 m. Sua profundidade percorre os valores de 10 m, na entrada, até 220 m.



Figura 1.4 – Baía de Lituya (Alaska). Adaptado de Fritz, 2002.

Devido a uma onda gigante gerada por um deslizamento de rocha no braço esquerdo da baía, em 9 de Julho de 1958, uma floresta a 524 m acima do nível da baía foi atingida, sendo totalmente destruída.

Este deslizamento ocorreu devido a um intenso tremor de terra, que durou de 1 a 4 minutos e alcançou a magnitude de 8,3 na escala Richter. Cerca de 1 a 2 ½ minutos depois do tremor, um volume de

aproximadamente $30,6 \times 10^6 \text{ m}^3$ de rocha deslizou adentrando na baía. A massa específica estimada do material deslizante foi de $2,7 \text{ ton/m}^3$. A inclinação sugerida da massa deslizante foi de 40° . Demais informações, bem como as dimensões estimadas do deslizamento podem ser vistas na Figura 1.5.

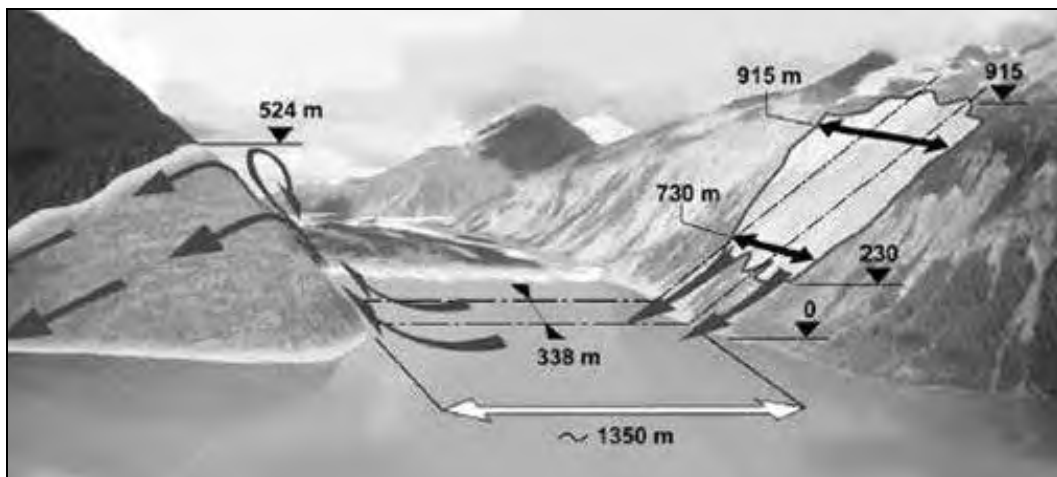


Figura 1.5 – Dimensões estimadas do deslizamento na baía de Lituya (Alaska). Fonte: FRITZ, 2002.

No Brasil, registra-se também o seguinte exemplo da gravidade desses fenômenos:

Reservatório de Furnas (Formiga–MG)

No Reservatório de Furnas, situado muito próximo ao município de Formiga–MG (Figura 1.6), ocorreu o seguinte fato relatado por Jorge (1984): “um bloco de rocha escorregou para dentro do reservatório. Esse escorregamento provocou a formação de uma onda intensa que chegou a romper quatro cabos de 1/2 polegada de

diâmetro, que amarravam duas balsas de 36 toneladas de capacidade, ao quebrar no paramento de montante da barragem”.

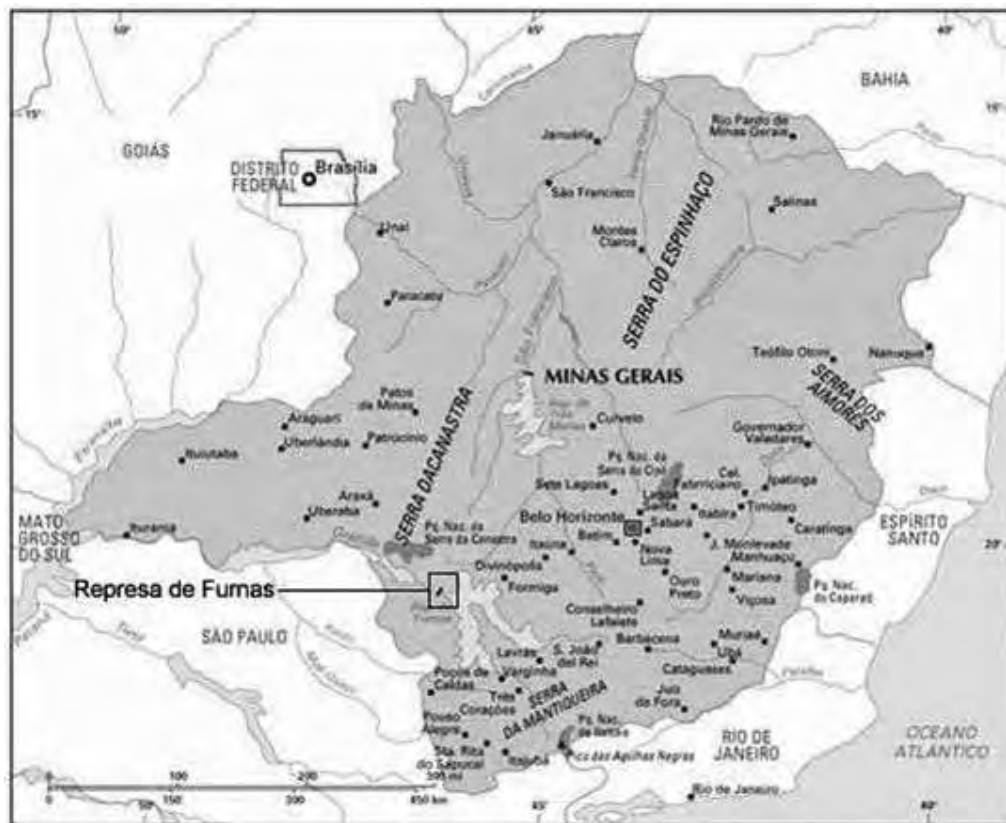


Figura 1.6 – Localização do Reservatório de Furnas.

No caso do Reservatório de Furnas, para se estudar as possíveis medidas de contenção das encostas do morro dos Cabritos junto ao reservatório, um estudo feito em modelo reduzido, na década de 80, mostrou o que poderia ocorrer no caso real desse fenômeno, se um volume de massa maior do que os que vinham ocorrendo escorregasse até o reservatório.

Dois estudos foram sugeridos na ocasião pela equipe da
HIDROESB – Saturnino de Brito S.A., contratada por Furnas S.A.:

- um considerando o volume deslizante como material sólido

indeformável;

- outro considerando o volume deslizante como material fragmentado e granular.

No modelo tridimensional reduzido, cuja escala era de 1:75, foram reproduzidos a barragem, o vertedouro, a tomada d'água, todo o córrego dos Cabritos e parte do Reservatório.

A partir daí constatou-se que um provável deslizamento de um grande volume sobre o reservatório geraria ondas que, ao se propagarem, poderiam colocar em risco as estruturas da barragem e a vida das pessoas que passassem pelo local.

As ondas ao incidirem sobre a barragem, provocariam o carreamento do enrocamento, sendo levado até a tomada d'água e penetrando nos condutos forçados, ali causando danos significativos.

As Figuras 1.7 e 1.8, obtidas do modelo reduzido (escala 1:75) do laboratório de Furnas, ilustram alguns procedimentos realizados para geração de ondas.



Figura 1.7 – À esquerda, geração de ondas com material granular e, à direita, com um pedaço de rocha indeformável. Cortesia do Laboratório de Furnas.

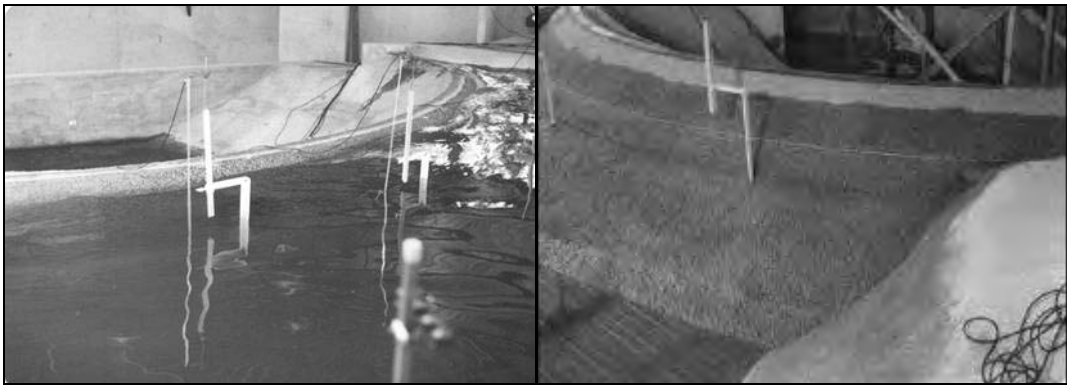


Figura 1.8 – À esquerda, incidência de água na barragem provocando erosão no enrocamento e, à direita, barragem após a incidência das ondas. Cortesia do Laboratório de Furnas.

Têm-se também notícias de deslizamentos de terra nos reservatórios Paraibuna / Paraitinga (São Paulo / Rio de Janeiro), conforme relata o estudo de Jorge (1984).

Ainda que não sejam incidentes em meio líquido, não são incomuns os freqüentes deslizamentos em blocos e/ou material fragmentado na região da Serra do Mar, conforme estudos e acompanhamentos realizados pelo corpo técnico do IPT-USP.

Somam-se a essas catástrofes, os recentes acidentes de maremotos que geraram gigantescas “tsunamis” no ano de 2004, principalmente nas Ilhas de Sumatra na Indonésia, onde as perdas materiais e principalmente as humanas foram em grande número.

Assim exposto, e devido à série de conseqüências causadas por fenômenos de impacto em maior ou menor magnitude, torna-se importante quantificar seus riscos potenciais, que estão diretamente ligados à energia da onda ou sua altura. A energia que a onda adquire depende da quantidade de movimento da massa deslizante que agrega fatores tais como velocidade de queda e massa deslocada.

CAPÍTULO 2. ESTADO DA ARTE

2.1. Ondas gravitacionais

Onda é um sinal reconhecível que é transferido de uma parte do meio para outra com uma velocidade de propagação. Também pode ser definida como uma perturbação periódica mediante a qual pode haver transporte de energia de um ponto a outro.

As ondas podem ser classificadas como ondas mecânicas ou ondas eletromagnéticas. Ondas mecânicas são as ondas produzidas por uma perturbação num meio material, como, por exemplo, uma onda na água, a vibração de uma corda de violão e a voz de uma pessoa. Ondas eletromagnéticas são produzidas por variação conjugada de um campo elétrico e um campo magnético, tais como as ondas de rádio, de televisão e as microondas.

As ondas mecânicas podem ser divididas em três grandes grupos: gravitacionais, capilares e elásticas. Ondas gravitacionais são ondas em que a força de restauração é a força gravitacional. Ondas capilares são formadas pela ação da tensão superficial e ondas elásticas estão ligadas a fenômenos de elasticidade.

A Figura 2.1 representa uma onda gravitacional e suas principais variáveis.

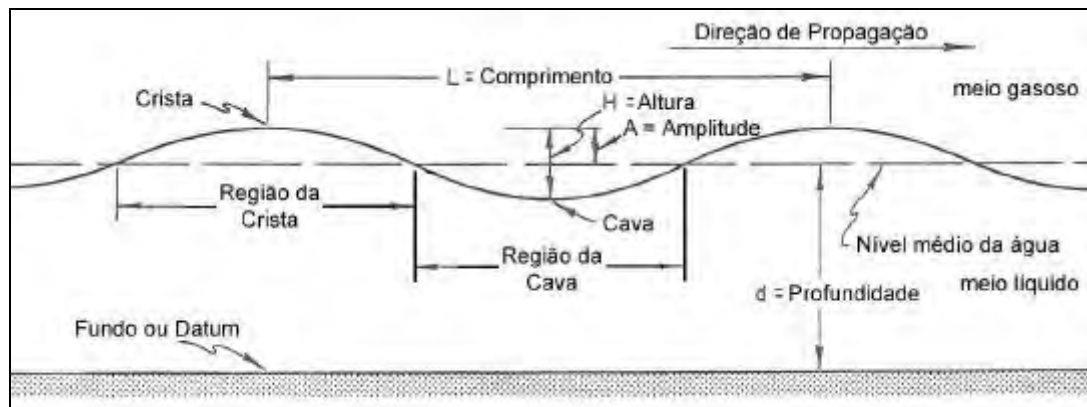


Figura 2.1 – Representação de onda e suas principais variáveis.

O problema dos escoamentos não-permanentes com superfície livre é de grande complexidade quando tenta-se tratá-lo em toda sua generalidade, razão pela qual até o final do século XVIII, os hidráulicos limitavam-se ao estudo dos escoamentos permanentes. Na seqüência, os matemáticos investiram grandes esforços no estudo de ondas periódicas.

Abaixo é listado um breve histórico sobre o estudo de ondas gravitacionais:

Em 1802, Gestner apresentava a primeira solução consistente e rigorosa da onda rotacional em profundidade infinita. O estudo da onda ganhava, a partir daí, e de maneira próspera, embasamento científico o que culminou com a teoria irrotacional em profundidade infinita com Stokes em 1847 e Levi-Civita em 1925; e em profundidade finita com Stokes em 1847 e Struik em 1926; finalmente a teoria da onda em águas rasas com Korteweg e DeVries em 1895, Friedrichs em 1948, Keller também em 1948 e outros.

Airy em 1845 publicou a conhecida teoria linear, teoria de ondas de pequena amplitude ou teoria de Airy. Esta teoria baseava-se em

hipóteses restritivas como, por exemplo, considerar que as ondas são pequenas perturbações na superfície livre de um fluido em repouso. Isto seria uma primeira aproximação do problema e, posteriormente, Stokes quantificou termos desprezados por Airy, formulando a teoria de onda de amplitude finita.

No que diz respeito ao estudo de intumescências, a primeira investigação teórica deve-se a Barré de Saint-Venant em 1871 e, somente em meados do século XX, passou-se a utilizar suas equações para tratar um problema de condições iniciais e de valor de contorno com Craya, em 1945, em aplicações de interesse prático.

Boussinesq, em 1877, melhorou a aproximação de Barré de Saint-Venant e propôs uma aproximação de ondas longas que levava em consideração a curvatura das linhas de corrente. Enquanto Saint-Venant baseava sua teoria na hipótese de escoamento por camadas com distribuição hidrostática de pressões, Boussinesq supunha uma curvatura (pequena, mas não nula) dos filetes fluidos, considerando, pois, a aceleração vertical da coluna líquida.

Korteweg e DeVries em 1895 modificaram a formulação de Boussinesq e apresentaram uma segunda teoria de ondas longas com curvatura das linhas de corrente. Esses autores, integrando suas equações com a hipótese de periodicidade, obtiveram uma solução cnoïdal que contemplava também a onda solitária de Boussinesq, no limite em que o comprimento de onda tende para infinito.

Serre, em 1953, a partir dos trabalhos de Boussinesq, apresentou uma aproximação que generalizava as equações de Barré de Saint-

Venant, levando em conta a curvatura das linhas de corrente. Ele adotou uma distribuição uniforme de componente horizontal da velocidade ao longo da profundidade e uma distribuição de pressões que não era hidrostática. As equações de Serre, ainda que bem próximas daquelas de Boussinesq, incluíam termos envolvendo produtos de derivadas de ordem superior, abandonadas por Boussinesq.

Já em 1948, porém, Friedrichs propusera uma teoria que se adequava bastante ao problema original de ondas longas e que, de certa maneira, constituía-se na primeira formulação com base em metodologia matemática rigorosa. Ele propôs identificar as aproximações de ondas longas pelo método da perturbação, escolhendo como parâmetro de perturbação o quadrado da razão entre a profundidade média d e o comprimento de onda L . Pela abordagem de Friedrichs obtém-se, como aproximação de ordem mais baixa, as equações de Barré de Saint-Venant.

Keller, em 1948 e Laitone em 1960, utilizando também a formulação de Friedrichs, obtiveram, respectivamente, a solução de KdV como solução de primeira aproximação e a solução cnoïdal de segunda ordem. A formulação de Friedrichs é aquela que fornece todas as soluções conhecidas das ondas longas caracterizando-se, sem margem de dúvidas, como um método matematicamente consistente e rigoroso.

A Figura 2.2 compara esquematicamente algumas formas de ondas.

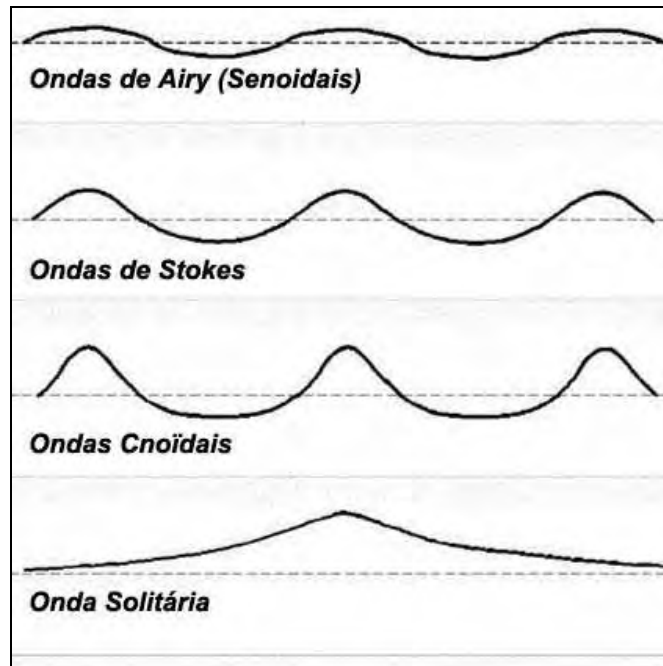


Figura 2.2 – Diferentes formas de ondas.

Para a aplicação das teorias de onda em termos de engenharia, é preciso definir situações nas quais estas são válidas. Le Méhauté foi um dos primeiros pesquisadores a dedicar-se ao trabalho de ábacos, apresentando os limites aproximados das diversas teorias de ondas, em função de parâmetros como profundidade, comprimento de onda, período e altura de onda (através de grupos adimensionais). Um desses trabalhos se encontra evidenciado na Figura 2.3 retirada do manual confeccionado em 1977 pelo U.S. ARMY COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER.

Existe uma classificação – que relaciona o comprimento da onda (L) e a profundidade (d) da onda – necessária para a aplicabilidade das equações de ondas gravitacionais. Esta classificação se encontra no Quadro 1.1.

Quadro 1.1 – Classificação quanto ao comprimento de onda e a profundidade local.

$d/L < 0,05$	águas rasas
$0,05 < d/L < 0,5$	Águas intermediárias
$d/L > 0,5$	águas profundas

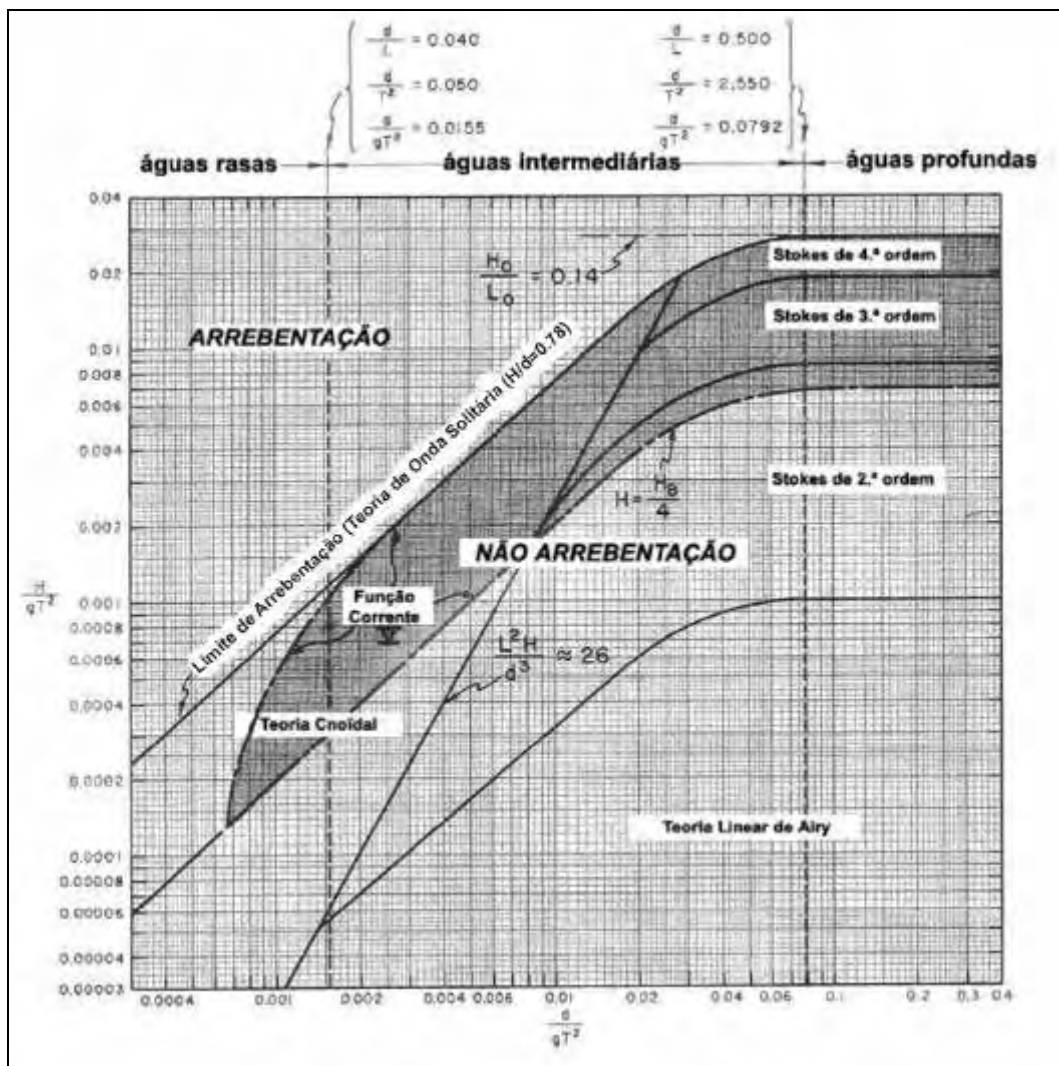


Figura 2.3 – Regiões de aplicabilidade da teoria de ondas. Adaptado de U.S. ARMY COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER (1977).

2.2 – Ondas de submersão

Conforme citado anteriormente, ondas de submersão é como são chamadas as ondas gravitacionais geradas por impacto, na sua fase de geração.

Esse fenômeno de ondas de submersão pode ainda ser apresentado de um modo um pouco mais detalhado, o qual compreende basicamente três fases:

i) Geração

A ação do deslizamento de material sólido junto ao meio líquido acarreta uma modificação da topografia do fundo do lago, canal ou reservatório pela intrusão de massa sólida e produz um arraste devido ao atrito nas interfaces sólido/ líquido. Durante este lapso de tempo de ocorrência do fenômeno, parte da energia mecânica do deslizamento é transmitida ao meio fluido. Este fenômeno de interação (com *splash*, choques) dá origem a uma perturbação no líquido (onda) cuja amplitude e forma (perfil) dependem significativamente da velocidade de impacto, da massa e das dimensões relativas do desmoronamento.

ii) Propagação

As ondas geradas pelo impacto, sendo então propagadas são

basicamente de três tipos:

Bore wave (tipo ressalto hidráulico): Trata-se de um salto hidráulico móvel, com uma frente de onda geralmente íngreme. Esta frente turbulenta provoca quase sempre uma dissipação de energia significativa.

Onda senoidal (regime oscilatório): Trata-se de onda periódica, cujas partículas fluidas descrevem trajetórias elípticas. Há transporte de energia sem transporte de massa.

Onda solitária (família de ondas longas ou *long waves*): Trata-se de onda que se desloca praticamente sem se deformar. Seu comprimento é teoricamente infinito e as partículas fluidas descrevem trajetórias parabólicas na direção de propagação. A velocidade de propagação é constante e depende apenas da profundidade local. Contrariamente aos outros tipos de onda, o efeito de dissipação é lento, o que confere ao tipo solitário (*Solitons*) percorrer grandes distâncias. A onda solitária é tida como caso limite das ondas cnoïdais.

iii) Reflexão

Parte da energia cinética da onda se transforma em energia potencial e dá lugar a uma sobre-elevação do nível d'água conhecido como *run-up*.

As três fases acima descritas são esquematizadas na Figura 2.4.

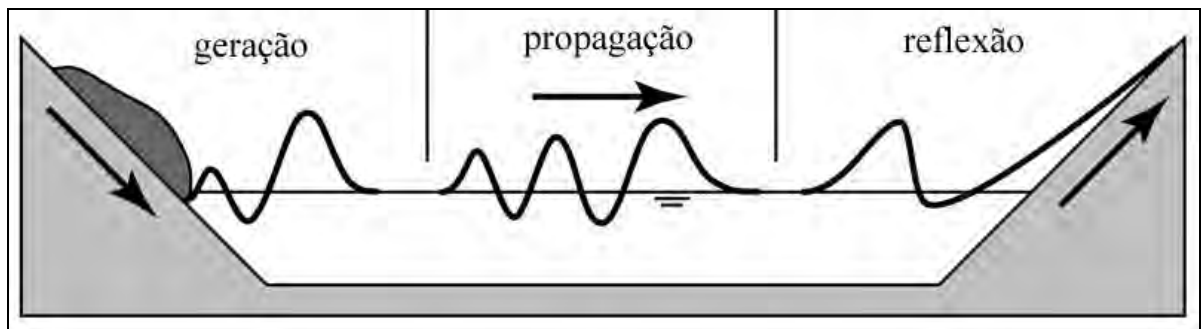


Figura 2.4 – Fases das ondas de submersão.

2.3 – Equações da “Classe Boussinesq”

Vários estudos já foram realizados tendo por objetivo a modelação matemática de ondas. Sander e Hutter (1991) relatam resumidamente a história da evolução destes estudos e suas principais teorias dando enfoque à teoria da onda solitária.

A primeira tentativa de modelação matemática de onda solitária foi feita por Joseph Valentin Boussinesq, que levava em consideração as acelerações verticais das partículas fluidas, mas negligenciava alguns termos. Estas equações são chamadas equações clássicas de Boussinesq.

Outras equações que se originaram das equações clássicas (considerando os termos de ordem superior que Boussinesq negligenciou) foram desenvolvidas e serviram para melhorar os procedimentos fixados por ele.

Pelo fato de tais estudos terem sido desenvolvidos por processos matemáticos diversos, existem várias aproximações teóricas para estudar um mesmo fenômeno. Com isso, há dificuldade em encontrar a inter-relação existente entre estas aproximações e o conhecimento

e comparação dos seus campos de aplicação. É preciso então, que se faça uma uniformização do processo de dedução das várias aproximações existentes e assim situá-las umas em relação às outras e conhecer seus domínios de validade.

A seguir é apresentado um resumo comentado do trabalho realizado por Seabra Santos (1989_a, 1989_b) quando do estudo da uniformização das equações da “classe Boussinesq”. Esta uniformização é feita a partir das equações fundamentais da mecânica dos fluidos, fazendo-se uma adimensionalização das mesmas a partir dos parâmetros físicos $\sigma = d/\lambda$ e $\varepsilon = \xi/d$ (onde, d é a profundidade característica, λ é um comprimento característico (comprimento de onda) e ξ é a sobrelevação em relação ao nível de repouso); e admitindo-se a hipótese de águas rasas ($d/\lambda < 0,05$). Dessa forma, obtêm-se equações adimensionais para a conservação da massa e para a quantidade de movimento. As variáveis dependentes da equação da quantidade de movimento são desenvolvidas em função do pequeno parâmetro σ^2 e, devido a essa dependência, é possível calcular a equação na ordem de aproximação desejada.

O parâmetro ε indica a importância dos efeitos não-lineares enquanto o parâmetro σ^2 indica a importância dos efeitos dispersivos. A importância relativa entre estes dois efeitos durante a propagação da onda é dada pela relação:

$$\frac{\varepsilon}{\sigma^2} = \frac{\xi/d}{(d/\lambda)^2} = \frac{\xi \cdot \lambda^2}{d^3} = U \quad (2.1)$$

onde U é o número de Ursell.

Assim, quando $U < 1$, os efeitos dispersivos predominam sobre os efeitos não lineares e quando $U > 1$ os efeitos não lineares predominam sobre os dispersivos. Quando $U = 1$, os dois efeitos têm a mesma importância para determinar o comportamento da onda.

Dependendo da aproximação desejada e das hipóteses quanto às ordens de grandeza de ε e σ^2 , as principais teorias matemáticas utilizadas na propagação das ondas em águas rasas podem ser classificadas em:

- i. Aproximação linear não dispersiva (LND): As equações são obtidas em primeira aproximação considerando o caso de $\varepsilon \ll 1$, independente do valor inicial de U .
- ii. Aproximação não linear não dispersiva (NLND): Em primeira aproximação obtém-se diretamente as equações de Barré de Saint-Venant e para o caso de ondas de pequena amplitude ($\varepsilon = O(\sigma^2)$) que se propagam apenas em uma direção, obtém-se a equação de Airy. Nessa aproximação predominam os efeitos não lineares, portanto $U > 1$.
- iii. Aproximação linear dispersiva (LD): A equação é obtida em segunda aproximação considerando o caso de $\varepsilon \ll \sigma^2$ e o fundo invariável no tempo. Nesta aproximação predominam os efeitos dispersivos, portanto $U < 1$.

iv. Aproximação não linear dispersiva (NLD): Em segunda aproximação e considerando o fundo invariável no tempo e escoamento unidirecional, obtém-se o Sistema Serre que admite como solução a onda solitária de forma permanente. Para o caso do fundo como função do espaço, $z_f = z_f(x)$ (onde z_f é a elevação do fundo) tem-se uma generalização das equações de Boussinesq e quando as ondas se propagam apenas num sentido obtém-se a equação de Korteweg – de Vries, conclusão também relatada por Kano e Nishida em 1986, para estudar uma justificativa matemática da utilização das equações de Boussinesq e KdV em ondas de superfície. Para os escoamentos a duas dimensões horizontais com um fundo variável no espaço e no tempo, e independente da amplitude da onda, se obtém as equações de Green e Naghdi, segundo Seabra Santos 1989a. No caso das ondas de pequena amplitude ($\epsilon = O(\sigma^2)$), as equações de Green e Naghdi se reduzem às de Wu. Nesta aproximação há o equilíbrio entre os efeitos não lineares e os dispersivos, portanto $U=1$.

Conclui-se, portanto, dentro desse contexto, que as equações de Serre são as de validade mais geral, pois constituem a segunda aproximação e, portanto, todas as outras aproximações podem ser obtidas a partir dela e, para o caso de ondas de forte amplitude relativa, é a equação que melhor representa as ondas cnoïdais e solitárias.

A Figura 2.5 ilustra os domínios de validade dessa uniformização.

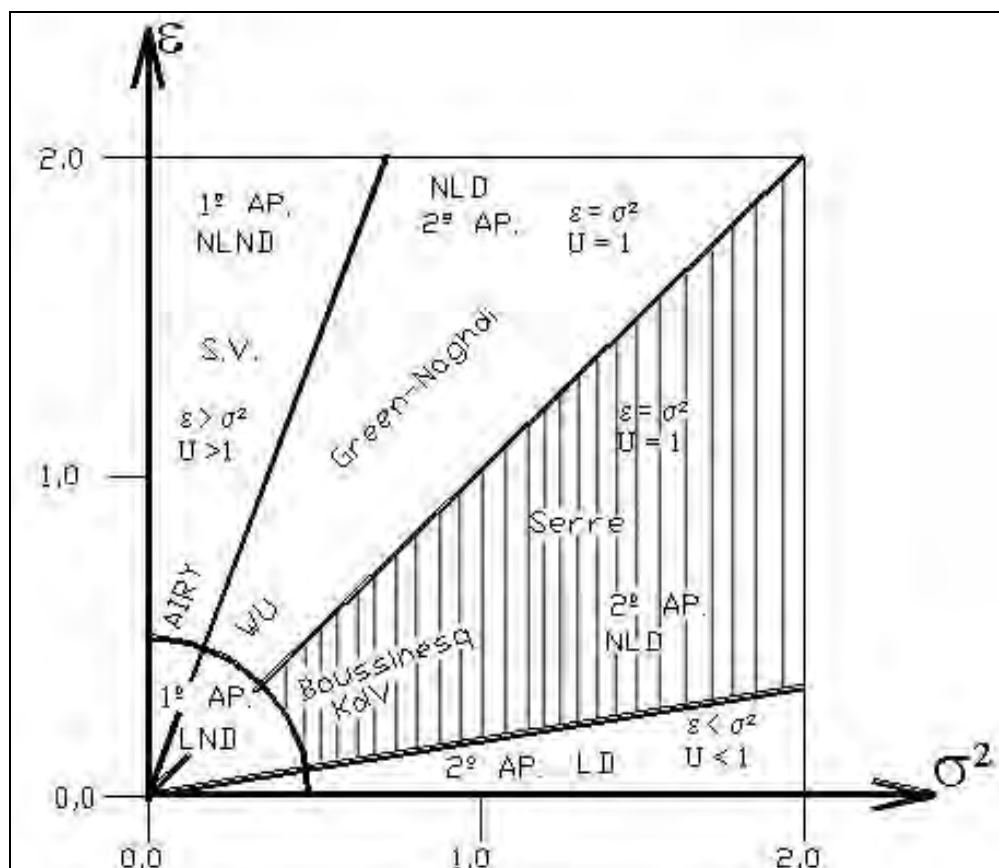


Figura 2.5 – Domínio de validade em relação às ordens de grandeza dos parâmetros ε e σ^2 . Fonte: NASCIMENTO (2001).

Caberia ressaltar que a envergadura das equações de Serre (“classe Boussinesq”) permitiram a Nascimento (2001) e Maciel (1991, 1993) adequarem, com sucesso, o processo de geração da onda criada por impacto localizado de uma massa sólida indeformável em meio líquido, trabalho este que resultou na dissertação de mestrado de NASCIMENTO, 2001.

2.4 – Métodos de estimação de onda

Diversos pesquisadores vêm desenvolvendo e aprimorando métodos para estimação da altura de onda geradas por deslizamentos desde a primeira metade do século XX.

Alguns métodos semi-empíricos foram desenvolvidos por pesquisadores logo após a Segunda Guerra Mundial. Dentre eles podem-se citar os de Unoki e Nakano (1953), Kranzer e Keller (1955), e Prins (1958).

Um pouco mais tarde surgiram os estudos de Noda (1970) Kamphuis e Bowering (1970), Huber (1980), Slingerland e Voight (1982), Sabatier (1983), Maciel (1986), Heinrich (1992), etc.

Mais recentemente, tem-se os trabalhos teórico-numérico-experimentais de Maciel (1991) e o de Nascimento (2001), e um mais recente, o de Fritz (2002), que abordara o processo de geração das ondas de escorregamento se servindo da tecnologia “PIV” (Particle Image Velocimetry). Carvalho e Carmo (2006) realizaram um trabalho com dois modelos numéricos distintos, baseados em experimentos realizados em laboratório.

No próximo Capítulo serão apresentados os métodos descritos acima, através de uma apresentação sucinta da formulação utilizada por aqueles pesquisadores.

CAPÍTULO 3. MÉTODOS DIRETOS PARA ESTIMAÇÃO DA ALTURA DE ONDA

3.1. Síntese dos métodos semi-empíricos

O objetivo deste item é discorrer sobre os métodos semi-empíricos disponíveis na literatura que permitem estimar, em primeira ordem, características de ondas como altura, período e celeridade.

A maioria destes métodos ou guias de cálculo baseia-se quase sempre em hipóteses hidrodinâmicas simplificadoras, às vezes postas em discussão diante da complexidade do problema. Estas restrições aparecem, sobretudo, quando é dado ao engenheiro envolvido a responsabilidade de determinar alturas de ondas de submersão (ondas máximas) em local determinado (barragem, vertedouro, lago, etc), e que via de regra apresenta geometria complexa.

Entretanto, o estudo de um caso concreto poderá começar pela aplicação destes métodos, levando-se em conta, é claro, as hipóteses e os domínios de validade de cada um. Uma avaliação destes resultados nos permite julgar, numa primeira aproximação, os riscos envolvidos.

Este item é subdividido em 2 subitens, a saber:

- I. Métodos clássicos que dizem respeito a ondas geradas por perturbações locais com campo de velocidade inicial nulo.
- II. Estimativas mais recentes para o problema de deslizamento

propriamente dito, ou seja, considera-se o campo de velocidade do deslizamento com o meio fluido (velocidade de impacto) e conseqüente evolução desta velocidade dentro da massa fluida.

Faz-se necessário também, do ponto de vista didático, uma recapitulação da Análise Dimensional e dos grupos adimensionais julgados significativos utilizados por pesquisadores envolvidos neste tipo de problema.

3.1.1. Análise Dimensional

O objetivo da Análise Dimensional é de simplificar e de orientar a experimentação restringindo o número de variáveis.

A partir das variáveis intervenientes no fenômeno tratado nesta dissertação, e recorrendo-se à Análise Dimensional obtém-se:

$$\frac{A}{d} = \phi_{\text{exp}} \left(\frac{x}{d}, \frac{l}{d}, \frac{e}{d}, F, F_e, \beta^0, \theta, p, \frac{\rho_s}{\rho_w} \right) \quad (3.1)$$

onde ϕ_{exp} é uma função a ser determinada experimentalmente.

Na realidade, algumas aproximações são possíveis para se determinar uma função experimental ϕ_{exp} , segundo o efeito preponderante de certas grandezas adimensionais sobre outras.

Citam-se como exemplos dessas aproximações:

- Prins (1956) põe em evidência, no fenômeno de ondas de submersão, as características geométricas relativas $\frac{e}{d}$ e $\frac{l}{d}$;
- Noda (1970) leva apenas em consideração o número de Froude do

material deslizante e a espessura relativa do deslizamento $\frac{e}{d}$;

- Kamphuis & Bowering (1970) utilizando blocos de massa específica constante ($\rho_s = 2,70 \text{ kg/m}^3$) e de porosidade nula ($p=0$), põe em evidência o número de Froude do material deslizante no impacto (Froude de impacto), as grandezas geométricas do bloco e em particular o volume por unidade de largura (q);
- Huber (1980), trabalhando com materiais granulares leva em conta o número de deslocamento $M = \left(\frac{Vol}{bd^2} \right)$ como grandeza característica, relegando ao número de Froude um efeito secundário;
- Maciel (1991), em sua contribuição experimental também com materiais granulares leva em consideração tanto a Velocidade de Impacto V_{imp} (Froude de impacto) como o número de deslocamento M .

3.2. Métodos Clássicos de Previsão de Alturas de Onda

O estudo de onda causada por impulsos na superfície livre é sem dúvida um problema clássico da Hidrodinâmica. Encontram-se na literatura estudos teóricos e experimentais no que diz respeito a ondas geradas por impacto de corpos sólidos em meios fluidos. Os primeiros estudos tiveram como objetivo central estabelecer relações entre a geometria das massas deslizantes e as características das ondas geradas, seja o comprimento, seja a altura de onda. Mais tarde,

após os estudos realizados por Prins (1956) o conceito de velocidade de impacto foi incorporado ao fenômeno.

Baseando-se no tipo de perturbação pode-se ter:

- a. elevação ou depressão da superfície livre com velocidade inicial nula;
- b. superfície livre com uma distribuição inicial de uma superfície impulso;
- c. superfície livre com uma distribuição inicial de um impulso submerso (explosões subaquáticas).

Dentre os estudos clássicos sobre o fenômeno em questão, podem-se citar as investigações de Unoki-Nakano (1953) sobre *Tsunamis*, seguido dos estudos de Kranzer-Keller sobre explosões agindo na vizinhança da superfície livre.

3.2.1. Estudos de UNOKI-NAKANO

A solução clássica para as ondas geradas por uma elevação ou depressão da superfície livre com velocidade inicial nula foi inicialmente formulada por Cauchy-Poisson. A partir destes resultados, Unoki e Nakano (1953) realizaram um estudo bidimensional com perturbação inicial agindo sobre uma superfície limitada e de profundidade infinita. Este estudo foi utilizado no cálculo de grandezas de *Tsunamis* oriundas de maremotos.

Utilizando a aproximação linear de ondas de gravidade, fazendo η como elevação da superfície livre, ϕ o potencial de velocidades, ρ_w

massa específica da água e g a aceleração da gravidade, tem-se:

$$\eta = \eta_i + \eta_e \quad (3.2)$$

onde η_i é o impulso inicial agindo na superfície e η_e é a elevação inicial na mesma superfície.

Condições iniciais em $t=0$:

- i) potencial de velocidade $\phi_0 = 0$;
- ii) elevação inicial $\eta = Q$ para $-L < x < L$;
- iii) elevação inicial $\eta = 0$ para $x > L$.

E supondo $\eta_i = 0$ (sem impulso local), Unoki e Nakano (1953), determinaram:

$$\eta(x, t) = \frac{4Q\sqrt{x}}{\sqrt{\pi g t}} \operatorname{sen}\left(\frac{gt^2}{4x} \cdot \frac{L}{x}\right) \cos\left(\frac{gt^2}{4x} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (\text{para } x \gg L) \quad (3.3)$$

A expressão acima é na verdade composta de dois sistemas periódicos. As ondas geradas são do tipo Cauchy-Poisson e apresentam as seguintes características:

- A variação do período do grupo de ondas está representado pelo termo $\cos\left(\frac{gt^2}{4x} - \frac{\pi}{4}\right)$, onde:

$$T = \frac{4\pi x}{gt} \quad (\text{Período de cada onda individualmente}) \quad (3.4)$$

$$\lambda = \frac{8\pi x^2}{gt^2} \quad (\text{Comprimento de onda}) \quad (3.5)$$

$$c = \frac{2x}{t} = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \quad (\text{Velocidade de fase de cada onda}) \quad (3.6)$$

Uma vez que o período T depende de x e t, as ondas são ditas dispersivas. Em compensação, o mesmo período T não depende nem da amplitude nem do comprimento L da perturbação.

- A variação da amplitude do grupo de ondas é representada pelo

termo $\sin\left(\frac{gt^2}{4x} \frac{L}{x}\right)$, onde:

$$T_1 = \frac{4\pi x}{gt} \frac{x}{L} \text{ (Período de cada onda individualmente)} \quad (3.7)$$

$$\lambda_1 = \frac{8\pi x^2}{gt^2} \frac{x}{2L} \text{ (Comprimento de onda)} \quad (3.8)$$

$$c_1 = \frac{x}{t} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \text{ (Velocidade de fase de cada onda)} \quad (3.9)$$

No Anexo I, pode-se encontrar um código fonte de um programa em Matlab® que utiliza a formulação de Unoki-Nakano, para estimativa de altura de onda.

A Figura 3.1 abaixo ilustra uma utilização desta formulação.

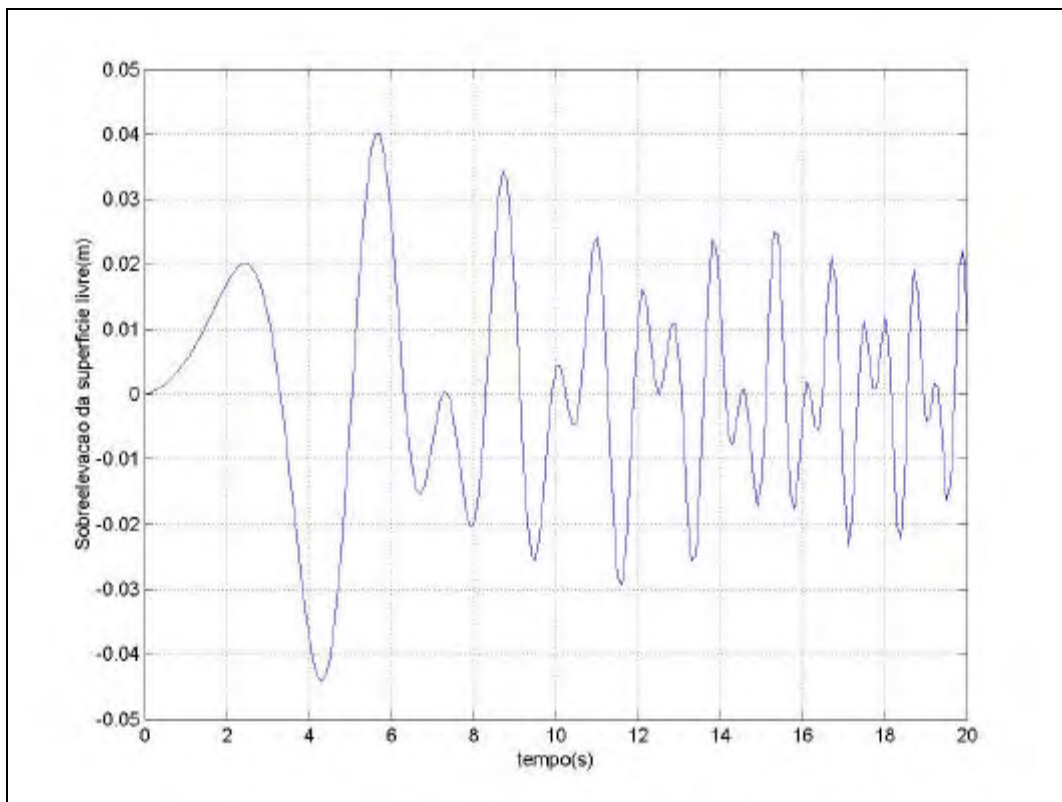


Figura 3.1 – Gráfico da Equação (3.3), com $Q= 0,075$, $L= 0,32$ para $x= 3$ metros.

3.2.2. Estudos de KRANZER–KELLER

Os estudos 3D de Kranzer–Keller (1955) foram realizados no intuito de determinar os efeitos de ondas geradas por explosões na vizinhança da superfície livre. Estes estudos também baseados na teoria linear das ondas de gravidade nos fornecem formulações diretas que permitem determinar alturas de ondas (em primeira aproximação) produzidas por impulsões localizadas em meio fluido de profundidade finita.

A perturbação inicial pode ser uma elevação ou uma depressão da superfície livre, ou ainda uma combinação das duas.

É preciso apenas conhecer o seu comprimento L e sua amplitude E .

Com as hipóteses da Teoria Linear (altura de onda pequena em relação ao comprimento e profundidade) e para distância $x \gg L$, tem-se:

- E : altura da perturbação inicial local;
- L : comprimento da perturbação inicial local;
- d : profundidade local;
- x : distância em relação ao ponto de impacto;
- t : tempo.

Neste caso $\eta(x,t)$ é dada por:

$$\eta(x,t) = \left(\frac{1}{d\sqrt{kx}} \sqrt{\left(\frac{kd\phi(kd)}{-\phi'(kd)} \right)} \right) \bar{E}(k) \sin \left(2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L} + \frac{1}{8} \right) \right) \text{ (para } x < t\sqrt{gd} \text{)} \quad (3.10)$$

$$\eta(x,t) = \frac{6^{5/6} \Gamma(4/3) E(0)}{4\sqrt{\pi} d^{2/3} x^{2/3}} \text{ (para } x = t\sqrt{gd} \text{)} \quad (3.11)$$

$$\eta(x,t) = 0 \text{ (para } x > t\sqrt{gd} \text{)} \quad (3.12)$$

onde:

kd : variável auxiliar, função de $\frac{x}{t\sqrt{gd}}$ e definida como a única raiz positiva de $\phi(kd)$, dada por:

$$\phi(kd) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\tanh kd}{kd}} + \frac{1}{2(\cosh kd)^{3/2}} \sqrt{\frac{kd}{\sinh kd}} = \frac{x}{t\sqrt{gd}} \quad (3.13)$$

$\phi'(kd)$: primeira derivada da função ϕ em relação ao parâmetro kd , com $k = \frac{2\pi}{\lambda}$;

λ : comprimento de onda;

Γ : função gama;

$\bar{E}(k)$: transformada de Fourier cosseno da perturbação inicial:

$$\bar{E}(k) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x) \cos(kx) dx \quad (3.14)$$

Após alguns desenvolvimentos apresentados por Kranzer-Keller (1955) chega-se a:

$$\eta(x,t) = \frac{1}{\sqrt{x}} \sqrt{\left(-\frac{C_g(k)}{C'_g(k)} \right)} \bar{E}(k) \text{sen} \left(2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L} + \frac{1}{8} \right) \right) \quad (3.15)$$

onde C_g é a celeridade da onda; definida por:

$$C_g = \frac{1}{2} C \left(1 + \frac{2kd}{\sinh(2kd)} \right) \quad (3.16)$$

$$C = \sqrt{gd} \left(\frac{\tanh(kd)}{kd} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.17)$$

Donde deduz-se para a frente de onda:

$$\eta(x,t) = \frac{6^{5/6} \Gamma(4/3) \bar{E}(0)}{4\sqrt{\pi} d^{2/3} x^{2/3}} = \frac{0,45.e.L}{d^{2/3} x^{2/3}} \quad (\text{para } x = t\sqrt{gd}) \quad (3.18)$$

Este resultado está em acordo com aquele proposto por Ursell em 1958 quando dos estudos de ondas geradas por uma perturbação local.

No Anexo I, pode-se encontrar o código fonte de um programa em Matlab® que utiliza a formulação de Kranzer-Keller, para estimação de altura de onda. A Figura 3.2 abaixo ilustra um exemplo de utilização desta formulação.

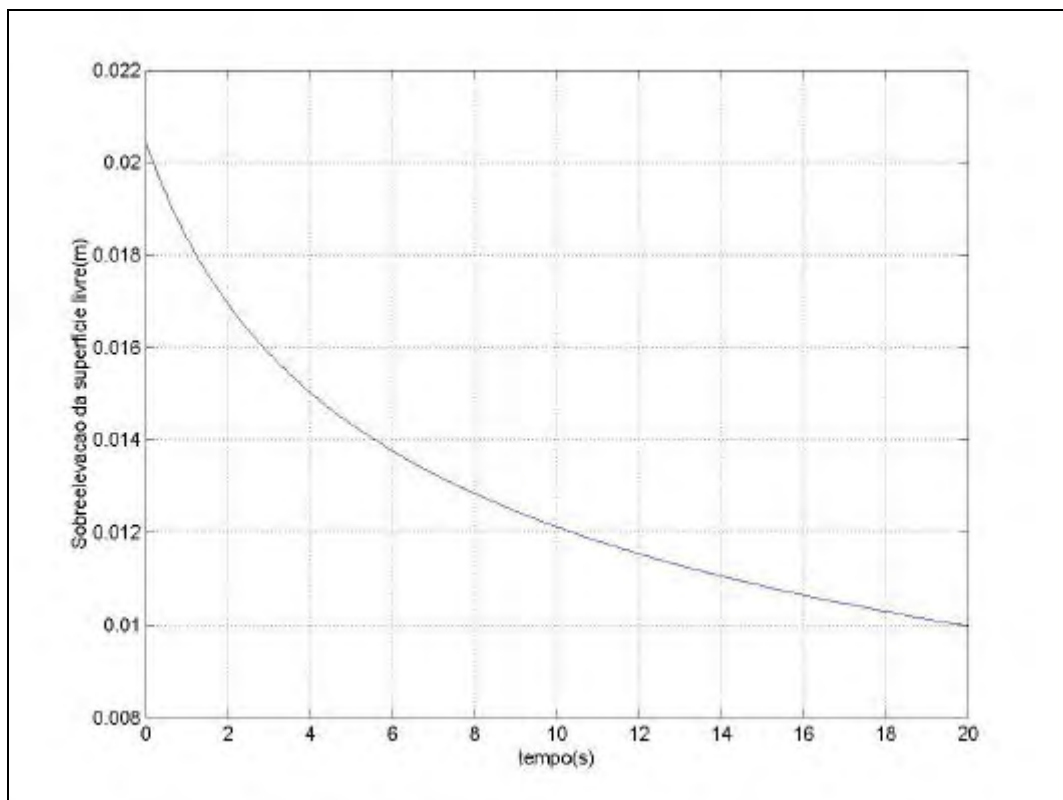


Figura 3.2 – Gráfico da envoltória da onda, através da Equação (3.18), com $Q = 0,075$, $L = 0,32$, $d = 0,2$, para $x = 3$ metros.

3.2.3. Resultados Experimentais de PRINS

Os estudos teóricos mencionados anteriormente foram testados experimentalmente por Prins (1956). Os ensaios foram sempre direcionados à ótica de ondas criadas por uma perturbação local da superfície livre com velocidade inicial nula (sem velocidade de impacto). As condições e resultados experimentais são apresentados a seguir.

Condições Experimentais:

Os ensaios foram realizados em canal de fundo horizontal de 20 metros de comprimento por 1 metro de largura e de profundidade variável de maneira a simular águas rasas e profundas.

A montante do canal era produzida uma elevação ou depressão da superfície livre e a jusante uma praia amortecedora atenuava as reflexões.

Resultados Experimentais:

Para a onda principal, Prins constatou uma dependência entre Q/d e L/d , onde d é a profundidade do local. Isto lhe permitiu elaborar um ábaco de quatro zonas distintas, a saber:

- Zona (1): A onda principal apresenta características oscilatórias seguida de um trem de ondas dispersivas;
- Zona (2): A onda principal apresenta características de onda

solitária no que diz respeito, sobretudo, à sua velocidade de propagação, seguido por um cavado e um trem de ondas dispersivo;

- Zona (3): A onda principal apresenta um perfil de onda solitária separada de um trem de ondas menos dispersivas e que a segue;
- Zona (4): A onda principal apresenta uma forma complexa que algumas vezes quebra ("breaking") ao longo de sua propagação.

A Figura 3.3 representa as Zonas ora citadas.

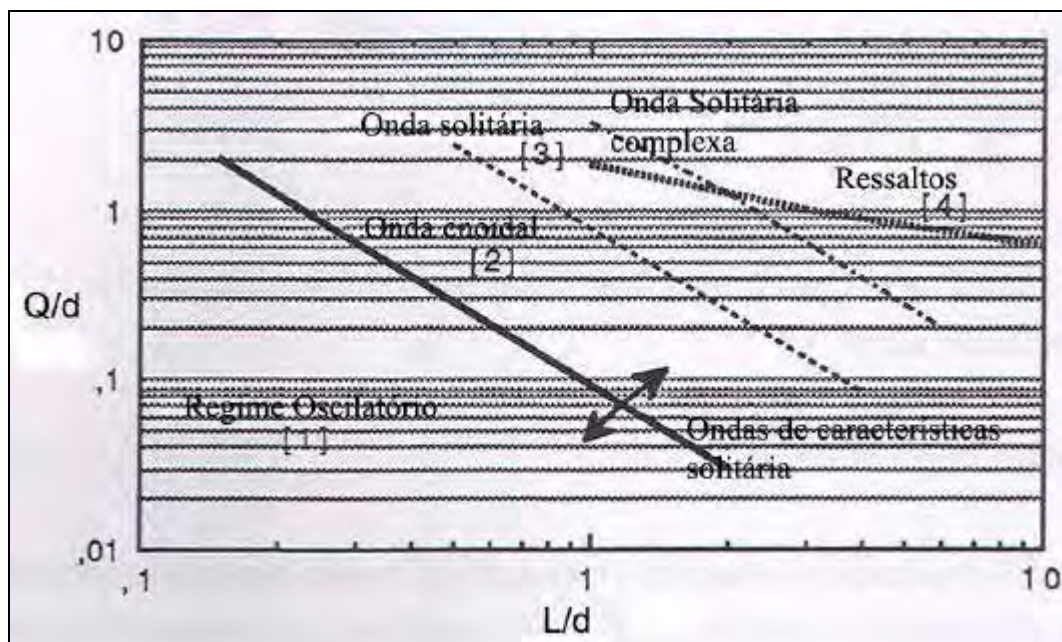


Figura 3.3 – Tipos de onda em função das dimensões da perturbação inicial segundo Prins.

Para $Q/d < 0,80$ e $L/d < 0,90$, as ondas apresentavam características oscilatórias, onde:

- as variações de altura e de comprimento da perturbação quase não modificavam as velocidades de fase;
- os períodos de ondas apresentaram concordância com a teoria de

Kranzer-Keller assim como a de Unoki-Nakano para águas profundas;

- as ondas formadas pela elevação ou depressão equivalente apresentavam as mesmas características.

O ábaco de PRINS apresenta o seguinte domínio de validade:

- $0,4 < L < 0,66$;
- $0,12 < d < 0,76$; e
- $Q = 0,03; 0,06; 0,10$ (m).

No Anexo I, é apresentado o Quadro I.1 com os valores necessários para confecção da Figura 3.3, em qualquer software gráfico, facilitando o posicionamento dentro das Zonas supracitadas.

A Figura 3.4 reproduz a Figura 3.3, plotada a partir dos valores do Quadro I.1.

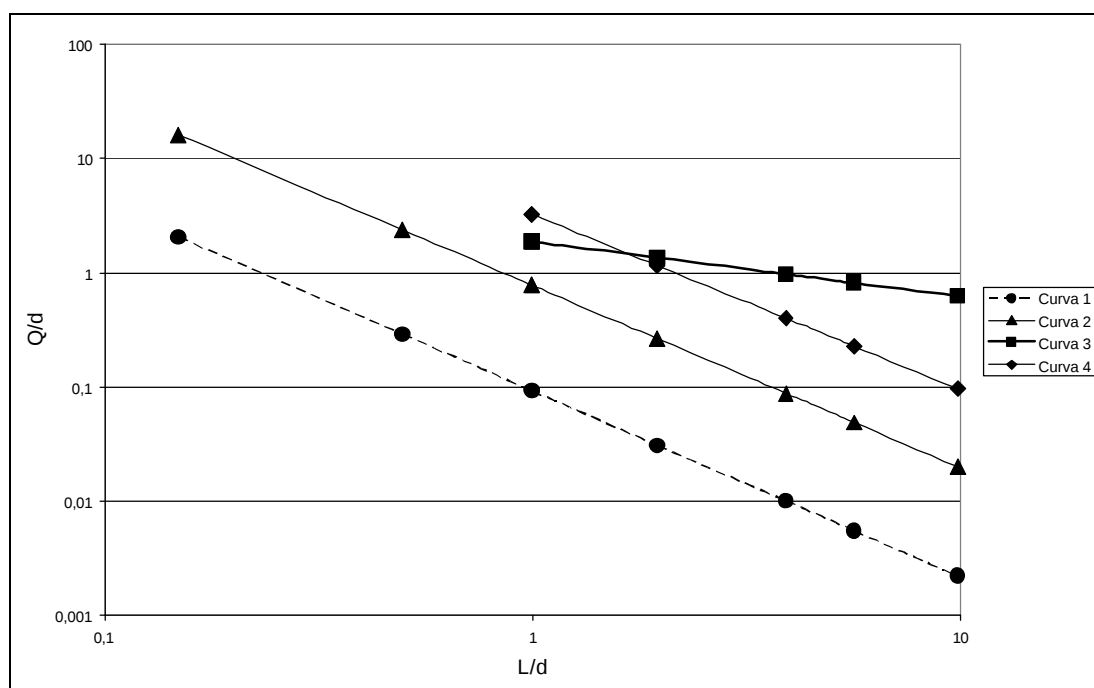


Figura 3.4 – Gráfico confeccionado para auxiliar o encontro dos limites de validade das Zonas, a partir dos experimentos de Prins.

3.3. Métodos Mais Recentes de Previsão de Alturas de Onda

São chamados, neste Estudo, de métodos mais recentes aqueles em levam em consideração a velocidade de impacto do material deslizando no meio líquido.

3.3.1. Metodologia de NODA

O método de Noda (1970) retoma os resultados teóricos obtidos por Kennard (1949), citado por Noda (1970), que resolveu o problema de uma parede se deslocando dentro d'água, tal deslocamento podendo ser horizontal (Figura 3.5) ou vertical (Figura 3.6).

Noda (1970) realizou uma série de experiências, o que lhe permitiu estender o campo de aplicação dos resultados de Kennard (1949). O seu método constitui um bom indicador do padrão e da amplitude de ondas geradas pelo impacto de um corpo sólido com um meio fluido.

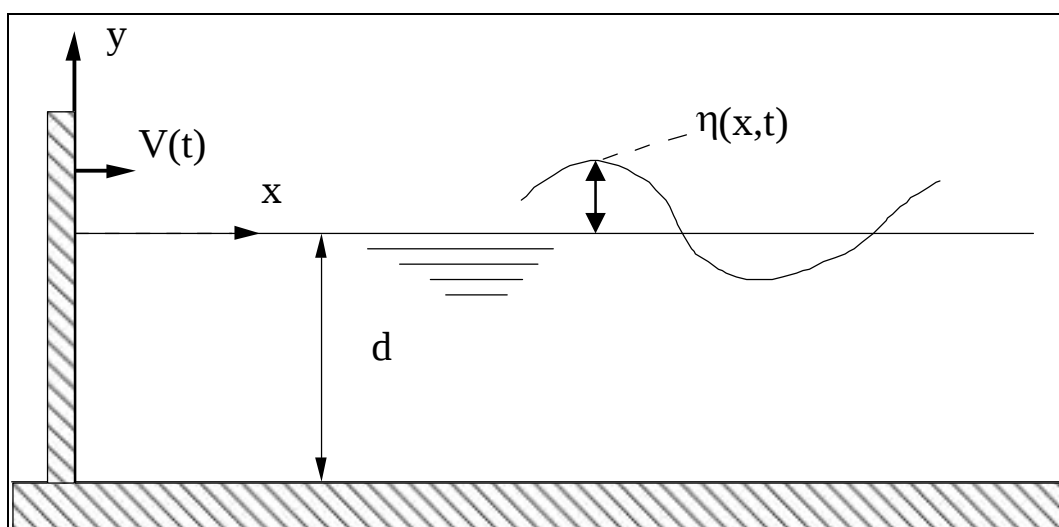


Figura 3.5 – Deslocamento Horizontal segundo Noda.

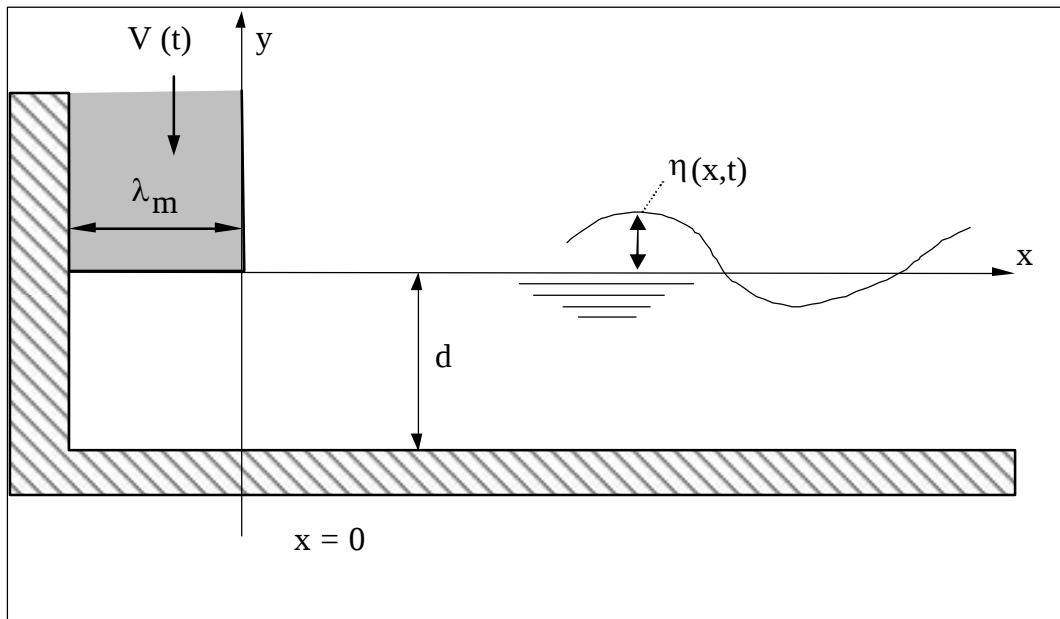


Figura 3.6 – Deslocamento Vertical segundo Noda.

Noda estudou o problema sob as seguintes hipóteses:

- o comprimento do escorregamento é grande em relação à profundidade d'água local ($\lambda_m \gg d$);
- o volume do deslizamento é pequeno diante do volume líquido;
- a velocidade de impacto do deslizamento (V_{imp}) é conhecida;
- a teoria linear das ondas de gravidade é aplicável;
- o fenômeno de *Splash* (espirro da água) é desprezível;
- o deslocamento do deslizamento em função do tempo é conhecido.

Sob estas hipóteses, a amplitude máxima da onda é dada por:

Caso de um deslizamento vertical:

$$\frac{\eta_{max}}{\lambda_m} = \phi \left(\frac{V_{imp}}{\sqrt{gd}}, \frac{x}{d} \right) \quad (3.19)$$

A função ϕ é estimada a partir do ábaco da Figura 3.7.

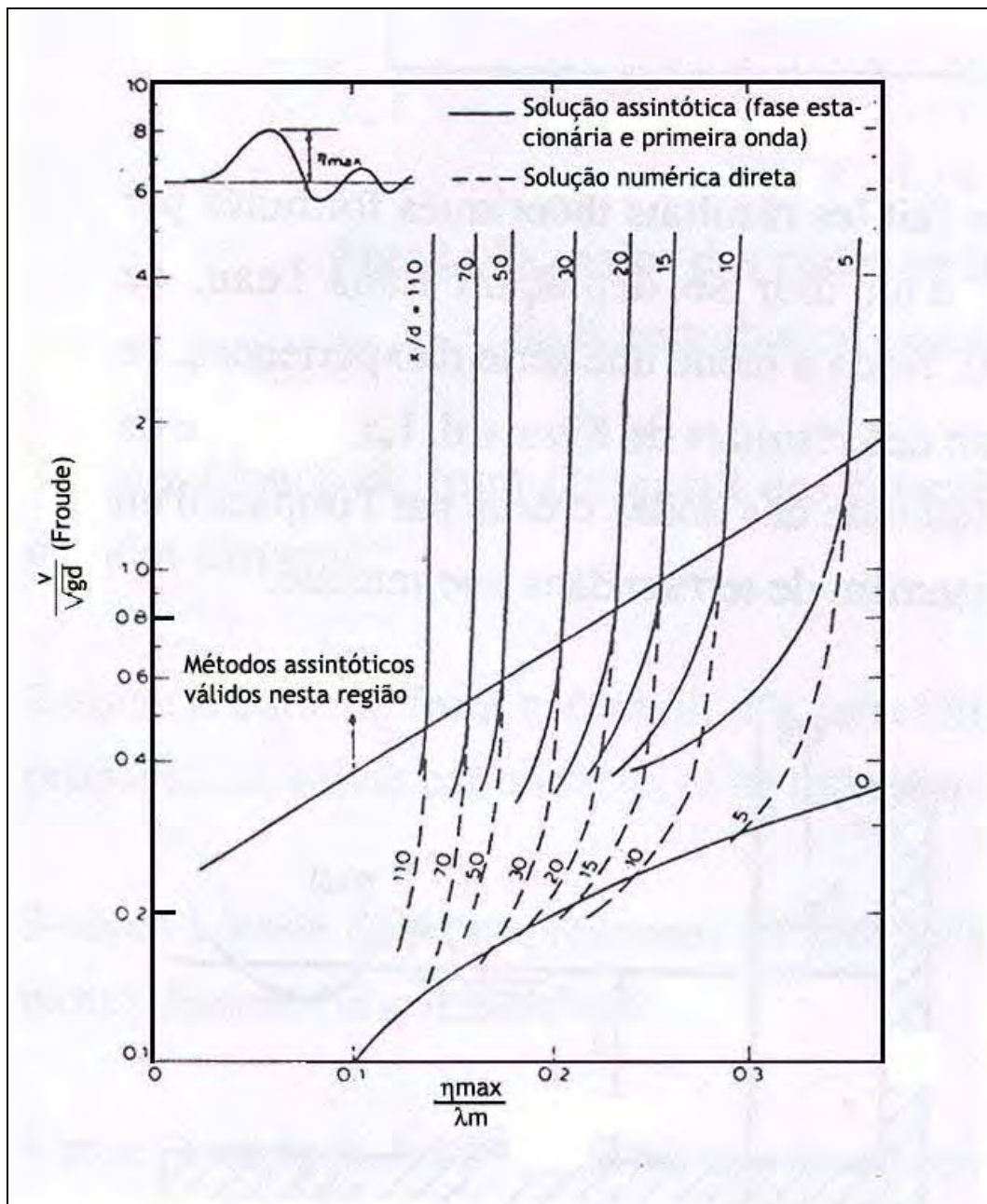


Figura 3.7 – Ábaco utilizado para se encontrar o valor da amplitude máxima de um deslocamento vertical, segundo Noda.

De fato, o ábaco é válido apenas para um regime oscilatório, enquanto pressupõe-se que ondas solitárias e ressaltos hidráulicos são as que provocam submersões mais significativas, ou seja: maiores danos.

Caso de um deslizamento horizontal:

Considerando um deslizamento horizontal pequeno em relação à profundidade local, e as hipóteses citadas anteriormente, Noda estabelece para as amplitudes máximas, a seguinte relação teórica:

$$\frac{\eta_{\max}}{d} = 1,32 \frac{V_{\text{imp}}}{\sqrt{gd}} \quad (\text{para } x/d=2,0) \quad (3.20)$$

No Anexo I, pode-se encontrar o código fonte de um programa confeccionado em Matlab® que utiliza a formulação de Noda para estimação de altura de onda a 2 metros de distância do ponto de impacto.

3.3.2. Metodologia de KAMPHUIS & BOWERING

A proposta de trabalho de Kamphuis e Bowering (1970) é tratar o problema de geração de ondas por impacto localizado, problema não linear, de forma inteiramente experimental.

Sua metodologia baseia-se na análise dimensional seguida de experimentação física.

O escorregamento foi conduzido em uma bandeja ("tray") carregada de blocos que desciam de rampa inclinada terminando em um canal de 1m de largura por 45 m de extensão. Os blocos apresentavam densidades $\rho_s/\rho_w = 2,70$ e porosidade nula.

Kamphuis e Bowering introduziram o conceito de altura de onda "estável". A altura de onda "estável" (A_{est}) é definida como sendo a altura que a onda atinge em um certo ponto a partir do qual o

decréscimo da mesma é muito pequeno com a distância, ou seja, um baixo fator de atenuação. Para a série realizada, A_{est} deu-se a $x/d=37$.

Assim, a envoltória de ondas máximas é dada por:

$$\frac{A}{d} = F^{0,7} (0,31 + 0,2 \log q) + 0,35 \exp\left(-0,08 \frac{x}{d}\right) \quad (3.21)$$

onde:

$$1 = F = 3;$$

$$0,1 = q = 1,0;$$

$$10 = \frac{x}{d} = 48;$$

$$\frac{\rho_s}{\rho_w} = 2,7;$$

$$q = \frac{Le}{d^2}.$$

Os autores demonstraram também que a celeridade da onda principal ("leading wave") é dada por:

$$c = \sqrt{gd} \left(1 + \frac{\eta_{max}}{d}\right) \quad (3.22)$$

onde η_{max} é a amplitude máxima.

No Anexo I, pode-se encontrar um código fonte de um programa em Matlab® que utiliza a formulação de Kamphuis e Bowering para estimação de altura de onda.

A Figura 3.8 ilustra a Equação (3.21).

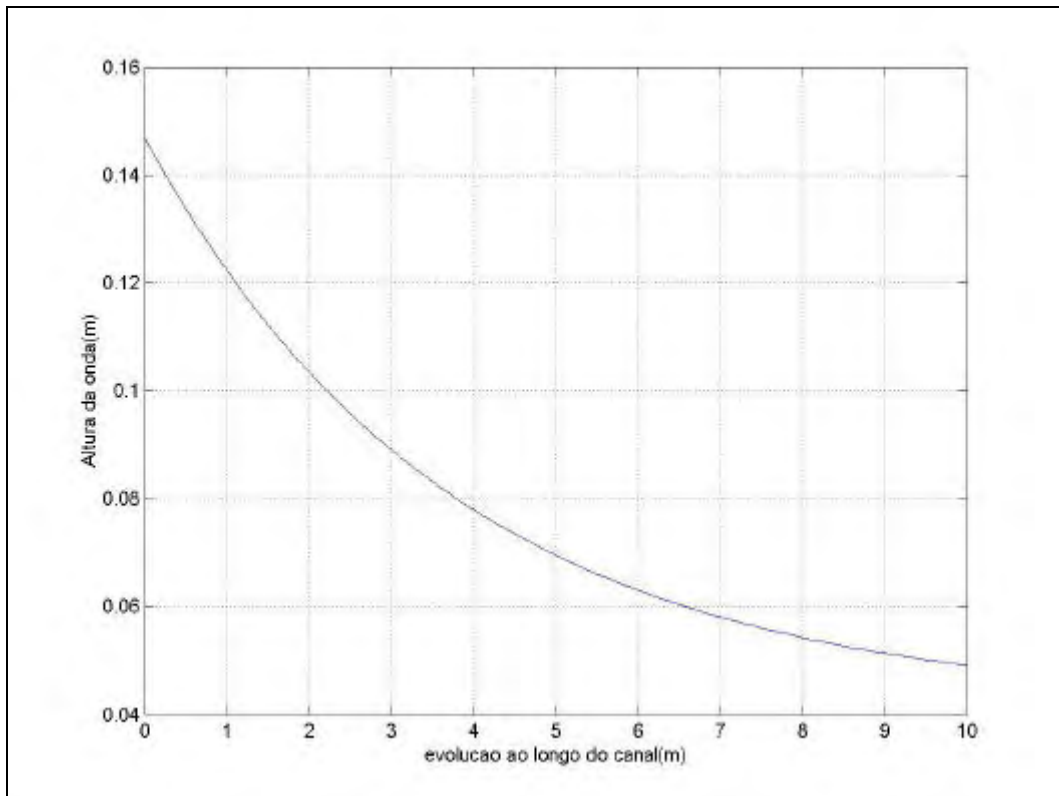


Figura 3.8 – Gráfico da envoltória da onda, a partir da Equação (3.21), com $Q= 0,075$, $L= 0,32$, $d= 0,3$ e $V_{imp}= 1,06$.

3.3.3. Metodologia de HUBER

O método de Huber (1980) constitui numa série de ensaios de laboratório, com vistas ao estudo de avalanchas e deslizamentos em alguns lagos suíços.

As experiências realizadas por Huber foram realizadas em um canal de 30 m de comprimento por 0,50 m de largura. O deslizamento foi simulado com material granular de densidade 2,70.

A partir destas experiências, Huber considerou quatro grupos adimensionais, a saber:

- o número de deslocamento $M_H = \frac{Vol}{Ld^2}$;

- o Número de Froude $F = \frac{V_{imp}}{\sqrt{gd}}$;
- a declividade da encosta θ ; e
- a distância em relação ao ponto de impacto $\frac{x}{d}$.

Huber, numa segunda etapa, realizou cerca de 350 ensaios em uma bacia de ondas de 6 m de largura e 10 m de comprimento, o que lhe permitiu estudar o efeito da dispersão lateral de energia (abordagem tridimensional).

O grande número de experiências realizadas por Huber lhe permitiu também determinar fatores de conversão e a partir da altura de onda 2D, determina-se a altura 3D, a saber:

$$\left(\frac{A}{d}\right)_{2D} = a M_H^{b_H} \quad (3.23)$$

com $a, b_H = \phi\left(\theta, \frac{x}{d}\right)$.

Quadro 3.1 – Parâmetros a e b_H da Equação (3.23).

θ	coef.	x/d				
		5	10	20	50	100
28	a	0,32	0,24	0,19	0,14	0,13
	b_H	0,51	0,51	0,51	0,52	0,56
30	a	0,37	0,34	0,24	0,20	0,17
	b_H	0,37	0,49	0,46	0,52	0,56
35	a	0,43	0,36	0,31	0,26	0,23
	b_H	0,28	0,38	0,48	0,60	0,59
40	a	0,56	0,47	0,40	0,33	0,29
	b_H	0,40	0,42	0,50	0,60	0,68
45	a	0,57	0,46	0,39	0,32	0,29
	b_H	0,27	0,43	0,56	0,68	0,73
60	a	0,68	0,58	0,48	0,39	0,35
	b_H	0,35	0,51	0,61	0,72	0,60

A amplitude relativa $\left(\frac{A}{d}\right)_{3D}$ da onda tridimensional é dada por:

$$\left(\frac{A}{d}\right)_{3D} = f \cdot \left(\frac{A}{d}\right)_{2D} = f \cdot a \cdot M_H^b \quad (3.24)$$

onde $f = f\left(\theta, F, \frac{x}{d}\right)$ (fator de conversão do caso 2D para o caso 3D).

Quadro 3.2 – Parâmetro f da Equação (3.24).

θ	f	x/d		
		5	10	20
30	1,06	0,43	0,23	0,13
	1,51	0,40	0,27	0,18
	1,84	0,53	0,38	0,29
45	1,06	0,32	0,22	0,15
	1,51	0,67	0,48	0,32
	1,84	0,77	0,50	0,33
60	1,06	0,26	0,23	0,20
	1,51	0,50	0,34	0,24
	1,84	0,67	0,50	0,36

No Anexo I, pode-se encontrar um código fonte de um programa em Matlab® que utiliza a formulação de Huber para estimação de altura de onda (modelos 2D e 3D).

3.3.4. Metodologia de WIEGEL

O método de Wiegel (1955) é baseado na teoria da onda solitária. A metodologia proposta por Wiegel associa a energia contida na onda gerada pelo impacto localizado com a energia potencial disponível do deslizamento. A expressão da energia de onda é aquela dada por Boussinesq para uma onda solitária, a saber:

$$E_{WB} = \frac{8}{3\sqrt{3}} \rho_w g A^{\frac{3}{2}} d^{\frac{3}{2}} b \quad (3.25)$$

$$E_{WB} = 2\% \cdot E_{pot} \quad (3.26)$$

onde:

E_{pot} : Energia potencial do deslizamento

E_{WB} : Energia transportada pela onda solitária gerada

Os experimentos foram realizados em um canal de 20 m de comprimento por 0,30 m de largura e de 1,00 m de profundidade máxima. Os ensaios foram conduzidos em 3 séries, com blocos de geometria variada e sempre submersos.

Este método foi testado sobre um modelo reduzido (Reservatório) e sobre alguns acidentes registrados na Natureza. O método apresenta, contudo, uma certa fragilidade quanto ao coeficiente 2% na determinação do balanço energético entre o deslizamento e a onda formada. Uma série de experimentos realizados por Maciel (1991) conduziu a esta análise, nos quais coeficientes de transferência de energia variaram entre 5% a 15% da energia cinética incidente.

Quadro 3.3 – Domínio de validade do experimentos

Blocos:	Rampa:	Canal:
$0,20 < l < 1,00$	$22,7^\circ < \theta < 90^\circ$	$0,5 < d < 0,87$
$0,20 < e < 0,33$		z: profundidade de imersão (variada)
$1,04 < \text{densidade} < 25,6$		$b = 0,30$

No Anexo I, pode-se encontrar um código fonte de um programa em Matlab® que utiliza a formulação de Wiegel.

3.3.5. Metodologia de SLINGERLAND e VOIGTH

A técnica de Slingerland e Voigth (1982) é inteiramente tridimensional, pois o interesse deste estudo foi diagnosticar o deslizamento de terra a montante do dique de Koocanusa – Montana, em que um modelo reduzido foi elaborado pelo U.S. Army Waterways Experiment Station.

A maquete foi concebida na escala 1/200 com comprimento de 13 m e o escorregamento simulado por sacos de 0,002 m³ contendo ferro e chumbo, deslizando sobre um plano inclinado.

As medidas foram registradas a partir de 16 sondas distribuídas ao longo do modelo. Com base nestes dados, os autores correlacionaram a energia cinética no impacto com as amplitudes de ondas, a saber:

$\frac{\eta_{\max}}{d}$: amplitude máxima da onda;

$\frac{r}{d}$: distância radial do ponto de impacto;

L, l, e: comprimento, largura e espessura do deslizamento;

V_{imp} : velocidade de impacto;

E_{cs} : energia cinética no impacto (adimensional).

Os autores chegaram a seguinte equação:

$$\log\left(\frac{\eta_{\max}}{d}\right) = a + b \log(E_{cs}) \text{ (para } \frac{r}{d} = 4) \quad (3.27)$$

Domínio de validade da equação (3.27):

- $a = -1,25$;

- $1 < E_{cs} < 100$;
- $l = 0,71$;
- $0,3 < \frac{A}{d} < 0,8$

Apesar do grande número de ensaios realizados pelos autores, os resultados são ainda de aplicação restrita, uma vez que estão compromissados com as características específicas do modelo de Reservatório utilizado, ou seja, não se apóia em nenhuma base teórica.

No Anexo I, pode-se encontrar um código fonte de um programa em Matlab® que utiliza a formulação de Slingerland e Voigth para estimação de altura de onda.

3.3.6. Metodologia de SABATIER

Sabatier (1983) em seu artigo intitulado "*On water waves produced by ground motions*", trata o problema de ondas de submersão por uma aproximação teórica. O autor não se contenta apenas em descrever as equações do fenômeno, mas estabelece para várias configurações (fundo horizontal e inclinado), as equações específicas.

Este autor parte de uma modelação simplista (teoria linear), muito semelhante, aliás, à metodologia de Unoki-Nakano (1953) e Kranzer-Keller (1955), salvo para o tratamento das condições de contorno. Sabatier leva em consideração a evolução do fundo (campo de velocidades) e baseia-se nas seguintes hipóteses:

- fluido irrotacional;
- a fonte (perturbação do fundo) é dada por uma função $A(x,t)$, admitindo a separação de variáveis;
- as respostas (elevações ou depressões da superfície livre) numa escala de tempo pequena são estáveis. Fisicamente, isto significa que uma pequena modificação do fundo (fonte), não deverá intervir, de maneira significativa, sobre o perfil da onda;
- as respostas exatas (para um lapso de tempo) se aproximam das estimativas dadas pelo modelo linear.

Baseando-se na técnica das transformadas de Fourier, Sabatier estabelece para uma modificação do fundo $A(x,t)$, a seguinte expressão:

$$\eta(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-ikx) \operatorname{sech}(kh) dk \int_{-\infty}^{+\infty} \cos[w(k)(t-u)] \frac{\partial \tilde{A}(k,u)}{\partial u} du \quad (3.28)$$

A resposta do sistema $\eta(x,t)$ é dada em função do fundo $A(x,t)$, onde:

$$\tilde{A}(k,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(x,t) \exp(ikx) dx \quad (3.29)$$

$$w(k) = \sqrt{gk \tanh(kh)} \quad (3.30)$$

Uma fonte de perturbação finita pode ser inteiramente caracterizada pelos seguintes parâmetros:

- comprimento;
- espessura; e
- tempo característico t_c do fenômeno.

Estas três grandezas combinadas nos fornecem dois tipos de

caso de estudo:

- perturbação do tipo "sudden approximation";
- perturbação do tipo "creeping motion".

1º caso: Fenômeno rápido – "sudden approximation"

Neste caso, tem-se $t_c \frac{\sqrt{gh}}{b} \ll 1,00$. Ou seja, a quase totalidade da perturbação do fundo age antes mesmo que pequenas ondas geradas na superfície deixem a zona de geração. Fala-se então de fenômeno rápido e bem localizado.

2º Caso: "Creeping motion"

Trata-se de uma deformação lenta do fundo. O parâmetro $t_c \frac{\sqrt{gh}}{b} \gg 1,00$. Ainda admite-se a separação de variáveis x e t , ou seja, $A(x,t) = A_0(x) A_1(t)$. As ondas geradas têm, neste caso, o tempo necessário para abandonarem a zona de geração.

Convém, entretanto, ilustrar aplicações possíveis para os 2 casos apresentados acima por Sabatier:

- o tratamento das fontes (*sources*) via teoria linear dá bons resultados para os casos de onda geradas por explosões ou terremotos. Para queda de blocos e deslizamentos de terra, a aproximação não é completa;
- para a estimativa de ondas em praias, os efeitos não lineares são importantes e, por conseguinte a natureza do trem de ondas será modificada;

- para os deslizamentos lentos e progressivos, sob fundos variáveis, a teoria não se aplica. Outras aproximações mais complexas se fazem necessárias.

3.3.7. Metodologia de MACIEL

Maciel (1991), dentre muitas outras validações de formulações e realização de experimentos, utilizou duas técnicas, em modelo numérico, para a simulação de geração de ondas devido a deslizamento impactando em meio líquido.

A primeira técnica implementada pelo pesquisador no Modelo de Saint Venant leva em consideração a geração da onda como resultado do balanço entre o atrito na interface deslizamento/líquido, deslizamento/canal associado a uma modificação da topografia do fundo, devido à intrusão de massa sólida. Esta teoria, inicialmente proposta por Raney e Butler (1975), citados por Maciel (1991), foi operacionalizada em Maciel (1991). Estabeleceu, então o seguinte sistema de equações:

$$\text{(conservação da massa)} \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} = 0 \quad (3.31)$$

(quantidade de movimento)

$$\frac{\partial(hu)}{\partial t} + \frac{\partial\left(hu^2 + \left(\frac{g}{2L}h^2\right)\right)}{\partial x} = gh\left(i(x,t) - \frac{(u-u_s)|u-u_s|}{C_z^2h}\right) \quad (3.32)$$

onde h e u são respectivamente a altura da lâmina d'água e a velocidade do fluido, u_s a velocidade do deslizamento, $i(x,t)$ a

declividade do fundo (depende do tempo já que ela inclui os efeitos do deslizamento) e L a largura do canal.

A segunda técnica, introduzida pela primeira vez em Maciel (1991), leva em consideração a geração da onda pela diferença de entrada de uma vazão líquida proporcional à vazão sólida correspondente ao deslizamento. O coeficiente de proporcionalidade α é então determinado experimentalmente.

Obtém-se então, o seguinte sistema:

$$\text{(conservação da massa)} \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} = 0 \quad (3.31)$$

(quantidade de movimento)

$$\frac{\partial(hu)}{\partial t} + \frac{\partial\left(hu^2 + \left(\frac{g}{2L}h^2\right)\right)}{\partial x} = ghi(x, t) \quad (3.33)$$

Impõe-se como condição limite $(hu)(x_0, t) = \alpha Q_s(t)$, onde $Q_s(t)$ é a vazão sólida (deslizamento) penetrando a montante do canal.

Maciel (1991) desenvolveu esquemas numéricos para validação dos equacionamentos apresentados neste item.

3.3.8. Metodologia de NASCIMENTO

Dando continuidade aos estudos de Maciel (1991), Nascimento (2001) operacionalizou um modelo numérico a partir das equações de Serre (1953), citado por Nascimento (2001), tendo validado as mesmas para o caso de deslizamento de blocos indeformáveis (Figura 3.9).

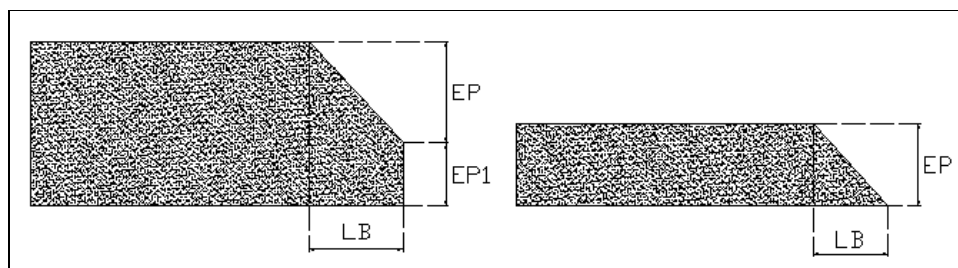


Figura 3.9 – Geometrias dos dois tipos de blocos indeformáveis utilizados por Nascimento (2001).

Os blocos foram colocados sobre placas de apoio com quatro pequenas rodinhas (rolimãs) para efeito de minimização de atrito. As características dos blocos utilizados nos ensaios eram as seguintes:

Quadro 3.4 – Características dos corpos de prova.

	Blocos	
	B1	B2
L (cm)	33,1	32,5
l (cm)	27,7	29,0
e (cm)	12,0	7,5
$\beta(^{\circ})$	40 $^{\circ}$	45 $^{\circ}$
ρ_s/ρ_w	2,0	1,26
Massa (kg)	21,6	9,0
Volume (m ³)	10,8 x10 ⁻³	7,14 x10 ⁻³

L = Comprimento ; l = Largura ; e = Espessura ; β = Ângulo do chanfro

Nascimento (2001) fez uma confrontação então de seus resultados experimentais e numéricos para ratificar a validação do esquema (Figura 3.10). Também avaliou as taxas de transferência de energia do bloco indeformável deslizante para a água (Figura 3.11) e encontrou valores entre 1 a 14%, não ultrapassando os encontrados

por Huber (1980) para materiais “granulares” de 20 %, tampouco os de Maciel (1991) de 15%.

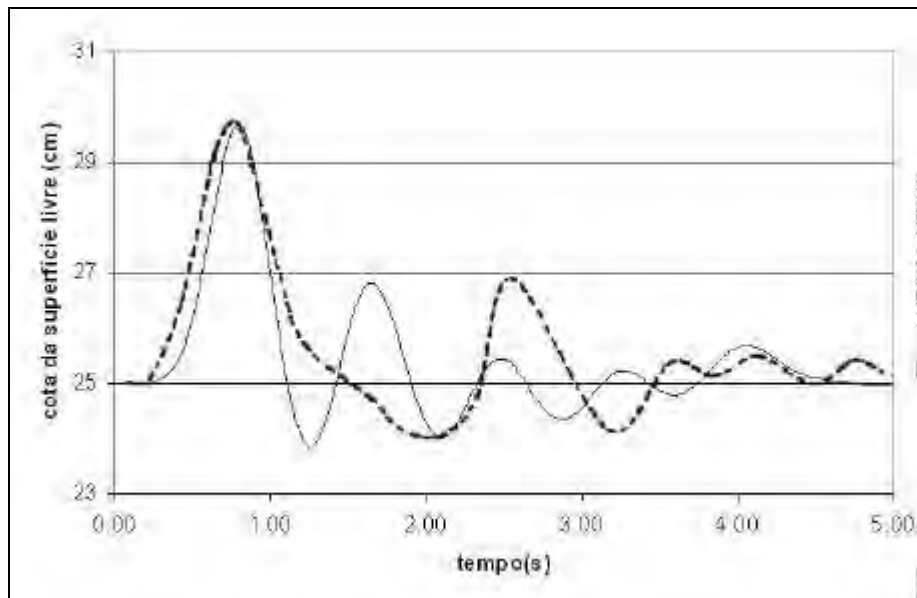


Figura 3.10 – Perfil de onda para $e/d = 0,48$, $Froude = 2,14$, sonda a 3,0m do ponto de impacto. A linha contínua é referente aos valores numéricos e a tracejada aos experimentais. Fonte: Nascimento (2001).

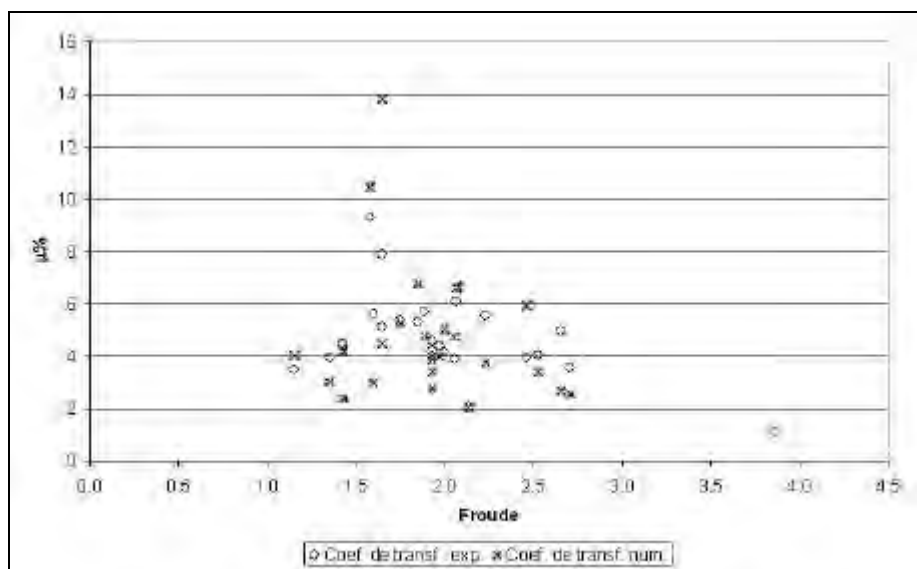


Figura 3.11 – Taxas de transferência de energia obtidas por Nascimento (2001) para todos os perfis de onda gerados.

3.3.9. Metodologia de FRITZ

Fritz (2002), estudou a fase inicial das ondas geradas por deslizamento. Para tanto utilizou material granular com diâmetro médio dos grãos de 4mm e $\rho_s = 1,62 \text{ g/cm}^3$ (Figura 3.12).



Figura 3.12 – Material granular utilizado por Fritz (2002) para a geração de ondas de deslizamento.

Fritz (2002) utilizou para o estudo da fase de geração de ondas a tecnologia PIV (*Particle Image Velocimetry*), o que lhe possibilitou, através da cinemática das partículas, estudar os campos de velocidades do material deslizante. Utilizou também um sistema pneumático de controle da abertura de sua comporta de lançamento de material (visando assegurar repetitividade); e posicionou várias sondas capacitivas ao longo de seu canal. A Figura 3.13 evidencia o canal onde o referido autor gerou as ondas necessárias ao seu Estudo.

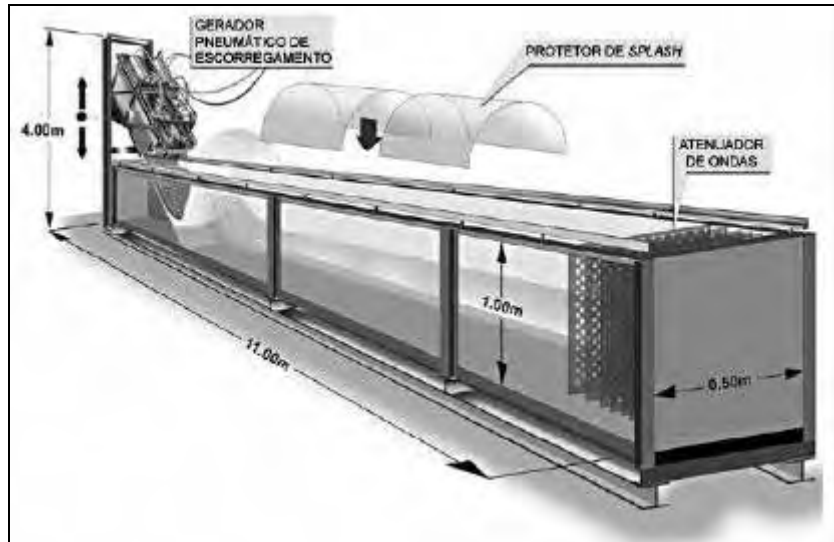


Figura 3.13 – Canal utilizado por Fritz (2002) para a geração de ondas de deslizamento.

Provido de toda essa tecnologia, Fritz, através de seus experimentos, apresentou duas importantes contribuições no que diz respeito aos interesses de Engenharia: a previsão da máxima crista de onda gerada por um deslizamento e o volume da primeira onda a uma distância conhecida, a saber:

$$\frac{A}{d} = 0,25 \left(\frac{v_{imp}}{\sqrt{gd}} \right) \left(\frac{e}{d} \right)^{0,8} \quad (3.34)$$

onde:

A: maior amplitude de onda;

d: nível médio da água;

V_{imp} : velocidade de deslizamento do corpo sólido; e

e: espessura do deslizamento.

$$\frac{V_{C1}(x/d = 5)}{bd^2} = 0,55 \left(\frac{v_s}{\sqrt{gd}} \right)^{1,4} \left(\frac{V_{imp}}{bd^2} \right)^{0,4} \left(\frac{e}{d} \right)^{0,4} \quad (3.35)$$

onde:

V_{C1} : volume da primeira onda;

B: largura do canal; e

V_{imp} : volume do corpo sólido deslizando.

3.3.10. Metodologia de CARVALHO e CARMO

Recentemente, Carvalho e Carmo (2006), realizaram, na Universidade de Coimbra, um estudo numérico e experimental sobre ondas geradas por deslizamentos. Neste estudo eles realizaram ensaios com o deslizamento de blocos de calcário em um canal cujas dimensões são 12,0 m x 1,5 m x 1,0 m (comprimento x altura x largura). O canal utilizado nesse estudo também é provido de rampa de lançamento com sua comporta (Figura 3.14). Nesse estudo os pesquisadores utilizam volumes variáveis de blocos de calcário, simulando um deslizamento de falhas de rochas.

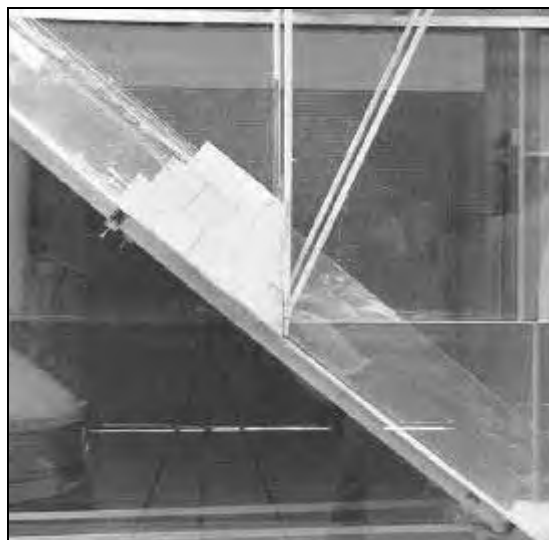


Figura 3.14 – Rampa de lançamento do canal utilizado por Carvalho e Carmo (2006) para a geração de ondas de deslizamento.

Através desses experimentos buscam validar dois modelos

numéricos apresentados:

- um baseado nas equações de Navier–Stokes para a conservação de massa e quantidade de movimento, bidimensional:

$$\nabla \cdot (\theta \vec{u}) = 0 \quad \text{..(3.36)}$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \frac{1}{\theta} \nabla \cdot (\theta \vec{u} \otimes \vec{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\theta} \nabla \cdot [\theta (v + v_\tau) \{ \nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T \}] + \vec{g} \quad \text{..(3.37)}$$

onde:

$\vec{u} = (u(x, z, t), w(x, z, t))$: vetor velocidade;

$p = p(x, z, t)$: pressão;

$\vec{g} = (g_x, g_z)$: força de corpo;

$\theta = \theta(x, z)$: é a função porosidade que vale zero para um ponto obstáculo e 1 para um ponto que pode ser ocupado por um fluido.

- e outro, unidimensional, baseado nas equações de Boussinesq:

$$\text{(conservação da massa)} \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} = 0 \quad (3.31)$$

(quantidade de movimento)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + g \frac{\partial(h+?)}{\partial x} - \frac{(H-\xi)^2}{3} \frac{\partial^3 \bar{u}}{\partial x^2 \partial t} + \\ + (H-\xi) \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x \partial t} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{H-\xi}{2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} - \frac{\tau(\xi)}{h} = 0 \end{aligned} \quad (3.38)$$

Os pesquisadores observaram a formação de diversos tipos de ondas com diferentes campos de velocidades e trabalharam na validação dos modelos numéricos acima descritos.

Esses são alguns métodos de estimativa de altura de onda gerada por deslizamento de material sólido em meio líquido. A partir do próximo capítulo conhecer-se-á o método proposto neste Estudo.

CAPÍTULO 4. MODELO FÍSICO

4.1. Introdução à geração de ondas

Num canal de geração de ondas por impacto, o mecanismo gerador pode ser um conjunto de material granular que desliza sobre uma rampa incidindo no meio líquido. Esse mecanismo gerador divide-se basicamente em 3 fases:

- a primeira, chamada fase aérea, onde o material sólido que estava inicialmente em repouso adquire, pela ação da gravidade, um campo de velocidade (com velocidade de impacto característica no meio líquido);
- a segunda (fase de interesse deste estudo) é a fase do choque onde ocorre a interação entre o material sólido e o líquido, acarretando, para o material granular, um aspecto multifásico (ar, água e sólido);
- a terceira fase, já com uma onda definida, trata-se da propagação.

Pode-se, a partir da Figura 4.1, compreender melhor essas três fases.

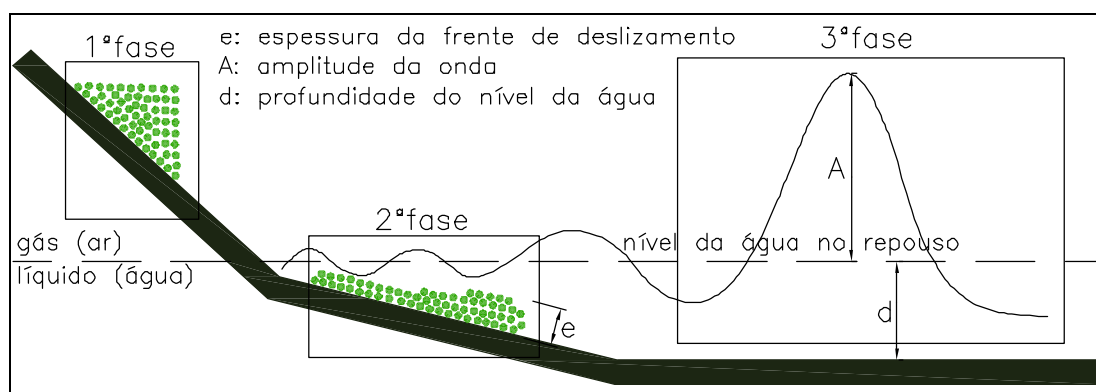


Figura 4.1 – Fases da dinâmica do material deslizante: 1.^a: o material é condicionado na rampa; 2.^a: o material sólido adentrando no meio líquido; 3.^a: a onda gerada se propagando.

4.2. Aparato Experimental

4.2.1. Canal de ondas

Todos os ensaios experimentais foram realizados no Laboratório de Hidráulica e Hidrometria da UNESP – Ilha Solteira, em um canal de ondas com 0,30 metros de largura, 0,50 metros de altura e 10 metros de comprimento ($0,3 \times 0,5 \times 10\text{m}$). O canal foi confeccionado em estrutura metálica e paredes de vidro para possibilitar a visualização (Figura 4.2). Os 10 metros de canal foram apoiados em um total de seis dormentes de concreto.

Para o lançamento do material deslizante foi instalada uma rampa (Figura 4.3) metálica cujo ângulo de inclinação é de 27° . A rampa foi dotada de um fechamento acrílico nas laterais para evitar a fuga de material. A comporta que mantém o material condicionado à rampa é aberta mecanicamente por meio de um solenóide (Figura 4.4) que, por sua vez, é provida de uma caixa acrílica para o seu

acionamento (Figura 4.5).

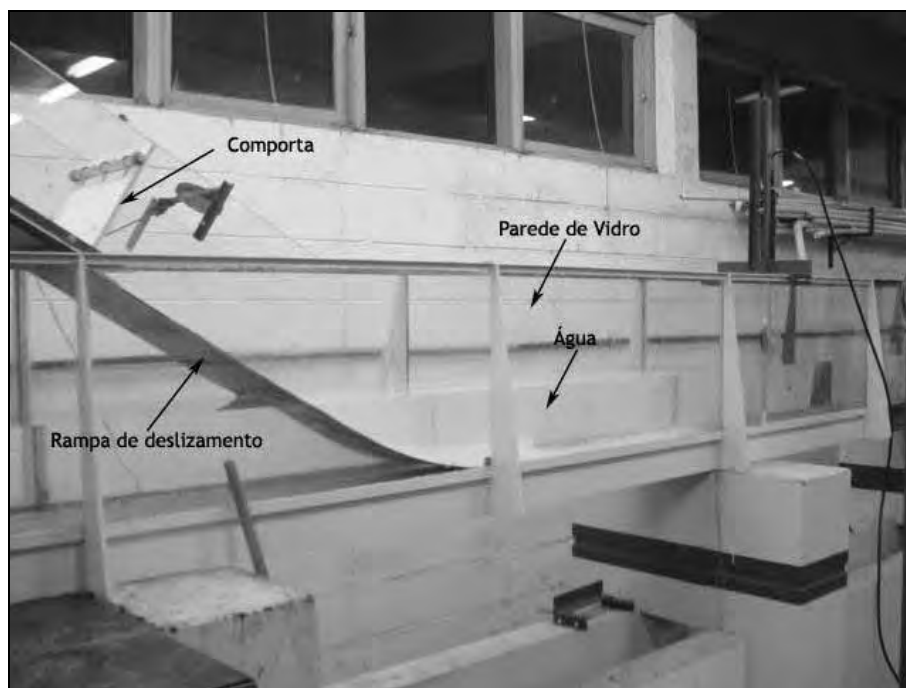


Figura 4.2 – Canal de ondas do Laboratório de Hidráulica e Hidrometria da UNESP – Ilha Solteira.

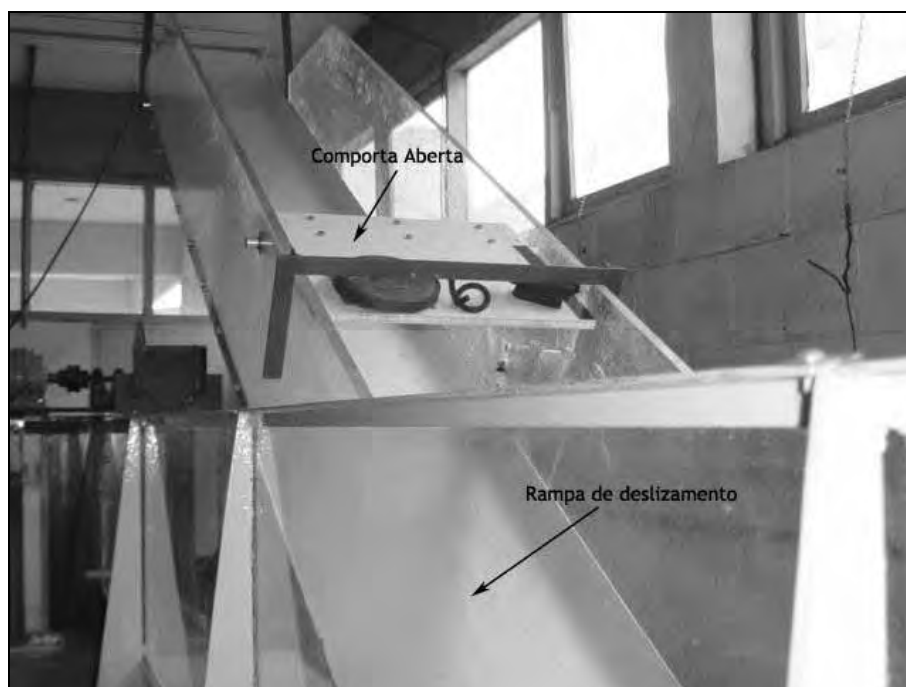


Figura 4.3 – Rampa de lançamento de material deslizante com comporta aberta.

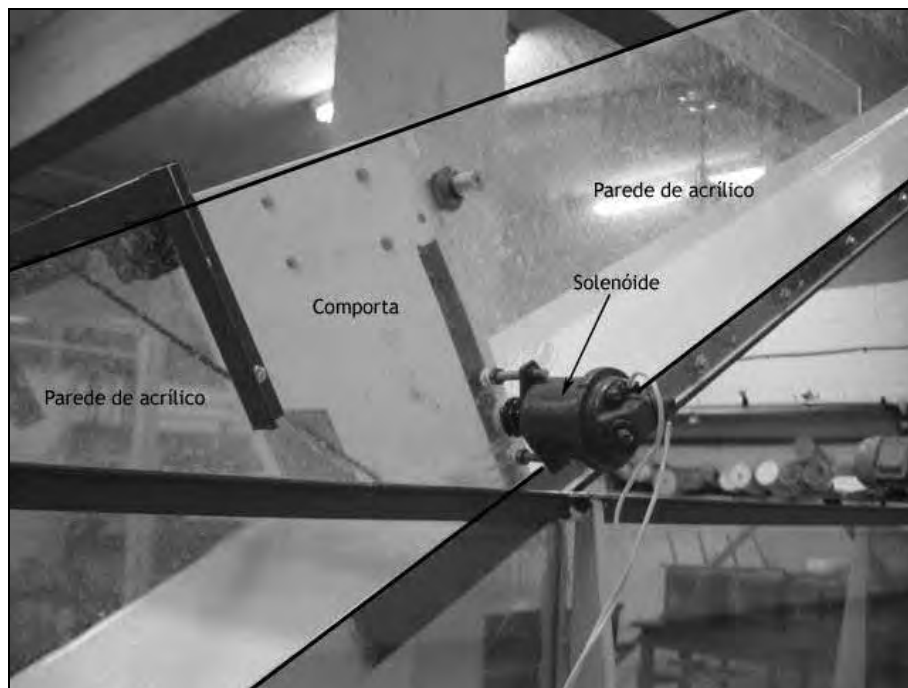


Figura 4.4 – Solenóide utilizado para abertura da comporta que retém o material deslizante.

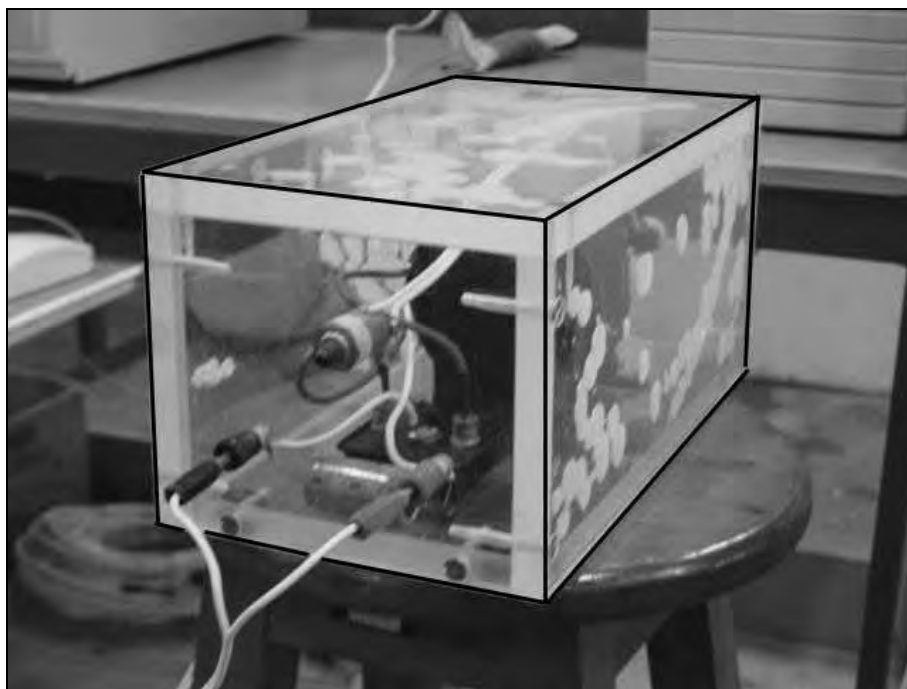


Figura 4.5 – Caixa acrílica com dispositivo de acionamento do solenóide.

4.2.2. Sondas Capacitivas

Sondas capacitivas micro-controladas foram utilizadas para o registro da variação do nível d'água provocada pela intrusão de material sólido no canal.

Esses sensores, desenvolvidos pela equipe de trabalho em ondas gravitacionais da UNESP – Ilha Solteira (PICOLO, 2002), funcionam pela variação da capacitância da sonda quando esta sofre oscilação. Trata-se de um capacitor composto de dois fios de cobre de 0,3 mm isolados por um verniz e mergulhados na água. Inicialmente trabalhava-se com 4 fios, entretanto, após vários testes realizados pela equipe de trabalho, chegou-se à conclusão que 2 fios eram suficientes. A Figura 4.6 elucida a sonda em questão.

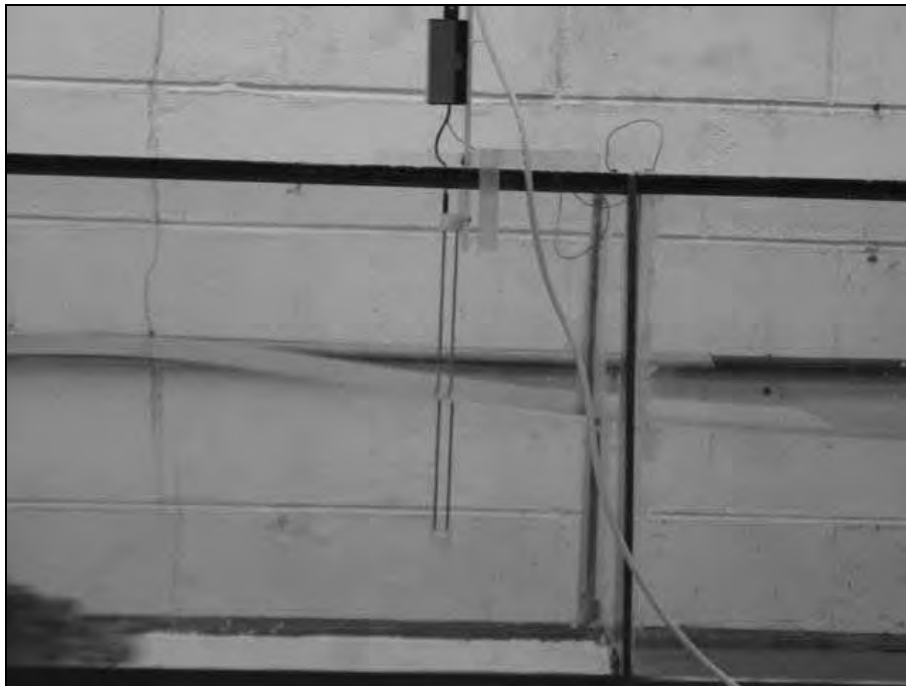


Figura 4.6 – Sonda Capacitiva instalada no canal.

Através de um contador digital, o micro-controlador, o sinal analógico advindo da sonda (capacitor) é convertido em uma contagem digital. Esse sinal digital é transportado para um micro-computador através de sua porta serial (conector DB9), sem a necessidade de uma placa de aquisição. A Figura 4.7 evidencia o circuito digital da sonda capacitiva.



Figura 4.7 – Circuito impresso da Sonda Capacitiva.

Essa grandeza analógica é obtida através de um conceito bem simples baseado no carregamento e descarregamento de um capacitor (sonda) em série com uma resistência através de um sinal pulsado (oscilador digital micro-controlado), de modo que a variação da capacitância implique numa modificação da curva de carregamento e descarregamento deste capacitor. O circuito correspondente a este tipo de arranjo RC de modo a ocasionar o carregamento e descarregamento de um capacitor é ilustrado na Figura 4.8.

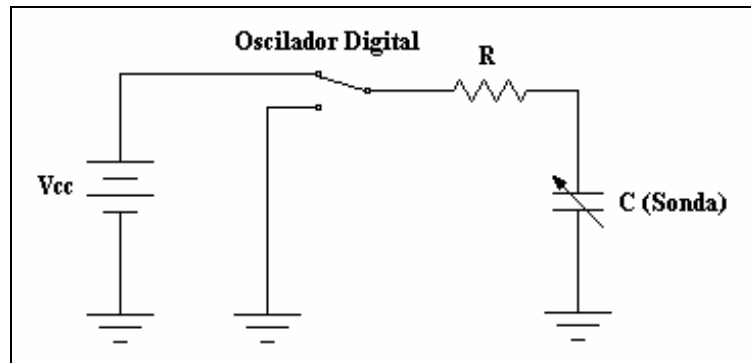


Figura 4.8 – Esquema de funcionamento da carga e descarga do capacitor através de um oscilador digital implementado pelo microcontrolador.

O circuito impresso da sonda possui dois potenciômetros, onde o potenciômetro 1 é responsável pela definição da tensão de referência do microcontrolador e o potenciômetro 2, responsável pela mudança do valor do resistor em série com a sonda (capacitor), ocasionando maior ou menor carregamento do capacitor e conseqüentemente maior ou menor *range*.

Essa nova tecnologia possibilita que as sondas sejam utilizadas mais facilmente em qualquer máquina, não havendo a necessidade de instalação de placas A/D; necessita simplesmente do programa de aquisição e análise dos dados (desenvolvido também pela equipe de trabalho da UNESP – Ilha Solteira).

Para dar maior confiabilidade nos dados provenientes das sondas, antes de qualquer experimento era realizada uma calibração das sondas e posteriormente o cálculo de sua incerteza. Essa calibração se dava através de um tubo com régua graduada em centímetros (Figura 4.9). Era variada a profundidade de centímetro em centímetro perfazendo um total de 10 pontos. Ao final desse

procedimento o programa específico de calibração fornecia o fator calibração para cada sonda, a ser inserido no programa Analisador de Ondas (Figura 4.10).



Figura 4.9 – Tubo graduado utilizado para calibração das Sondas.

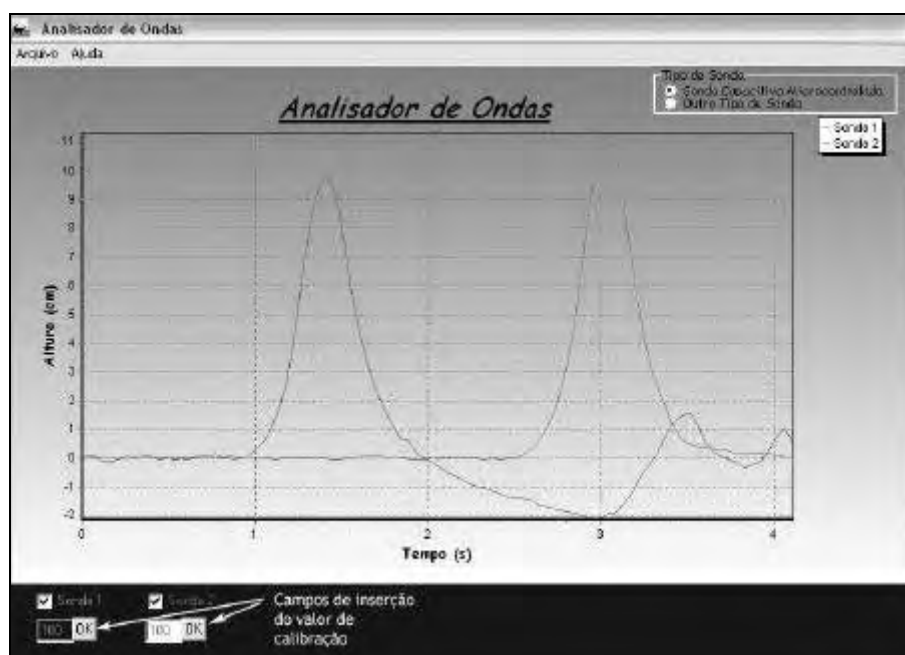


Figura 4.10 – Programa utilizado para visualizar e exportar os dados aquisitados. No exemplo acima foram utilizadas 2 sondas.

4.2.3. Seixo rolado

Seixo ou cascalho é um dos principais agregados graúdos utilizados no preparo de concretos estruturais em algumas cidades, devido principalmente a sua boa trabalhabilidade.

Essa rocha possui origem morfológica sedimentar aluvionar, sendo encontrada em leitos de rios. Pela abundância desse material na região de Ilha Solteira, optou-se pela sua utilização como elemento representativo da natureza do fenômeno estudado, utilizando-o na geração de ondas.

Quanto à granulometria do seixo utilizado nos experimentos, foram estabelecidos dois intervalos com valores mínimo e máximo de diâmetro. O primeiro intervalo foi definido com peneiras de abertura entre 12,5 mm e 19 mm (Figura 4.11). O segundo intervalo foi definido com peneiras de abertura entre 9,5 mm e 12,5 mm (Figura 4.12), todas padronizadas segundo a ABNT (Associação Brasileira de Normas Técnicas).

Calculou-se o valor da massa específica do seixo rolado para esses dois tipos utilizados, com o intuito de se comparar os valores encontrados. Foram utilizadas, para tanto, 10 amostras (com pequena quantidade de seixo). As massas dessas amostras foram medidas através de uma balança digital (Figura 4.13) marca Marte, modelo AS5500C, carga máxima de 5.000 g e incerteza de 0,1 g. Os valores dos volumes das amostras foram obtidos através de volumes de água deslocados em proveta graduada de (Figura 4.14) 500 ml, com

divisão de 5 ml. Desse modo encontraram-se os valores de massa específica para cada amostra e calculou-se a média, com a devida incerteza do cálculo.



Figura 4.11 – Seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm).



Figura 4.12 – Seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm).



Figura 4.13 – Balança digital utilizada para medir a massa das amostras.



Figura 4.14 – Proveta graduada utilizada para medir os volumes deslocados das amostras.

No Quadro 4.1 pode ser visto o cálculo da massa específica (?) do seixo rolado tipo 1. O volume total de seixo tipo 1 utilizado nos experimentos foi de 7 litros.

Quadro 4.1 – Experimentação de 10 amostras de seixo rolado (intervalo de diâmetro entre 12,5 e 19 mm).

Amostra	Massa(g)	Vol.(ml)	? (g/cm ³)
1	155,25±0,1	62,50±2,5	2,48±0,25
2	158,79±0,1	58,00±2,5	2,74±0,27
3	154,58±0,1	57,50±2,5	2,69±0,27
4	153,12±0,1	58,50±2,5	2,62±0,26
5	157,35±0,1	60,00±2,5	2,62±0,26
6	154,79±0,1	59,00±2,5	2,62±0,26
7	150,05±0,1	59,50±2,5	2,52±0,25
8	155,46±0,1	60,00±2,5	2,59±0,26
9	157,98±0,1	62,00±2,5	2,55±0,25
10	150,80±0,1	57,50±2,5	2,62±0,26
Média (g/cm ³)			2,61±0,26

Foi adotada como incerteza da medição da massa, a própria incerteza fornecida pelo fabricante da balança, uma vez que se tratava de um instrumento digital. Já para as medições dos volumes, foi adotada como incerteza a metade da maior divisão mensurável.

No Quadro 4.2 pode ser visto o cálculo da massa específica (?) do seixo rolado tipo 2. O volume total de seixo tipo 2 utilizado nos experimentos foi de 7,5 litros. Nestes cálculos foram utilizados os mesmos parâmetros de incerteza adotados para os cálculos do Quadro 4.1.

Quadro 4.2 – Experimentação de 10 amostras de seixo rolado (intervalo de diâmetro entre 9,5 e 12,5 mm).

Amostra	Massa(g)	Vol.(ml)	ρ (g/cm ³)
1	150,21 $\pm$ 0,1	57,00 $\pm$ 2,5	2,64 $\pm$ 0,26
2	151,19 $\pm$ 0,1	56,00 $\pm$ 2,5	2,70 $\pm$ 0,27
3	150,57 $\pm$ 0,1	56,00 $\pm$ 2,5	2,69 $\pm$ 0,27
4	150,57 $\pm$ 0,1	56,00 $\pm$ 2,5	2,69 $\pm$ 0,27
5	150,78 $\pm$ 0,1	57,00 $\pm$ 2,5	2,65 $\pm$ 0,26
6	151,01 $\pm$ 0,1	57,00 $\pm$ 2,5	2,65 $\pm$ 0,27
7	150,50 $\pm$ 0,1	56,00 $\pm$ 2,5	2,69 $\pm$ 0,27
8	150,71 $\pm$ 0,1	57,00 $\pm$ 2,5	2,64 $\pm$ 0,26
9	150,35 $\pm$ 0,1	56,00 $\pm$ 2,5	2,68 $\pm$ 0,27
10	151,09 $\pm$ 0,1	57,50 $\pm$ 2,5	2,63 $\pm$ 0,26
Média (g/cm ³)			2,67 $\pm$ 0,27

4.2.4. Esferas de Vidro

Esferas de vidro (Figura 4.15) também foram utilizadas na geração de ondas. Caracterizada como um brinquedo infantil, a “bolinha de gude” apresenta uma boa esfericidade – de grande interesse teórico, mas que sempre apresenta pequenas irregularidades em sua superfície.

Uma análise do diâmetro (cálculo do diâmetro médio) foi realizada com uma amostra de 12 esferas, para diagnosticar possíveis anormalidades no material empregado no experimento. O Quadro 4.3 resume os dados da experimentação de 12 amostras de esferas de vidro. Os diâmetros d_1 , d_2 e d_3 foram tomados em três direções diferentes. Como se tratava de um paquímetro cujo nônio apresentava 20 divisões, a sua incerteza era de 0,05 mm. A incerteza de cada medição foi obtida pela média geométrica entre as incertezas

do instrumento e das três medições. Por conseguinte, a incerteza do valor médio foi calculada pela média das incertezas de cada medição.



Figura 4.15 – Esferas de vidro utilizadas para a geração de ondas.

Quadro 4.3 – Experimentação de 12 amostras de esferas de vidro para obtenção do diâmetro médio.

Amostra	$d_1 \pm 0,05$ (mm)	$d_2 \pm 0,05$ (mm)	$d_3 \pm 0,05$ (mm)	d_m (mm)
1	20,30	20,30	20,35	$20,32 \pm 0,06$
2	20,15	20,25	20,20	$20,20 \pm 0,07$
3	19,90	19,90	20,00	$19,93 \pm 0,08$
4	20,25	20,25	20,40	$20,30 \pm 0,10$
5	19,05	19,30	19,05	$19,13 \pm 0,15$
6	20,10	20,10	20,20	$20,13 \pm 0,08$
7	19,45	19,10	19,40	$19,32 \pm 0,20$
8	19,70	20,00	20,00	$19,90 \pm 0,18$
9	20,65	20,65	20,60	$20,63 \pm 0,06$
10	20,40	20,50	20,50	$20,47 \pm 0,08$
11	19,00	18,90	19,05	$18,98 \pm 0,09$
12	19,30	19,10	19,15	$19,18 \pm 0,12$
			média	$19,88 \pm 0,10$

Também calculou-se o valor da massa específica das esferas de vidro. Foram utilizadas, para tanto, 10 amostras (com pequena quantidade de esferas) onde suas massas foram medidas através da mesma balança digital utilizada para o seixo rolado. Os volumes dessas amostras também foram medidos pela mesma proveta utilizada no procedimento do seixo rolado.

Desse modo encontraram-se os valores de massa específica para cada amostra e calculou-se a média, com a devida incerteza do cálculo.

No Quadro 4.4 pode ser visto o cálculo da massa específica (?) das esferas de vidro. O volume total de esferas de vidro utilizado nos experimentos foi de aproximadamente 7,4 litros.

Quadro 4.4 – Experimentação de 10 amostras de esfera de vidro para obtenção de massa específica.

Amostra	Massa(g)	Vol.(ml)	? (g/cm ³)
1	135,11±0,1	55,00±2,5	2,46±0,25
2	136,07±0,1	52,00±2,5	2,62±0,26
3	135,08±0,1	52,00±2,5	2,60±0,26
4	134,03±0,1	55,00±2,5	2,44±0,24
5	134,13±0,1	53,00±2,5	2,53±0,25
6	134,87±0,1	50,00±2,5	2,70±0,27
7	136,16±0,1	55,00±2,5	2,48±0,25
8	140,68±0,1	56,00±2,5	2,51±0,25
9	137,61±0,1	55,00±2,5	2,50±0,25
10	135,65±0,1	55,50±2,5	2,47±0,25
Média (g/cm ³)			2,53±0,25

4.2.5. Sondas ADV (*Acoustic Doppler Velocimeter*)

Para a medição da velocidade das partículas das ondas geradas, foi utilizada uma sonda ADV – *Acoustic Doppler Velocimeter* (Figura 4.16). Trata-se de um equipamento de nova geração, com alta resolução, que funciona baseado no efeito *Doppler*.

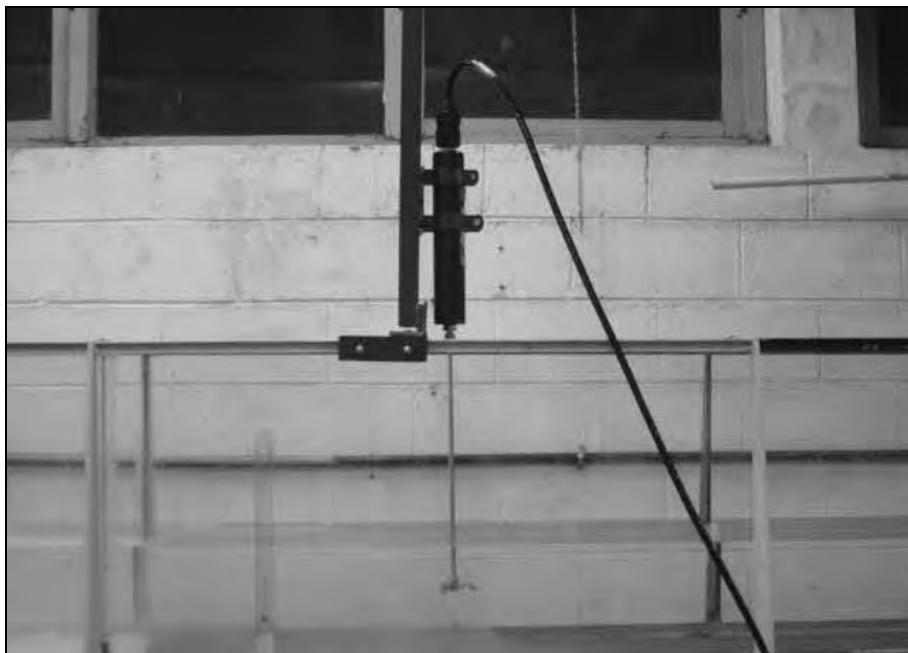


Figura 4.16 – Sonda ADV utilizada para medir velocidade de partículas.

No seu funcionamento é emitido um sinal de ultra-som de alta frequência (10 MHz) na água e, a partir da diferença da frequência retornada aos sensores piezo-elétricos (Figura 4.17), determina-se através do DSP (Digital Signal Process) de sua placa de aquisição, a velocidade do fluido em um volume de controle. O alinhamento dos sensores piezo-elétricos é de 30° em relação ao volume de amostragem e 120° entre si horizontalmente.

Esta sonda fornece, com precisão de $\pm 1\text{mm/s}$, as três componentes da velocidade, a partir das quais pode-se, via tratamento numérico, estimar o campo de velocidades orbitais (V_x , V_y , V_z) e sua aceleração, inclusive a da coluna líquida vertical.



Figura 4.17 – Sensores piezo-elétricos da sonda ADV que permitem a medição da Frequência nas três direções.

O princípio do efeito Doppler baseia-se na diferença entre a frequência emitida e a que retorna aos sensores (Equação 4.1).

$$F_{dopp.} = -F_{source} \cdot (V_{ADV}/C_{ADV}) \quad (4.1)$$

onde:

$F_{dopp.}$: frequência Doppler de retorno;

F_{source} : frequência transmitida no meio;

C_{ADV} : velocidade do som no meio; e

V_{ADV} : velocidade relativa entre a fonte e o receptor do fluido do meio.

Observa-se que a necessidade de se ter uma frequência alta resulta em uma F_{dopp} de maior módulo, analisável, portanto, com maior precisão. A Figura 4.18 ilustra o fenômeno para um “trem” de pulsos ultrassônicos de alta frequência – no caso da ADV de 10 MHz – sendo refletida para um transdutor que recebe o sinal com frequência

alterada por efeito Doppler.

Os três transdutores da sonda, devido ao alinhamento, detectam as variações da frequência em posições diferentes. Por processamento digital de sinais, a velocidade do líquido é determinada nas três direções (V_x , V_y , V_z) e outras informações qualitativas da medição são geradas.

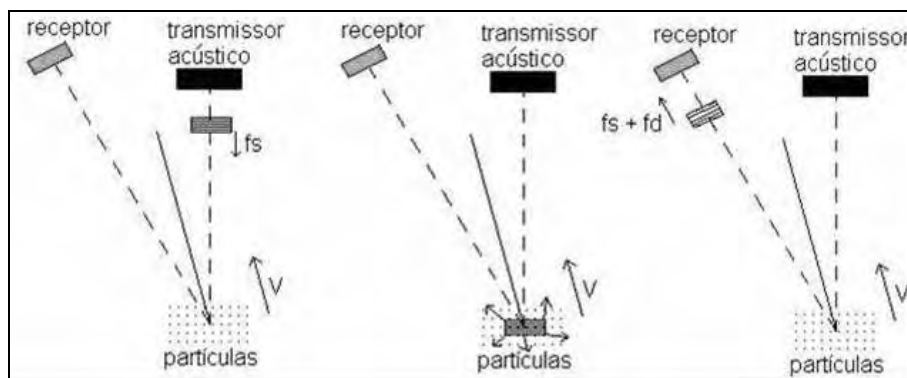


Figura 4.18 – Efeito Doppler acústico em partículas fluidas.

O sinal emitido pelo cristal piezo-elétrico central reflete continuamente nas partículas dissolvidas na água, como sal ou matéria em suspensão, em todas as direções. Devido ao alinhamento dos três transdutores receptores, cada um deles traduz a velocidade do líquido no volume de controle calculado por DSP (Digital Signal Process). Os cristais piezo-elétricos utilizados na sonda têm a mesma propriedade; se lhes é aplicado um campo elétrico, o resultado é uma deformação mecânica; ou, ainda, se eles sofrerem uma deformação mecânica, resulta na criação de um campo elétrico medido como uma tensão entre suas placas paralelas. Os cristais emitem deformação mecânica de alta frequência no líquido e a recebem de volta com boa amplitude.

O processamento do sinal para se obter a velocidade é realizado na placa de aquisição. Esta utiliza a velocidade de propagação do som na água e os dados de frequência dos transdutores.

4.2.6. Câmera Filmadora Digital e Processamento de Imagens

Para a determinação do campo de velocidades da massa deslizando no meio líquido, e, em alguns casos, para a obtenção da lâmina d'água, foi utilizada a técnica de cinematografia. As imagens utilizadas foram obtidas através de uma filmadora profissional JVC GY-DV500U (Figura 4.19). Essa filmadora possui o sistema de cor NTSC e as imagens apresentam uma resolução de 720 x 480 pixels.



Figura 4.19 – Filmadora JVC GY-DV500U.

Uma boa captação das velocidades de impacto, associada ao campo de velocidades na zona de interação sólido-líquido, ou de geração, é um dado de suma importância para a inicialização do código de cálculo.

Para garantir a qualidade do enquadramento, as filmagens eram monitoradas por um televisor de 14 polegadas conectado diretamente à câmera filmadora (Figura 4.20); desse modo a qualidade da filmagem pôde ser melhor controlada, no que diz respeito à iluminação e ajustamento de foco.



Figura 4.20 – Cadeia de filmagem.

Posteriormente essas filmagens eram recuperadas (capturadas) em um computador provido de uma placa de captura. Essa placa denominada DV 500 PLUS da Pinnacle® Systems permite que se faça captura tanto de filmagens digitais como aquelas compostas por

sistemas de áudio e vídeo separados. Ela ainda permite que se utilize os sistemas de cores NTSC, PAL ou SECAM.

Para a captura dessas filmagens foi utilizado o software Adobe® Premiere 6.0 (Figura 4.21); esses filmes ofereciam a quantidade de 29,97 fotogramas por segundo (padrão NTSC). Como em geral os experimentos não superaram 3 segundos, fez-se uma aproximação para 30 imagens por segundo.

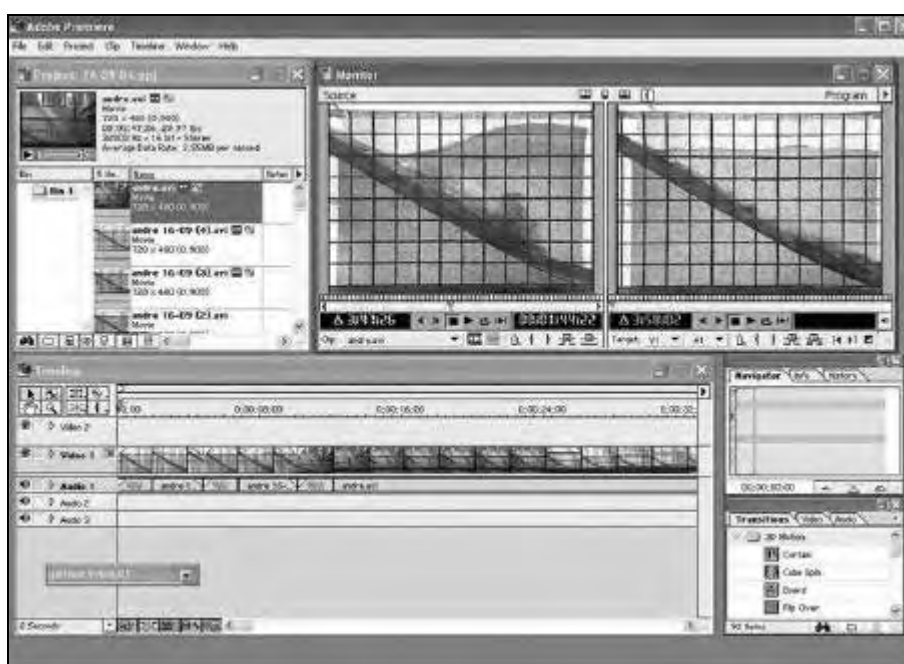


Figura 4.21 – Tela de trabalho do software Adobe Premiere.

Depois de capturadas para o computador em arquivo de vídeo de extensão “AVI”, essas imagens eram exportadas para o modo estático (fotos) com a mesma resolução da filmagem, ou seja, 720 x 480 pixels, também no Adobe® Premiere 6.0. Posteriormente, eram salvas em formato TIFF, para não sofrerem compactação.

4.3. Procedimentos

4.3.1. Determinação da velocidade do material deslizante e altura de lâmina d'água

As fotografias obtidas com o Adobe® Premiere 6.0 foram levadas a um software CAD (Figura 4.22). Uma vez inseridas na tela deste software, tiveram suas escalas devidamente convertidas para a escala real. Para tanto foi adotada como medida conhecida a altura do canal: 0,50 m. Desse modo tentou-se ao máximo aproximar uma distância medida na fotografia à uma verdadeira distância do experimento.

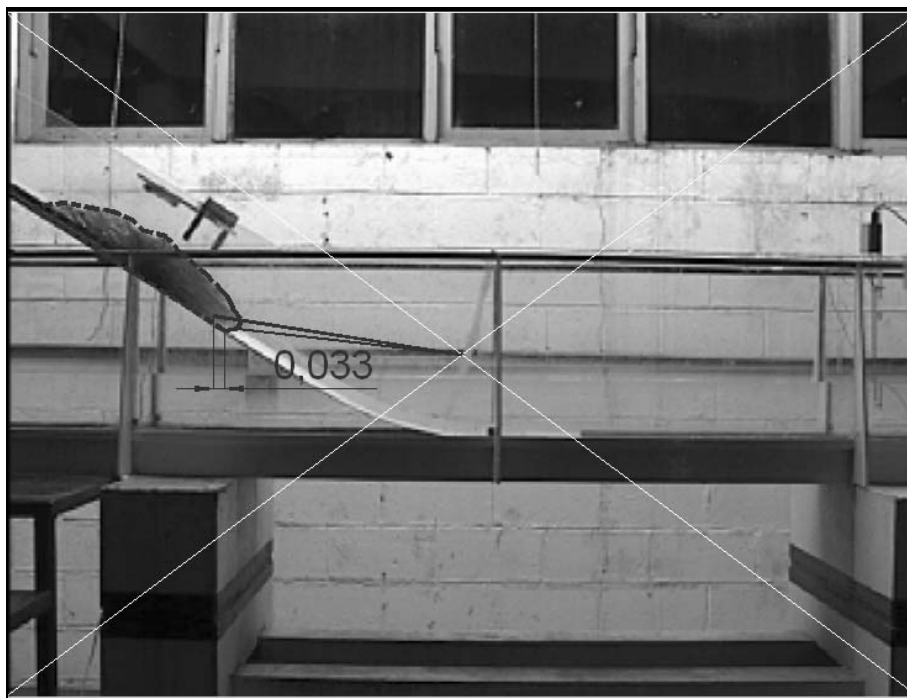


Figura 4.22– Imagem sendo mensurada para obtenção de velocidade. Essa distância foi obtida entre a frente de deslizamento da imagem anterior e a frente da atual.

Conhecendo-se a distância percorrida pela frente do

deslizamento entre certa fotografia e outra, e sabendo-se que o intervalo de tempo entre uma fotografia e sua subsequente é de 1/30 segundos, foi possível se obter uma velocidade média, dada pela razão entre a distância percorrida e o tempo decorrido para esse percurso.

Em alguns resultados experimentais, essa técnica de cinematografia também foi utilizada para a obtenção da altura de lâmina d'água, em vez das sondas capacitivas. Isso decorreu da necessidade de se utilizar as sondas ADV e capacitiva muito próximas. Percebeu-se que as sondas capacitivas apresentaram grande oscilação nos seus valores de lâmina d'água quando colocadas próximas às sondas ADV. Como alternativa optou-se pela obtenção dessa lâmina com a cinematografia e da velocidade com a sonda ADV.

4.3.2. Geometria variável da frente de deslizamento dos materiais granulares

O modelo numérico utilizado para a simulação de geração de ondas por impacto de materiais granulares foi aprimorado a partir do modelo utilizado por Nascimento (2001), que levava em consideração uma geometria fixa do material deslizante, ou seja, um bloco indeformável com sua geometria conhecida (Figura 3.9).

Conseqüentemente, a modificação da geometria do fundo do canal (força motriz da geração de ondas no modelo) era mais facilmente calculada e o modelo numérico fora bem testado e

aprovado à época.

Neste estudo, cuja força motriz da geração de ondas são materiais granulares, houve a necessidade de adaptação da variação da geometria do material incidente, durante seu percurso no meio líquido, até sua parada.

A solução escolhida foi inserir no modelo diferentes geometrias ao longo da distância percorrida pelo material granular incidente, de acordo com a sua evolução no interior do canal. Desta forma, obteve-se, com procedimento semelhante ao do item 4.3.1. para medir distâncias, a geometria desse “pseudo-bloco” a cada instante ou posição de interesse (Figura 4.23). A Figura 4.24 elucida um panorama da evolução da frente de material granular (adaptada para geometria fixa em cada ponto) ao longo do canal.

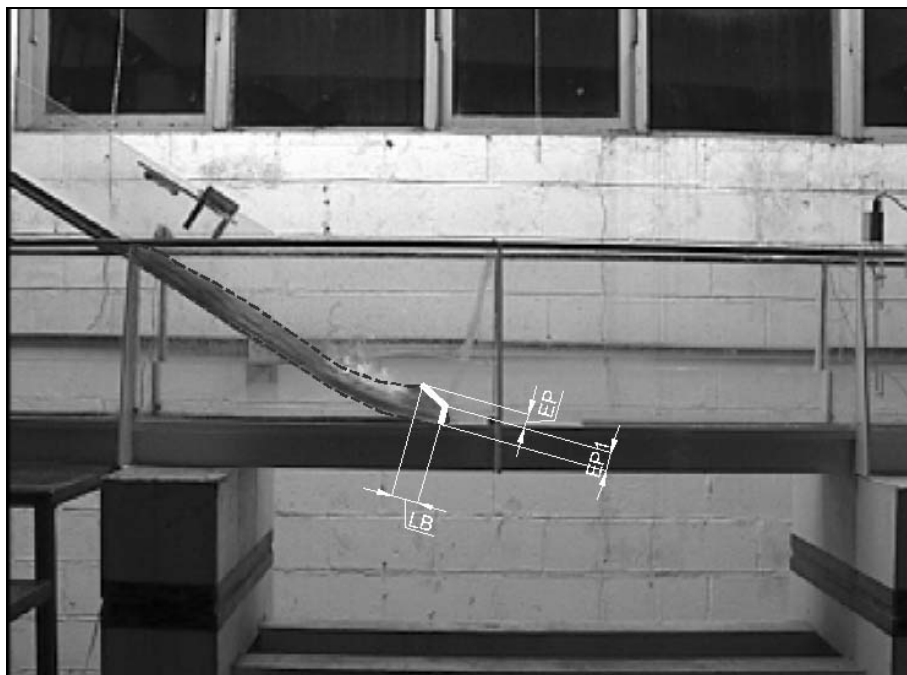


Figura 4.23 – Geometria do material granular deslizante, adaptada à geometria fixa de Nascimento (2001) em um dado instante e posição de interesse.



Figura 4.24 – Evolução da geometria da frente de material granular em quatro posições distintas.

Vale ressaltar que houve a formação de vórtices nas proximidades do encontro entre o material granular e a água. Isso caracterizou uma fase complexa a ser tratada numericamente, ou seja, presença de material sólido, líquido e ar. Esse fenômeno, não contemplado no modelo matemático, pode, de certo modo, prejudicar a boa representatividade do código numérico.

4.3.3. Correção de paralaxe

No caso de obtenção de altura de lâmina d'água, como nos experimentos realizados com a sonda ADV, bem como para obtenção da geometria do material granular incidente, foram realizadas

correções das distorções óticas devido à refração na parede de vidro do canal de ondas. A Figura 4.25 apresenta um esquema do aparato de filmagem.

Devido ao fato de entre o interior do canal (onde ocorre o ensaio ou experimento) e a câmera existir um meio sólido (vidro), ocorre um fenômeno óptico: no caso a refração da luz. Esta influencia na obtenção do real valor da dimensão seja da onda, seja da geometria do material incidente. Deste modo, esse fenômeno é responsável pela distorção da imagem que se realiza de um lado do vidro e posteriormente atravessa o vidro até chegar à câmera. A Figura 4.26 elucida esta influência no resultado final.

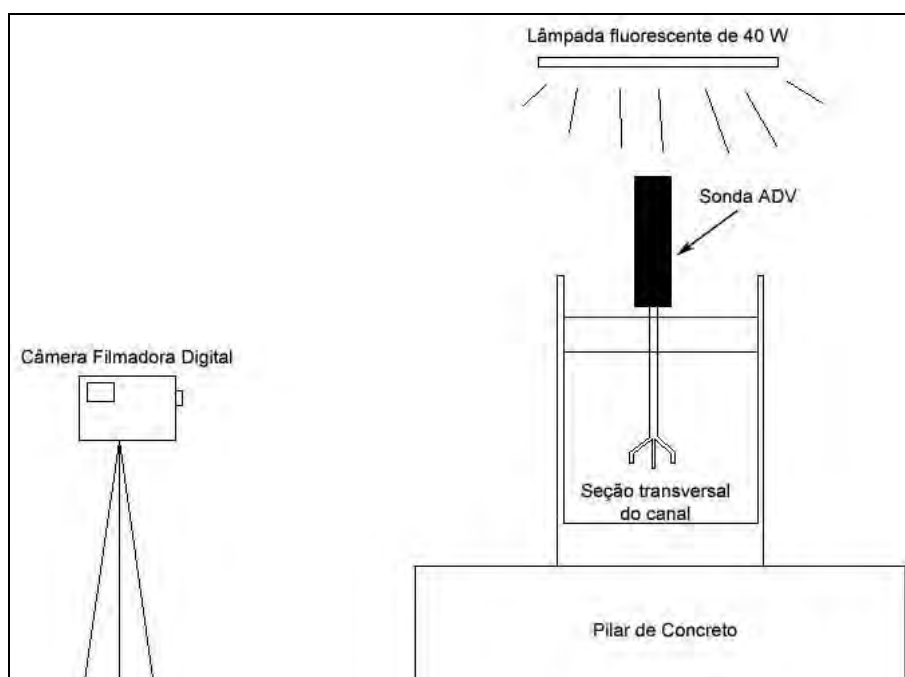


Figura 4.25 – Vista lateral do esquema de filmagem.

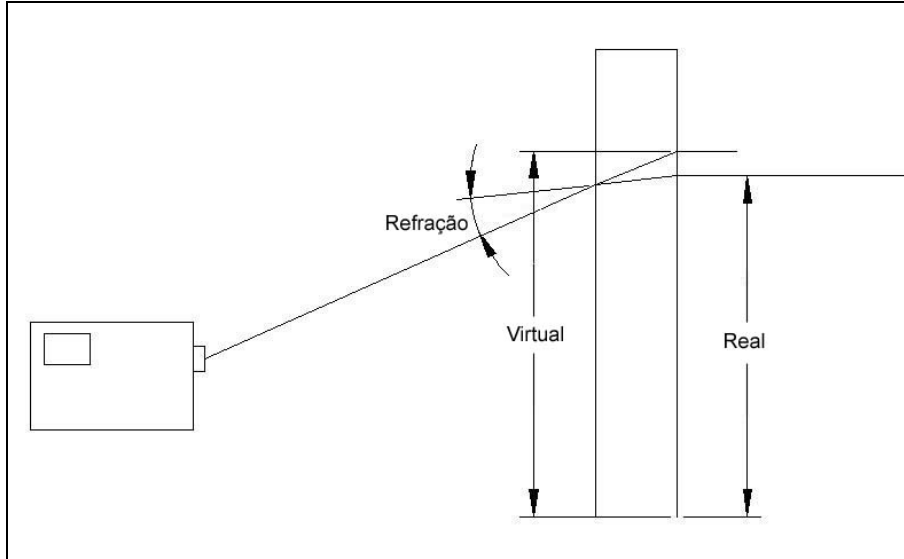


Figura 4.26 – Distorção óptica causada por refração da luz no vidro.

Para amenizar essa ocorrência, após alguns estudos e investigações, lançou-se mão do equacionamento a seguir (LIMA, 2005), para a determinação do real valor das dimensões medidas.

$$R_{real} = D_c \left(\frac{R_{virtual}}{D_c + D_v} \right) + D_v \cdot tg \left\{ asen \left[\frac{I_{ar}}{I_{vid}} \cdot \frac{R_{virtual}}{\sqrt{R_{virtual}^2 + (D_c + D_v)^2}} \right] \right\} \quad (4.2)$$

$$R_{virtual} = \left(1 + \frac{D_v}{D_c} \right) \cdot R_{malha} \quad(4.3)$$

onde

R_{real} : Tamanho real do objeto;

$R_{virtual}$: Tamanho virtual do objeto;

R_{malha} : Tamanho virtual projetado no vidro (tamanho que a lente captura) do objeto;

D_c : Distância da Câmera até o vidro lateral do canal;

D_v : Espessura do vidro;

I_{ar} : Índice de refração do ar; e

I_{vid} : Índice de refração do vidro.

As Figuras 4.27 e 4.28 auxiliam no entendimento das variáveis supracitadas. A título didático, essas Figuras exemplificam o caso da obtenção da altura de onda por meio da cinematografia corrigida. O mesmo conceito foi estendido para o caso da obtenção da geometria do material granular incidente no meio líquido.

É importante salientar que para a obtenção dos campos de velocidades, não foi aplicada tal correção. Isso se deu porque o fator de correção sempre se anulava quando era calculada a variação de distância. A Equação 4.4 auxilia nesta assertiva.

$$\Delta D = D_n \pm \Delta_{\text{paralaxe}} - D_{n-1} \pm \Delta_{\text{paralaxe}} = D_n - D_{n-1} \quad (4.4)$$

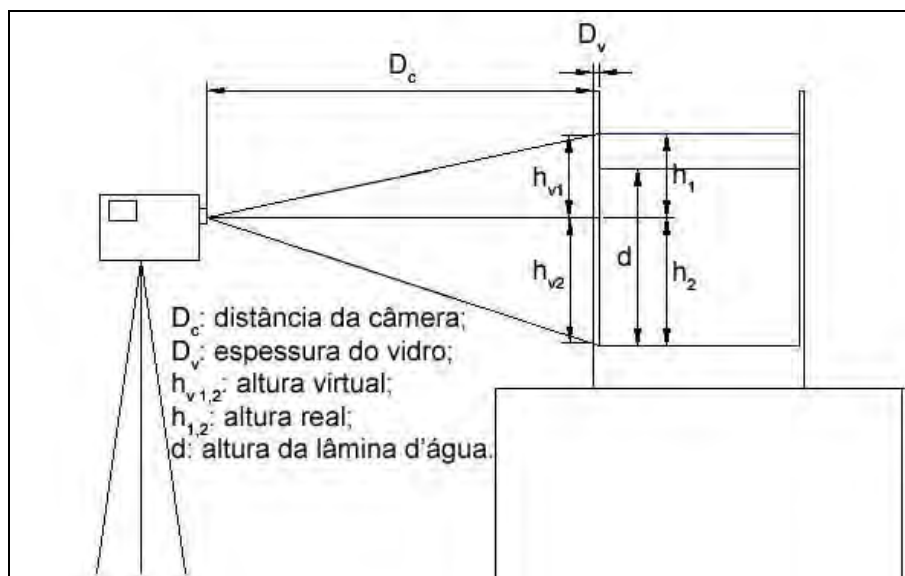


Figura 4.27 – Esquema de montagem com distâncias de interesse.

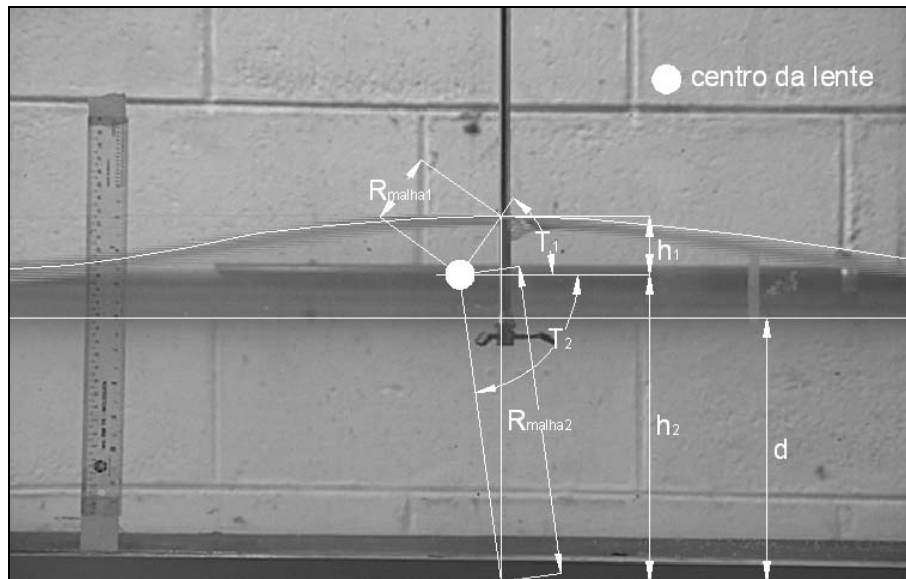


Figura 4.28 – Algumas variáveis utilizadas na correção de paralaxe.

De acordo com as Figuras 4.27 e 4.28, tem-se

$$h_1 = R_{real1} \cdot \text{sen}(T_1) \quad (4.5)$$

$$h_2 = R_{real2} \cdot \text{sen}(T_2) \quad (4.6)$$

Portanto tem-se que a amplitude da onda real é

$$A_{onda} = h_1 + h_2 - d \quad (4.7)$$

CAPÍTULO 5. RESULTADOS EXPERIMENTAIS DA GERAÇÃO DE ONDAS

Os ensaios realizados com deslizamentos de materiais granulares (seixo rolado e esferas de vidro) foram realizados no laboratório de Hidráulica e Hidrometria da UNESP–Ilha Solteira.

Estes deslizamentos de materiais, realizados através de uma rampa com ângulo aproximado de 27° , inserida em um canal de dimensões 0,30 m x 0,50 m x 10,00 m, permitiram a geração de ondas de impacto que, por sua vez, foram analisadas através de filmagens (obtenção do campo de velocidades do deslizamento) e as amplitudes destas ondas geradas foram medidas com sondas capacitivas.

Nos casos em que a velocidade da onda foi medida através de sonda ADV (ensaios específicos para ondas solitárias), suas amplitudes foram medidas através de filmagem e posterior tratamento das imagens.

Estes ensaios experimentais com deslizamentos de materiais sólidos incidindo em água permitiram uma análise crítica da geração de ondas por impacto. Não obstante subsidiaram a verificação e validação do modelo numérico de estimação de altura de onda gerada por impacto de material granular proposto neste trabalho.

5.1. Campo de velocidades

Através de método descrito anteriormente (seção 4.3.1), foram obtidos os campos de velocidades da massa sólida no meio líquido para os casos de deslizamentos de esferas de vidro e seixo rolado, com lâminas d'água de 15 cm (ensaios 1 a 6), 17,5 cm (ensaios 13 a 18) e 20 cm (ensaios 7 a 12).

Calcularam-se os valores das velocidades da frente de deslizamento e do centro de massa do material incidente. As Figuras 5.1 e 5.2 ilustram esses dois campos de velocidades citados.

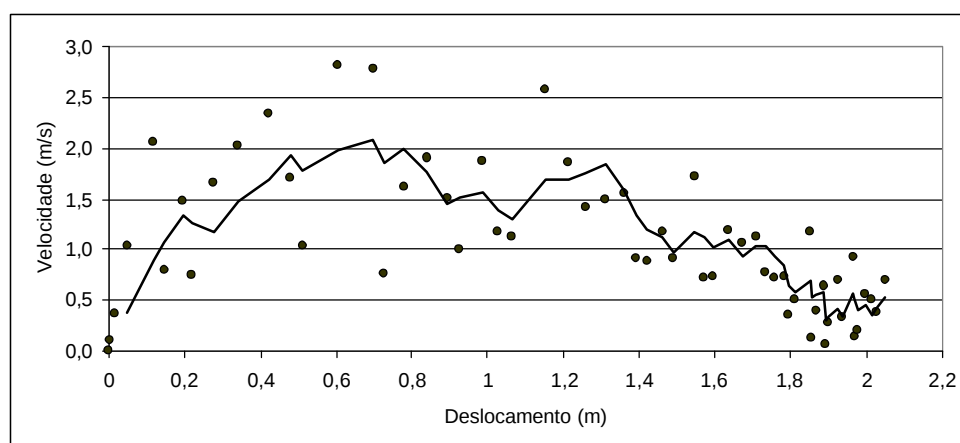


Figura 5.1 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 13).

Analisando a Figura 5.1 é possível observar que a velocidade de deslizamento aumentou até o ponto de impacto (~0,60m), sendo posteriormente desacelerada pelo contato com a água.

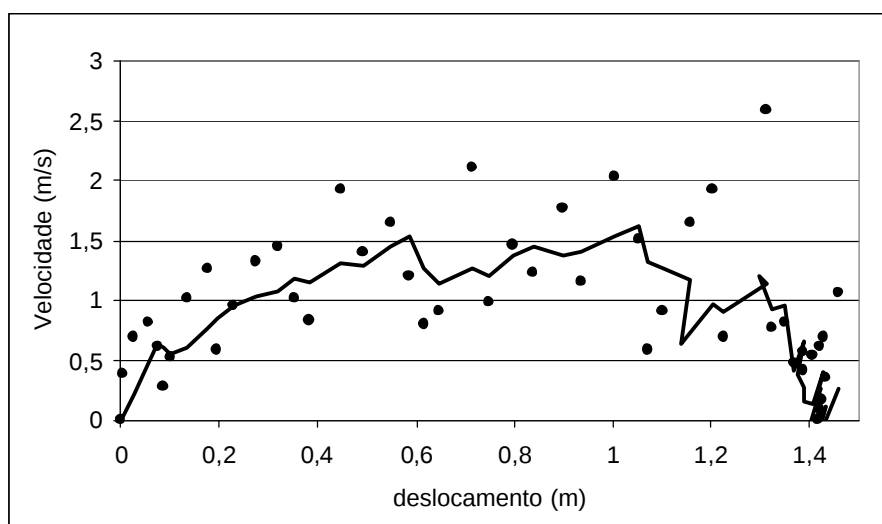


Figura 5.2 – Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d’água de 17,5 cm (ensaio 13).

Nota-se que devido ao processo caótico do fenômeno, os valores da velocidade média a cada variação de deslocamento foram bastante divergentes. Calculou-se, contudo, o valor médio entre os valores de velocidades para a confecção da linha de tendência dos gráficos.

O ensaio 13, que deu origem às Figuras 5.1 e 5.2 apresentadas, ocorreu em (58/30) s, aproximadamente 1,93 s. Dessa assertiva pode-se concluir que foram utilizados 58 pares cartesianos em cada um dos gráficos acima ou ainda que se obteve, para este ensaio, 57 (58 – 1) velocidades médias diferentes para 58 deslocamentos.

Na Figura 5.3 pode-se encontrar imagens contendo 8 destes 58 pares utilizados para a confecção dos gráficos, a título de ilustração do fenômeno ensaiado.

O Anexo II apresenta todos os campos de velocidades para cada ensaio descrito no primeiro parágrafo deste subcapítulo.



Figura 5.3 – Geração de ondas com o deslizamento de esferas de vidro. Lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 13).

5.2. Geometria do material granular incidente

Assim como na seção anterior, nesta, as geometrias variáveis para os casos de deslizamentos de esferas de vidro e seixo rolado, com lâminas d'água de 15 cm (ensaios 1 a 6), 17,5 cm (ensaios 13 a 18) e 20 cm (ensaios 7 a 12), foram obtidas.

Foram obtidas, para cada ensaio, um total de 10 geometrias distintas de material granular incidente (Quadro 5.1). Conforme constatar-se-á posteriormente, devido à necessidade de se obter também os valores de velocidade para cada geometria distinta, estes últimos também são apresentados.

Quadro 5.1 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 13).

Velocidade (m/s)	Deslocamento (m)	LB (m)	EP (m)	EP1 (m)
2,8198	0,0000	0,1476	0,0100	0,0513
1,9039	0,2357	0,0870	0,0328	0,0421
1,8709	0,3819	0,1185	0,0522	0,0461
1,4144	0,6539	0,1048	0,0486	0,0366
1,1802	0,8542	0,0953	0,0410	0,0455
1,0721	1,0655	0,1148	0,0375	0,0374
0,7297	1,1772	0,1117	0,0452	0,0352
0,6396	1,2830	0,0842	0,0264	0,0311
0,3303	1,3284	0,0667	0,0180	0,0204
0,0000	1,4417	0,0806	0,0183	0,0121

O primeiro trinômio (LB, EP, EP₁, variáveis ao longo da intrusão do material sólido no líquido), apresentado para os valores de geometria refere-se ao momento do impacto do material granular com a água do canal. Disso pôde-se concluir que a velocidade

apresentada na mesma linha do Quadro 5.1 é a velocidade de impacto, que, por sua vez, é utilizada para o cálculo do número de Froude de impacto do deslizamento (adimensional de extrema importância na análise de geração de ondas).

Os próximos 8 trinômios de geometria apresentados foram escolhidos de modo que suas respectivas velocidades representassem da melhor maneira a tendência do Campo de Velocidades a partir do ponto de impacto.

O último trinômio apresentado com os valores da geometria denota o momento em que cessou o movimento de intrusão do material granular.

Através ainda da última linha do Quadro 5.1, constata-se que a distância total percorrida pelo material deslizante foi de aproximadamente 1,45 m a partir do ponto de impacto. Tendo em vista que o canal tem 10,0 m de comprimento, pode-se dizer que da ordem de 15% do fundo do corpo líquido sofreu alteração com a intrusão deste corpo sólido deslizante. Um dos motivos deste grande percurso ter ocorrido é o fato das esferas de vidro apresentarem grandes esfericidade e capacidade de rolagem, apresentando pouco atrito interno. Nos ensaios com seixo rolado tipos 1 e 2, o alcance do material sólido dentro da massa líquida já não se apresentou dessa maneira: sendo da ordem de 5 a 7%.

O Anexo II apresenta os demais valores de geometria para cada ensaio descrito no primeiro parágrafo deste subcapítulo e seu respectivo Campo de Velocidades.

5.3. Comentários adicionais

Nota-se que em todos os ensaios ocorreu uma aceleração da velocidade do material fragmentado dentro do corpo líquido até um ponto máximo e a posterior desaceleração até a cessação do movimento. Ou seja, a energia cinética incidente do material, em todos os ensaios, foi capaz de vencer a inércia da água e colocá-la em movimento na forma de volume deslocado e sobrelevação da superfície livre (onda), até o momento em que não pôde mais suportar as perdas e sua total transferência para a água.

Os perfis de velocidades obtidos para as frentes de deslizamento apresentaram seus valores máximos em posições anteriores à metade do deslocamento total do material, apresentado a forma de uma parábola deslocada para a esquerda. Diferentemente, aqueles perfis obtidos para o centro de massa desses mesmos deslizamentos apresentaram-se sob a forma aproximada de uma parábola simétrica, onde seus valores máximos foram, na maioria das vezes, quase exatamente na metade do total deslocado pelo centro de massa. Contudo, através de análises das imagens obtidas pelas filmagens dos ensaios e uma convenção anteriormente adotada por Maciel (1991) de comprimento efetivo de deslizamento, chegou-se ao consentimento de que a verdadeira força motriz responsável pela geração da onda foi de fato o deslocamento da frente do deslizamento e não de todo o volume de material fragmentado. Por esta razão, os campos de velocidades utilizados como entrada no modelo numérico foram os obtidos para as frentes de deslizamento e

não para os seus centros de massa.

Em alguns ensaios de seixo rolado foi possível observar que nem toda a quantidade de material fragmentado deslizou sobre a rampa até encontrar o corpo líquido, tendo alguma porção de material permanecido sobre a rampa. Nesses casos o deslocamento do material fragmentado não foi capaz de vencer o atrito interno entre as partículas. O mesmo ocorre na natureza, pois quando ocorre um deslizamento somente aquele volume que não se encontra mais aderido pelo atrito de suas partículas é que se desloca.

No que diz respeito à obtenção da variação da geometria do material granular incidente, a aproximação adotada para 10 tipos de geometrias distintas, com seus respectivos valores de velocidade e deslocamento, em cada ensaio, foi convencionada após testes que demonstraram que a influência de mais pontos na entrada do modelo numérico não alterava consideravelmente o resultado final, isto é, a amplitude e perfil das ondas geradas.

Para a maioria dos ensaios a geometria da frente de deslizamento apresentou-se no ponto de impacto com determinados valores menores que, aproximadamente na metade do deslocamento, sofreram um aumento significativo em suas três faces medidas (LB, EP e EP1). Esse fenômeno ocorreu quando o material fragmentado que vinha de trás (cauda) passou a acumular sobre aquela primeira frente do deslizamento que já transferira grande parte de sua energia cinética para a água.

CAPÍTULO 6. MODELO NUMÉRICO

6.1. Modelagem Matemática

Na abordagem numérica, a partir do modelo matemático proposto por Maciel (1991), foram realizados a discretização das equações em diferenças finitas e o desenvolvimento do programa computacional. Entretanto, para a aplicação desses esquemas numéricos a esse estudo, uma modificação fez-se necessária, de modo a se levar em conta a variação do fundo $z_f(x,t)$ em função do tempo.

Neste contexto, tem-se, para o caso do canal retangular, o sistema de equações de Serre, a saber:

$$\text{(conservação da massa)} \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} = 0 \quad (3.31)$$

(quantidade de movimento)

$$\frac{\partial(hu)}{\partial t} + \frac{\partial\left(hu^2 + \left(\frac{g+\beta}{2} + \frac{a}{3}\right)h\right)}{\partial x} = -\left(g + \beta + \frac{a}{2}\right)h \frac{\partial z_f}{\partial x} - gh \frac{(u - u_g)|u - u_g|}{C_z^2 R_h} \quad (6.1)$$

onde:

h : altura da lâmina d'água (m);

u : componente horizontal da velocidade do fluido (m/s);

u_g : velocidade da massa deslizando (m/s);

g : aceleração da gravidade (m/s²);

z_f : cota do fundo (m);

C_z : coeficiente de Chézy (m^{1/2}s⁻¹);

R_h : raio hidráulico (m);

α : representa as acelerações verticais das partículas fluidas devido à curvatura das linhas de corrente (m/s^2);

β : representa as acelerações devido às variações do fundo z_f (devido à intrusão de massa sólida) (m/s^2).

Numericamente, a geração da onda se faz pela modificação da topografia do fundo e pelo arraste produzido devido ao atrito lateral (na interface sólido/líquido). O material sólido entra no modelo como um forçante transiente nas equações agindo no local do domínio onde o material cai. Maciel (1991) concluiu que, na ação da massa sólida, o parâmetro dominante que controla as alturas e o padrão de onda gerada é a frente relativa do deslizamento (e/d), onde e é a espessura do material incidente no meio líquido, e d a altura da lâmina d'água. Quanto maior a frente relativa, maior será a altura da onda gerada para um mesmo material.

O primeiro passo foi uma adimensionalização das equações de Serre, conforme apresentado por Nascimento (2001):

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{x}{d}, \quad \bar{h} = \frac{h}{d}, \quad \bar{z}_f = \frac{z_f}{d}, \quad \bar{u} = \frac{u}{\sqrt{gd}}, \quad \bar{u}_g = \frac{u_g}{\sqrt{gd}}, \\ \bar{C} &= \frac{C}{\sqrt{g}} \quad , \quad \bar{t} = t \sqrt{\frac{g}{d}} \quad \text{e} \quad R\bar{h} = \frac{Rh}{d} \end{aligned} \quad (6.2)$$

Desse modo, as equações de Serre são reescritas na forma adimensional (as barras foram suprimidas de maneira a não sobrecarregar a notação):

$$(\text{conservação da massa}) \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} = 0 \quad (3.31)$$

(quantidade de movimento)

$$\frac{\partial(hu)}{\partial t} + \frac{\partial \left[hu^2 + \left(\frac{1+\beta}{2} + \frac{\alpha}{3} \right) h^2 \right]}{\partial x} = - \left(1 + \beta + \frac{\alpha}{2} \right) h \frac{\partial z_f}{\partial x} - h \frac{(u-u_g)|u-u_g|}{C^2 R_h} \quad (6.3)$$

$$\text{com,} \quad \alpha = \frac{d^2 h}{dt^2} \quad \text{e} \quad \beta = \frac{d^2 z_f}{dt^2}$$

Para que esse sistema (equações (3.31) e (6.3)) possa ser resolvido numericamente, é conveniente que ele esteja em sua forma conservativa o que não acontece devido aos termos de derivadas totais de α e β . É feito então um desenvolvimento algébrico onde, reagrupa-se em (6.3) os termos que contêm as derivadas da velocidade u em relação ao tempo t e os termos que contêm as derivadas da velocidade u em relação à abscissa x . Assim, tem-se um novo sistema adimensional e conservativo que pode ser resolvido numericamente.

$$\text{(conservação da massa)} \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} = 0 \quad (3.31)$$

(quantidade de movimento)

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[uq - \frac{1}{2} u^2 + h - z_f - \frac{1}{2} h^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} u^2 \left(\frac{\partial z_f}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{2} h \frac{\partial z_f}{\partial x} \frac{\partial(u^2)}{\partial x} \right] = s \quad (6.4)$$

com:

$$s = u \left(\frac{\partial^2 z_f}{\partial t \partial x} \left(\frac{\partial h}{\partial x} - 2 \frac{\partial z_f}{\partial x} \right) - \frac{1}{2} h \frac{\partial^3 z_f}{\partial^2 x \partial t} \right) - \frac{\partial(h + z_f)}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 z_f}{\partial t^2} + 2u \frac{\partial^2 z_f}{\partial t \partial x} \right) - h \frac{(u-u_g)|u-u_g|}{C^2 R_h} \quad (6.5)$$

$$q = u(1+r) - \frac{1}{3h} \frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (6.6)$$

$$r = \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial z_f}{\partial x} + \frac{1}{2} h \frac{\partial^2 z_f}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial z_f}{\partial x} \right)^2 \quad (6.7)$$

6.2. Técnica Numérica

Admitindo-se, para as condições de fronteira, que as acelerações verticais das partículas fluidas são nulas, utilizou-se para a sua resolução a técnica do método das características (curvas características e invariantes de Riemann).

A técnica numérica utilizada foi o método das diferenças finitas, método este que consiste na aproximação das derivadas parciais de uma equação diferencial através de fórmulas de diferenças. Isto conduz a um sistema de equações algébricas cuja solução fornece o valor da função desejada nos pontos pré-determinados. Por esse esquema numérico, a função fundo $z_f(x,t)$ e suas derivadas foram conhecidas e calculadas. O domínio de cálculo é discretizado em uma malha retangular de incremento Δx para as abscissas e Δt para o tempo, cujos nós têm coordenadas $i\Delta x$ e $i\Delta t$. Uma resolução numérica explícita foi descartada, pois o teste de estabilidade sobre o domínio de cálculo conduziu a intervalos de tempo Δt muito pequenos. Optou-se, então, por uma solução implícita, portanto incondicionalmente estável.

No instante inicial ($n=1$), tomou-se como distribuição a solução estacionária composta por uma superfície livre horizontal e um campo de velocidade nulo. Neste estágio, as equações (6.6) e (6.7) permitiram determinar a distribuição inicial de q^1 e r^1 .

$$q_i^1 = u_i^1(1 + r_i^1) - h_i^1 \frac{(h_{i+1}^1 - h_{i-1}^1) \cdot (u_{i+1}^1 - u_{i-1}^1)}{4\Delta x^2} - (h_i^1)^2 \frac{u_{i+1}^1 - 2u_i^1 + u_{i-1}^1}{3\Delta x^2} \quad (6.8)$$

$$r_i^1 = \left(\frac{\partial z_f}{\partial x} \right)_i^1 \left[\frac{h_{i+1}^1 - h_{i-1}^1}{2\Delta x} + \left(\frac{\partial z_f}{\partial x} \right)_i^1 \right] + \frac{1}{2} h_i^1 \left(\frac{\partial^2 z_f}{\partial^2 x} \right)_i^1 \quad (6.9)$$

Supunham-se conhecidas todas as variáveis até o passo n. A determinação para o passo seguinte n+1 foi feita segundo o seguinte procedimento:

- um valor provisório h^* para a cota da superfície livre h^{n+1} foi obtido a partir de (3.31) utilizando um esquema numérico com derivadas centrais:

$$\frac{h_i^* - h_i^n}{\Delta t} + \left(\frac{h_i^* + h_i^n}{2} \right) \frac{u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{2\Delta x} + u_i^n \frac{h_{i+1}^* + h_{i-1}^* - h_{i+1}^n - h_{i-1}^n}{4\Delta x} = 0 \quad (6.10)$$

- um valor intermediário (médio) foi considerado entre os dois passos de tempo:

$$\tilde{h}_i = \frac{1}{2} (h_i^* + h_i^n) \quad (6.11)$$

Fazendo $\dot{z} = \frac{\partial z_f}{\partial x}$ e $\ddot{z} = \frac{\partial \dot{z}}{\partial x}$, obteve-se, de (6.5):

$$s_i^n = -u_i^n \left(\frac{\partial \dot{z}}{\partial t} \right)_i^n \left(\frac{\tilde{h}_{i+1} - \tilde{h}_{i-1}}{2\Delta x} - 4\dot{z}_1 \right) - \frac{1}{2} h_i^n u_i^n \left(\frac{\partial \dot{z}}{\partial t} \right)_i^n - \left(\frac{h_{i+1}^n - h_{i-1}^n}{2\Delta x} + \dot{z}_i \right) \left(\frac{\partial z_f}{\partial t^2} \right)_i^n - \tilde{h}_i \frac{u_i^n - u_g |u_i^n - u_g|}{C^2 R_h} \quad (6.12)$$

A partir de h^* e sempre utilizando o esquema central, a partir da equação (6.4) foram calculados os valores provisórios de q, a saber:

$$\begin{aligned} & \frac{q_i^{n+1} - q_i^n}{\Delta t} + \frac{(q_i^{n+1} - q_i^n)(u_{i+1}^n - u_{i-1}^n)}{2} + u_i^n \frac{(q_{i+1}^{n+1} - q_{i-1}^{n+1} + q_{i+1}^n - q_{i-1}^n)}{4\Delta x} - \\ & u_i^n \left(\frac{u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{2\Delta x} \right) + \left(\frac{\tilde{h}_{i+1} - \tilde{h}_{i-1}}{2\Delta x} \right) \left[1 - \tilde{h}_i \left(\frac{u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{2\Delta x} \right)^2 \right] - \\ & \tilde{h}_i \left(\frac{u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{2\Delta x} \right) \cdot \left[\tilde{h}_i \left(\frac{u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n}{\Delta x^2} \right) - u_i^n \ddot{z} \right] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \dot{z}_i \left[1 - \dot{z}_i u_i^n \left(\frac{u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{2\Delta x} \right) - (u_i^n)^2 \ddot{z}_i + u_i^n \left(\frac{\tilde{h}_{i+1} - \tilde{h}_{i-1}}{2\Delta x} \right) \cdot \left(\frac{u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{2\Delta x} \right) \right] + \\ & \dot{z}_1 \left[\tilde{h}_1 \left(\frac{u_{i+1}^n - u_{i-1}^n}{2\Delta x} \right)^2 + \tilde{h}_i u_i^n \left(\frac{u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n}{\Delta x^2} \right) \right] = s_i^n \quad (6.13) \end{aligned}$$

- utilizando-se dos valores provisórios de h^{n+1} e q^{n+1} , calcularam-se, a partir de (6.6) e (6.7) a componente horizontal da velocidade em todos os pontos do domínio.

$$q_i^{n+1} = u_i^n (1 + r_i^{n+1}) - h_i^* \left(\frac{h_{i+1}^* - h_{i-1}^*}{2\Delta x} \right) \left(\frac{u_{i+1}^{n+1} - u_{i-1}^{n+1}}{2\Delta x} \right) - (h_i^*)^2 \left(\frac{u_{i+1}^{n+1} - 2u_i^{n+1} + u_{i-1}^{n+1}}{3\Delta x^2} \right) \quad (6.14)$$

$$r_i^{n+1} = \dot{z}_i \left[\frac{h_{i+1}^* - h_{i-1}^*}{2\Delta x} + \dot{z} \right] + \frac{1}{2} h_i^{n+1} \ddot{z}_i \quad (6.15)$$

Substituiu-se em todo o domínio, u^n por $\frac{1}{2} (u^{n+1} + u^n)$, os valores definitivos de h^{n+1} foram obtidos por uma nova resolução de (3.31), enfim, as amplitudes intermediárias foram redefinidas, e calculou-se por (6.4) os valores definitivos para q^{n+1} .

Uma vez que todas as equações em diferenças finitas envolvidas eram todas implícitas, a solução do problema a cada iteração no tempo requisitou a solução dos 5 sistemas tridiagonais de $n-2$ equações e $n-2$ incógnitas.

6.3. Dados para o Código Numérico

Desenvolveu-se um modelo numérico a partir da modelagem e técnicas anunciadas no Capítulo 6, em linguagem Fortran. Deste modo, buscou-se uma tentativa de reprodução dos perfis de onda

gerados nos ensaios experimentais com materiais granulares, quais sejam: esferas de vidro e seixo rolado tipos 1 e 2.

Os próximos itens demonstram a interface de entrada de dados e de resposta do programa desenvolvido. O programa utiliza dois arquivos de entrada de dados e um arquivo de resposta.

6.3.1. Entradas no programa computacional

O primeiro arquivo de entrada é chamado inicio.dat (Figura 7.1). Neste arquivo devem ser digitados, respectivamente em cada linha, os seguintes valores:

- N , que é o número de incrementos espaciais necessários para se percorrer todo o comprimento do canal;
- Δx , que é o incremento espacial, ou seja, o tamanho do intervalo que se escolheu para a discretização da malha;
- Δt , que é o incremento temporal, ou discretização que se escolheu para os intervalos de tempo;
- I_{MAX} , que é o número de iterações no tempo, ou seja, a quantidade de vezes que o Δt deve ser multiplicado para que se tenha o tempo desejado de execução do programa;
- C_z , que é o coeficiente de Chézy dado pela expressão $C_z = \frac{Rh^{\frac{1}{6}}}{n}$,

onde n é o coeficiente de rugosidade de Manning. Para superfícies de vidro n é estimado na ordem de 0,010. Com isto obtém-se um valor médio de C_z para as três lâminas d'água da ordem de 100

$m^{1/2}s^{-1}$.

- H_0 , que é a lâmina d'água inicial do experimento no canal, em metros: corresponde ao valor do parâmetro d discutido até então;
- D_1 , que corresponde à distância, em metros, da primeira sonda a partir do ponto de impacto; e
- D_2 , que corresponde à distância, em metros, da segunda sonda a partir do ponto de impacto.

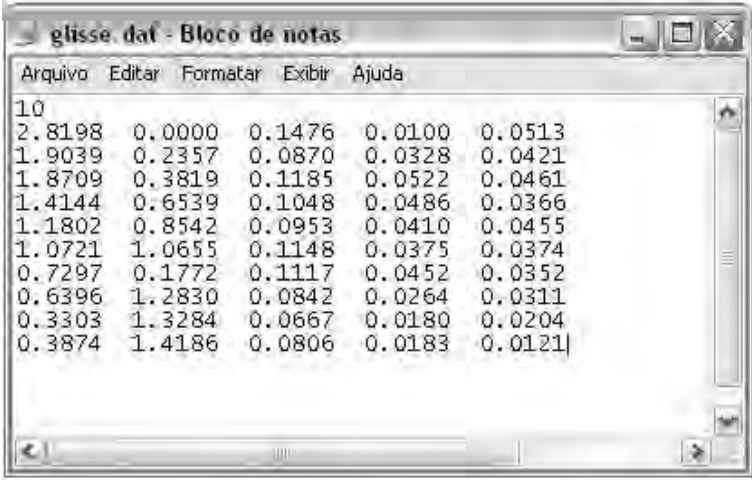


Figura 6.1 – Tela de apresentação do arquivo de entrada denominado “inicio.dat”.

O segundo arquivo de entrada é chamado glisse.dat (Figura 7.2), e se refere aos dados do deslizamento do material granular. Neste arquivo deve ser digitado na primeira linha o valor de I , que é o número de intervalos de geometrias adotadas com suas respectivas velocidades e deslocamentos. O total de linhas do arquivo glisse.dat será o número adotado para I mais 1 que corresponde à linha utilizada para se digitar o próprio valor e I . Posteriormente, nas I linhas existentes, devem ser digitados os seguintes valores em suas

colunas, respectivamente:

- VGE(I), que é o valor da velocidade média encontrado para aquele intervalo;
- NGE(I), que é o valor do deslocamento horizontal percorrido pelo deslizamento de material granular para aquele intervalo;
- LB(I), que é o valor do comprimento do chanfro de bloco virtual adotado no intervalo I;
- EP(I), que é o valor da espessura do chanfro de bloco virtual adotado no intervalo I; e
- EP1(I), que é o valor da espessura da parte reta do bloco virtual adotado no intervalo I.



The image shows a screenshot of a text editor window titled "glisse.dat - Bloco de notas". The window contains a table of numerical data with 5 columns and 15 rows. The first row is a header row with the value "10" in the first column. The subsequent 14 rows contain numerical values for each of the five columns. The data is as follows:

10				
2.8198	0.0000	0.1476	0.0100	0.0513
1.9039	0.2357	0.0870	0.0328	0.0421
1.8709	0.3819	0.1185	0.0522	0.0461
1.4144	0.6539	0.1048	0.0486	0.0366
1.1802	0.8542	0.0953	0.0410	0.0455
1.0721	1.0655	0.1148	0.0375	0.0374
0.7297	0.1772	0.1117	0.0452	0.0352
0.6396	1.2830	0.0842	0.0264	0.0311
0.3303	1.3284	0.0667	0.0180	0.0204
0.3874	1.4186	0.0806	0.0183	0.0121

Figura 6.2 – Tela de apresentação do arquivo de entrada denominado “glisse.dat” que contém os dados referentes ao deslizamento de material granular.

CAPÍTULO 7. CONFRONTAÇÃO DE RESULTADOS

Este Capítulo tem a finalidade de apresentar alguns valores de lâmina d'água obtidos experimental e numericamente para os casos de deslizamentos de esferas de vidro e seixo rolado (ambos intervalos de diâmetros), com lâminas d'água de 15 cm (ensaios 1, 3 e 5), 17,5 cm (ensaios 13, 15 e 17) e 20 cm (ensaios 7, 9 e 11).

7.1. Confrontação

São aqui apresentados (Figuras 7.1 e 7.2) os valores medidos experimentalmente através de sonda capacitiva (item 4.2.2) e os valores calculados numericamente através do modelo descrito no Capítulo 6.

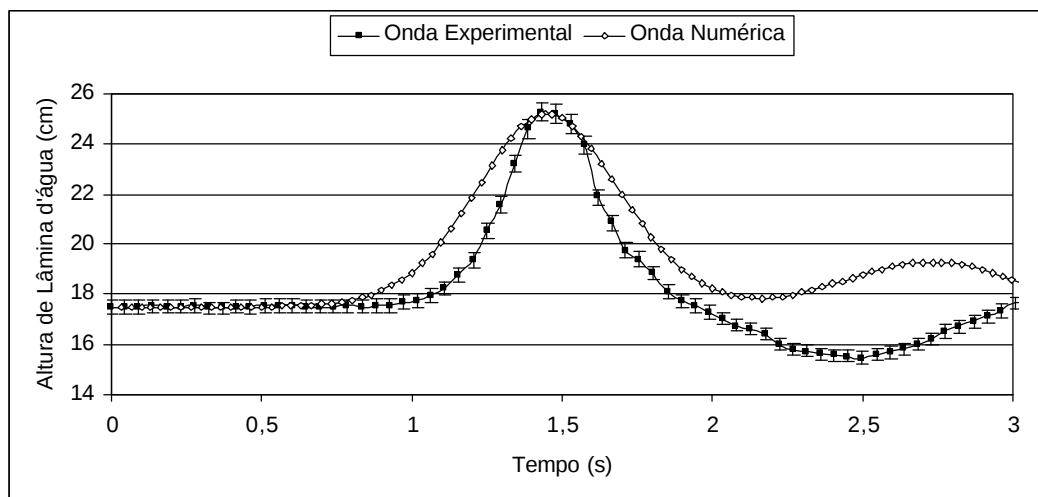


Figura 7.1 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com o modelo Serre para o deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 13).

Pode-se observar, a partir da Figura 7.1, que o valor máximo de lâmina d'água (crista da onda) calculado numericamente apresentou-se muito próximo ao medido através da Sonda Capacitiva. Por outro lado, é possível também afirmar que o mesmo não ocorreu para o valor da primeira cava de onda.

Quanto à forma da onda, ainda que mais aberta, a onda calculada numericamente apresentou-se similar à onda medida experimentalmente, somente até a primeira cava.

O valor máximo de lâmina d'água calculado numericamente foi de 25,2 cm, no tempo 1,47 s, a uma distância de 1,65 m do ponto de impacto. Já o valor máximo de lâmina d'água medido pela Sonda Capacitiva foi de $25,3 \text{ cm} \pm 1,5\%$, no tempo 1,7108 s, também à distância de 1,65 m do ponto de impacto. Sendo assim, o desvio relativo entre estes dois valores obtidos foi de 0,36%.

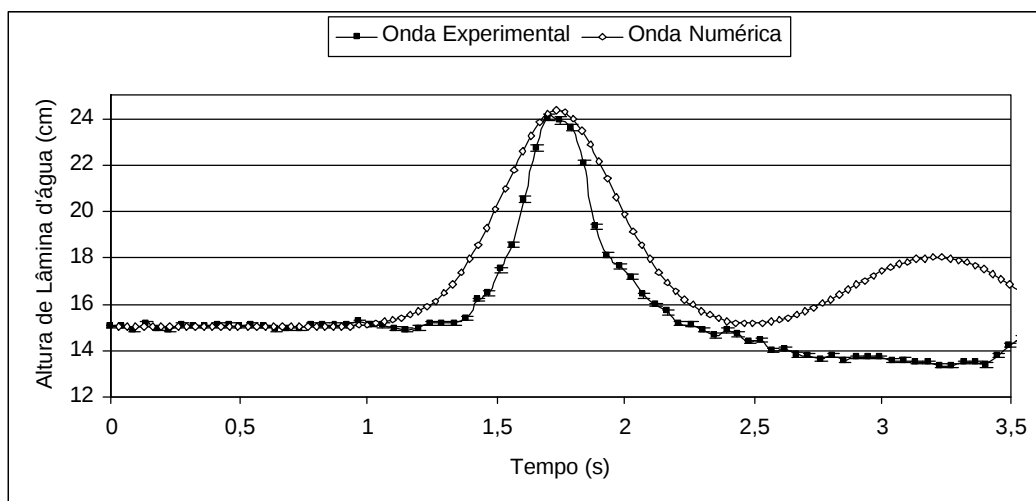


Figura 7.2 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 1).

Pode-se observar, a partir da Figura 7.2, que o valor máximo de lâmina d'água (crista da onda) calculado numericamente também se apresentou muito próximo ao medido através da Sonda Capacitiva. Quanto à cava da onda, nota-se que o modelo numérico a reproduz em tempo anterior àquele que ocorre experimentalmente.

A forma da primeira onda calculada numericamente, também mais aberta que a onda experimental, aproximou-se, contudo, no que diz respeito à feição do perfil.

O valor máximo de lâmina d'água calculado numericamente foi de 24,3 cm, no tempo 1,73 s, a uma distância de 1,73 m do ponto de impacto.

Já o valor máximo de lâmina d'água medido pela Sonda Capacitiva foi de $24,0 \text{ cm} \pm 0,6\%$, no tempo 1,70 s, também à distância de 1,73 m do ponto de impacto. Sendo assim, o desvio relativo entre estes dois valores obtidos de lâmina d'água foi de 1,17%.

Para fins de Engenharia (objetivo deste Estudo), a principal preocupação é saber qual é a máxima altura em que determinada onda gerada por impacto irá alcançar, e não o seu tempo. A resposta do meio fluido ao impacto é praticamente instantânea. De posse do alcance de altura das possíveis ondas geradas é que são realizados estudos para a contenção e proteção de Estruturas de Engenharia.

O Anexo II apresenta os demais valores experimentais e numéricos de lâmina d'água em função do tempo para cada ensaio descrito no primeiro parágrafo deste Capítulo.

7.2. Comentários adicionais

A confrontação entre os perfis de ondas geradas, que foram obtidos experimentalmente e numericamente demonstrou, para os ensaios realizados com as esferas de vidro, que o modelo numérico representou a altura da primeira onda, bem como seu perfil de maneira satisfatória. O mesmo não se pode dizer com respeito às ondas secundárias.

Já para a maioria dos ensaios realizados com o seixo rolado tipo 1, exceção feita para o ensaio 3, os valores da altura bem como dos perfis da primeira onda também aproximaram-se daqueles medidos através das sondas capacitivas. Embora no ensaio 15, o resultado numérico tenha apresentado uma pequena subelevação da superfície livre no seu início, pouco antes do valor de altura máxima o modelo já conseguiu reproduzir mais fielmente o perfil medido. No ensaio 9, o perfil apresentou-se similar, contudo o valor da amplitude não se apresentou tão próximo.

O grande desafio apresentado ao modelo numérico proposto foi reproduzir as ondas geradas com o seixo rolado tipo 2. Conseguiu-se obter valores próximos da altura da primeira onda medida experimentalmente. Entretanto, para os perfis dessas ondas, essa assertiva não procede. Devido ao menor diâmetro das partículas que compunham esse volume deslizante, o atrito interno apresentou-se maior que aquele existente nos ensaios realizados com seixo tipo 1. Isso acarretou na geração de ondas com um perfil modesto, com base mais estreita. Fato este que o modelo não conseguiu reproduzir.

CAPÍTULO 8. TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA

8.1. Introdução Teórica

Este Capítulo tem como objetivo oferecer uma estimativa quantitativa da transferência de energia do material sólido incidente para a água ou corpo líquido, que acarreta na formação da onda.

A formulação aqui apresentada é pertinente aos casos de ocorrência de Onda Solitária, ou *Soliton*. Contudo, em se tratando do caso mais crítico de onda, que é o *Soliton*, as estimativas aqui apresentadas podem ser estendidas para outros tipos de ondas, no que concerne ao cálculo da maior amplitude de onda.

A análise da transferência de energia possibilita estimar quanto da energia do material incidente no meio líquido se perde e quanto é transferido, sob forma de onda.

A metodologia clássica associa a energia contida na onda gerada pelo impacto localizado com a energia potencial disponível do deslizamento. Outra maneira seria estimar o coeficiente de transferência de energia ($\mu\%$) calculado a partir da razão entre a energia mecânica da onda gerada (E_w) e aquela incidente (energia cinética E_{cs}) devido à ação do material sólido no meio líquido.

$$\mu \% = \frac{E_w}{E_{cs}} \quad (8.1)$$

Espera-se que toda a energia cinética do material incidente seja transferida ao meio líquido, mas, obviamente, isto não acontece. No

momento da interação do material incidente com a massa líquida, ele perde energia por três processos:

- ✓ Por efeito de choque;
- ✓ Por efeito de turbulência devido ao forte impacto na massa líquida;
- ✓ Por efeito de atrito devido ao cisalhamento lateral do material incidente na água e ao próprio atrito interno entre as partículas.

Deste modo, apenas uma parcela da energia cinética do material incidente é transmitida ao líquido.

A energia cinética do material incidente no momento do impacto, E_{CS} , é dada pela seguinte equação:

$$E_{CS} = \frac{1}{2} \rho_s Vol V_{imp}^2 \quad (8.2)$$

onde:

ρ_s : massa específica do material incidente (kg/m^3);

Vol: volume do material incidente (m^3); e

V_{imp} : velocidade de impacto (m/s).

A energia total da onda gerada E_w , levando em consideração que o padrão é do tipo “soliton” (hipótese verificada apenas em um certo número de experiências, para as quais a transferência de energia foi estimada), caso considerado como mais danoso, é tratada, no presente estudo, sob duas vertentes, a saber:

- a partir das hipóteses clássicas de Boussinesq; e
- a partir das hipóteses de Serre (modelo da “classe Boussinesq”).

8.1.1. Modelo Boussinesq Clássico

As características da onda solitária, solução do problema Boussinesq, se propagando em canal retangular horizontal são explicitadas conforme se segue:

$$h(x,t) = d + A \frac{e^{-2\gamma(x-ct)}}{[1 + e^{-2\gamma(x-ct)}]^2} \quad (8.3)$$

onde:

h : a altura da lâmina d'água ao longo do canal;

A : amplitude da onda;

$$\gamma = \left(\frac{3A}{d^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.4)$$

$$c = [g(d + A)]^{\frac{1}{2}} \quad (8.5)$$

Esta solução é válida no domínio onde $\varepsilon = \frac{H}{d} \ll 1$ e

$\sigma^2 = \left(\frac{d}{L} \right)^2 = O(\varepsilon)$ onde H é a altura da onda e L é o comprimento horizontal característico.

As componentes horizontal e vertical da velocidade das partículas são dadas, conforme trabalho de Dally-Stephan (1953) citado por Maciel (1991) pelas seguintes equações:

$$\frac{u_p}{c} = N \frac{1 + \cos\left(M \frac{z}{d}\right) \cosh\left(M \frac{x}{d}\right)}{\left[\cos\left(M \frac{z}{d}\right) + \cosh\left(M \frac{x}{d}\right) \right]^2} \quad (8.6)$$

$$\frac{v_p}{c} = N \frac{1 + \sin\left(M \frac{z}{d}\right) \sinh\left(M \frac{x}{d}\right)}{\left[\cos\left(M \frac{z}{d}\right) + \cosh\left(M \frac{x}{d}\right)\right]^2} \quad (8.7)$$

Onde os parâmetros M e N são funções da altura relativa A/d. A Figura 8.1 apresenta esses parâmetros.

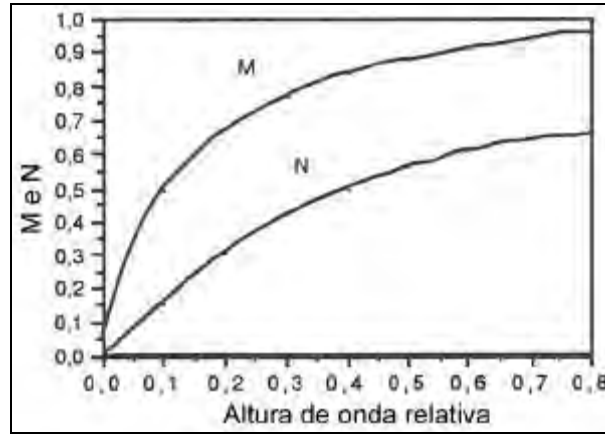


Figura 8.1 – Adimensionais M e N em função de A/d.

Neste caso, a energia mecânica total da onda solitária pode ser dada pela soma da parcela potencial e da parcela cinética:

$$E_{WB}: E_{Wpot} + E_{Wcin}$$

E_{Wpot} : parcela potencial da onda;

E_{Wcin} : parcela cinética da onda.

$$E_{Wpot} = \rho_w g b \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(h_s(x,t) - d^2)}{2} dx \quad (8.8)$$

Admitindo, conforme Boussinesq, $E_{Wpot} = E_{Wcin}$, obtém-se:

$$E_{WB} = 2\rho_w g b \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(h_s(x,t) - d^2)}{2} dx \quad (8.9)$$

E, por conseguinte:

$$E_{WB} = \frac{8}{3\sqrt{3}} \rho_w g A^{\frac{3}{2}} d^{\frac{3}{2}} b \quad (8.10)$$

onde:

ρ_w : massa específica da água (kg/m³);

A : amplitude máxima da onda (m);

b : largura do canal (m);

E_{WB} : energia contida numa onda solitária, segundo modelo Boussinesq.

8.1.2. Modelo Serre

As características da onda solitária, solução do problema de Serre, propagando-se em canal de seção retangular horizontal são as mesmas que a do modelo Boussinesq, salvo para as expressões:

$$\gamma = \frac{1}{2d} \left(\frac{3A}{d+A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.11)$$

$$u = c \frac{h(x,t) - d}{h(x,t)} \quad (8.12)$$

De maneira análoga, calcula-se a energia total $E_{ws} = E_{wpot} + E_{wcin}$, agora dada pelas seguintes expressões:

$$E_{wpot} = \rho_w g b \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(h(x,t) - d)^2}{2} dx \quad (8.13)$$

$$E_{wcin} = \frac{1}{2} \rho_w b \int_{-\infty}^{\infty} h(x,t) u^2 dx \quad (8.14)$$

Após alguns desenvolvimentos matemáticos, chega-se a:

$$E_{wpot} = \frac{4}{3\sqrt{3}} \rho_w b g d^3 \left(1 + \frac{A}{d}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{A}{d}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (8.15)$$

$$E_{wcin} = \frac{8}{\sqrt{3}} \rho_w b g d^3 \left[\left(1 + \frac{A}{d}\right) \left(\frac{A}{d}\right) \right]^{\frac{3}{2}} Int \quad (8.16)$$

com $Int = \int_0^{\infty} \frac{x}{(1+x)^2 + \left[2 + 4\frac{A}{d}\right]x + x^2} dx$ que corresponde, fazendo

$$n = \frac{A}{d}, \text{ a } Int = \frac{1}{4n} \left[1 + \frac{1}{2\sqrt{n(1+n)}} \ln \left| \frac{(1+2n) + 2\sqrt{n(1+n)}}{(1+2n) - 2\sqrt{n(1+n)}} \right| \right] \quad (8.17)$$

Assim exposto, a Figura 8.2 ilustra a variação na estimativa da energia mecânica da onda, em função das amplitudes relativas do *Soliton*, o que demonstra um efeito significativo da não-linearidade representada por $\frac{A}{d}$.

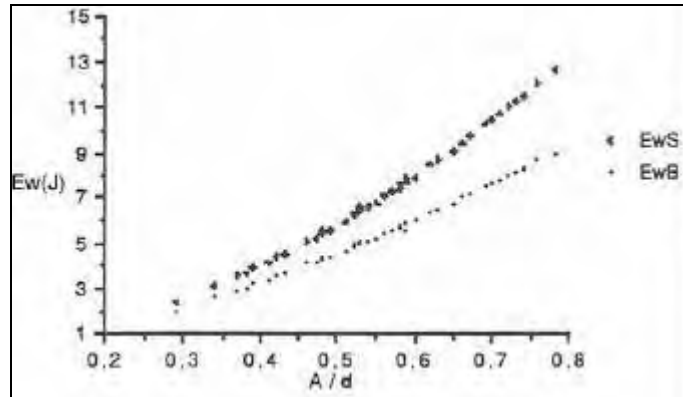


Figura 8.2 – E_w em função de A/d pelos modelos de Boussinesq e Serre. Maciel (1991).

8.2. Análise da Transferência de Energia

Diferentemente dos outros resultados apresentados, neste item foram trabalhados apenas os casos em que a onda gerada experimentalmente pôde ser aproximada a uma Onda Solitária, ou *Soliton* (ensaios 1, 7 e 13), e que foram trabalhados no Capítulo 7. Foram calculadas as taxas de transferência de energia com os dois métodos apresentados anteriormente (itens 8.1.1 e 8.1.2) para os ensaios com esferas de vidro apenas (ensaios 1, 7 e 13).

O Quadro 8.1 mostra alguns cálculos realizados com a formulação apresentada neste Capítulo para obtenção dos coeficientes de transferência de energia.

Quadro 8.1 – Cálculos realizados com os dados do ensaio realizado com deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 13).

Variável	Valor
Energia cinética do deslizamento no impacto (Equação 65)	74,43 J
Energia da Onda dada pela formulação de Boussinesq (Equação 73)	7,18 J (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva - experimental)
Energia da Onda dada pela formulação de Boussinesq (Equação 73)	7,05 J (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Energia potencial da Onda dada pela formulação de Serre (Equação 76)	4,31 J (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva - experimental)
Energia potencial da Onda dada	4,23 J (valor calculado com a

pela formulação de Serre (Equação 76)	máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Energia cinética da Onda dada pela formulação de Serre (Equação 77)	4,62 J (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva – experimental)
Energia cinética da Onda dada pela formulação de Serre (Equação 77)	4,52 J (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Boussinesq	9,64 % (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva – experimental)
Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Boussinesq	9,47 % (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Serre	12,00 % (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva – experimental)
Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Serre	11,76 % (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Número de Froude $\left(\frac{V_{imp}}{\sqrt{gd}} \right)$	2,15 (adimensional)

Analisando o Quadro 8.1, pode-se observar que a formulação de Serre, apresentada para o cálculo da energia de onda, é mais conveniente à transferência ou transformação dessa energia cinética incidente proveniente do escorregamento em onda propriamente dita. Tendo em vista que o maior percentual de energia se apresentou na formulação de Serre, em favor da segurança, há de se optar por ela. Ademais tal formulação, de fato, levou em consideração reais

suplementos abandonados anteriormente por Boussinesq.

É possível também observar, através do Quadro 8.1, que os valores de energia cinética e potencial obtidos da formulação de Serre, embora diferentes, são ainda próximos. O desvio relativo entre esses dois valores é de 6%. Contudo, com esses cálculos já foi possível obter valores que dão indícios que esses dois tipos de energia da onda não são iguais, como observava Boussinesq. À medida que os valores obtidos vão se distanciando da origem, a não-linearidade da formulação de Serre se evidencia mais em relação à formulação de Boussinesq. São os tais termos não-lineares e de ordem superior citados em 9.1.2.

Ainda pode-se através das duas formulações apresentadas, para este caso específico de deslizamento de esferas de vidro, concluir que a energia transferida em forma de onda é da ordem de 10% da energia cinética do material incidente, o que está em concordância com Maciel (1991) e Nascimento (2001).

O Anexo II apresenta os demais valores experimentais e numéricos de energia calculados com a formulação apresentada neste Capítulo para os demais ensaios descritos no primeiro parágrafo deste subcapítulo.

8.3. Comentários adicionais

Os cálculos de transferência de energia evidenciam que as taxas obtidas neste Estudo com materiais granulares (“bloco deformável”), aproximam-se daquelas obtidas por Huber (1980), também para

materiais granulares: no cálculo da maior taxa obtida neste Estudo, da ordem de 20 % do material incidente foi convertido na forma de onda gravitacional. Os números de Froude obtidos para os ensaios de transferência de energia foram da ordem de 2.

Em se tratando dos cálculos realizados a partir de velocidade orbital, para validação da formulação de Boussinesq, tem-se que para valores de altura de onda relativa maiores que 60%, a obtenção da velocidade de partículas se apresentou frágil.

Contudo, acredita-se que esse intervalo no qual a formulação se apresentou adequada, é aquele que mais se aproxima da maioria dos eventos de onda solitária (caso específico da formulação), tendo em vista que ondas com alturas relativas maiores que 75%, aproximadamente, já se encontram na zona de arrebentação.

CAPÍTULO 9. DETERMINAÇÃO DA ALTURA DE ONDA SOLITÁRIA A PARTIR DE VELOCIDADE ORBITAL

9.1. Introdução

Neste Capítulo, são apresentados alguns cálculos utilizados para a validação da formulação apresentada no Capítulo 8 para a velocidade horizontal da partícula de onda (Equação 69), com algumas simplificações.

Igualmente ao Capítulo 8, este trata somente da geração de ondas solitárias, o que implica, no contexto deste Estudo, em ensaios somente com esferas de vidro. Somente os deslizamentos realizados com as esferas de vidro é que deram origem a perfis de ondas próximos aos perfis tidos como *Soliton*.

Quando a partícula x se encontra exatamente no mesmo alinhamento da crista da onda na Equação 67, esta apresenta a seguinte particularidade, rearranjando-se em:

$$u_p = \frac{cN}{1 + \cos\left(M \frac{z}{d}\right)} \quad (9.1)$$

onde:

u : componente horizontal da velocidade das partículas fluidas;

c : celeridade da onda dada pela Equação 8.5;

z : medição da cota que se encontra a partícula em relação ao Datum;

d : lâmina d'água no repouso; e

M e N são parâmetros adimensionais dados pelas equações 81 e 82. A Figura 10.1 auxilia na compreensão das variáveis envolvidas.

$$\frac{A}{d} = \frac{N}{M} \tan \left[\frac{1}{2} M \left(1 + \frac{A}{d} \right) \right] \quad (9.2)$$

$$N = \frac{2}{3} \sin^2 \left(M \left(1 + \frac{2}{3} \frac{A}{d} \right) \right) \quad (9.3)$$

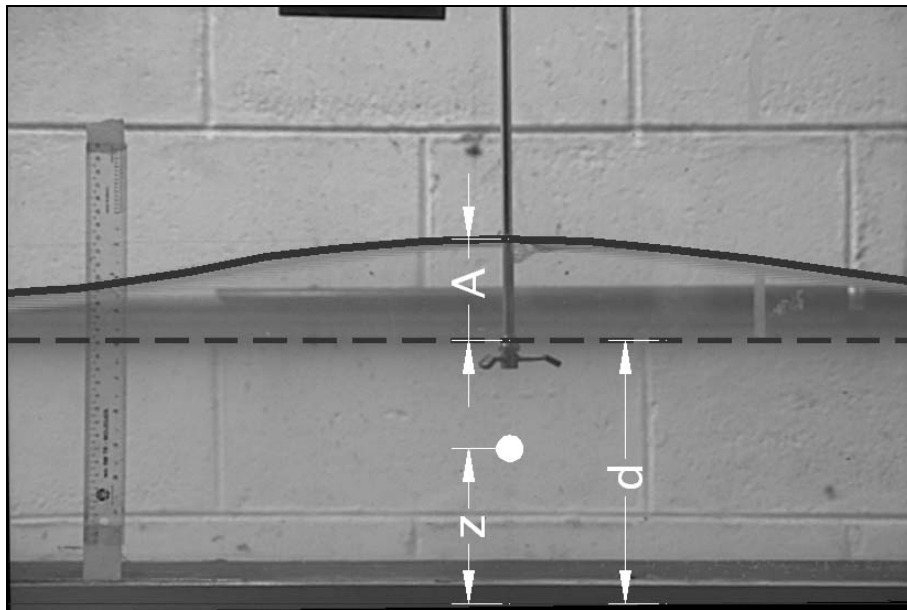


Figura 9.1 – Algumas variáveis utilizadas na Equação 81.

9.2. Resultados

Diversos testes foram realizados no laboratório de Hidráulica e Hidrometria da UNESP – Ilha Solteira. Outros testes, específicos à onda solitária, foram conduzidos neste mesmo laboratório, os quais são descritos neste Capítulo. Dentre eles, foram adotados aqueles realizados com esferas de vidro, cujos deslizamentos geraram ondas muito próximas a um *Soliton*. O critério de escolha desta proximidade foi visual. As lâminas d'água no repouso desses ensaios foram de 13, 15, 17 e 20 cm (ensaios 19 a 22).

A componente horizontal u da velocidade das partículas fluidas foi medida experimentalmente através de Sonda ADV (item 4.2.5). O valor de z também foi fornecido pela Sonda ADV.

De posse dos valores dessas variáveis e através das equações 8.5 e 9.1 a 9.3, calculou-se um valor para a amplitude máxima da onda A . O Quadro 9.1 apresenta alguns cálculos realizados com essas formulações.

Este valor máximo de amplitude A também foi obtido experimentalmente, através da metodologia apresentada em 4.3.1, e corrigido no que diz respeito à paralaxe, conforme descrito no item 4.3.3. O Quadro 9.2 apresenta os cálculos realizados para a obtenção da altura de lâmina d'água, com correção de paralaxe.

Quadro 9.1 – Valores calculados para o caso de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 20).

Variável	Valor
u	0,4108 m/s (medido experimentalmente através de Sonda ADV no momento em que a partícula se encontrava no mesmo alinhamento da crista)
d	0,20 m
g	9,81 m/s ²
z	0,1271 (valor fornecido pela Sonda ADV)
c	1,626 m/s
M	0,8122
N	0,4723
A (calculada)	0,06956 m

Quadro 9.2 – Cálculos realizados para obtenção da altura de lâmina d'água, para o caso de deslizamento de esferas de vidro e lâmina

d'água no repouso de 20 cm (ensaio 20).

Variável	Valor
d	0,2 m
D _c	2,71 m
D _v	0,01 m
l _{ar}	1
l _{vid}	1,5
R _{malha1}	0,0541 m
R _{malha2}	0,2347 m
R _{virtual1}	0,0543 m
R _{virtual2}	0,2356 m
T ₁	54,67°
T ₂	82,33°
R _{real1}	0,05423 m
R _{real2}	0,2347 m
h ₁	0,04424 m
h ₂	0,2332 m
A (real)	0,07742 m

Os valores de M e N calculados, para a altura relativa deste ensaio apresentado, apresentaram-se muito próximos aos valores obtidos pelo gráfico da Figura 8.1. Isto permite ratificar a formulação utilizada nos cálculos desses valores adimensionais.

O desvio relativo entre o valor de altura de onda solitária obtido experimentalmente através da sonda ADV e o calculado com a formulação ora proposta foi da ordem de 10%.

É importante ressaltar a dificuldade de se controlar o processo de geração de ondas solitárias com rigor experimental, no contexto de ondas de impacto ou submersão, notadamente a partir do deslizamento de material fragmentado sobre rampa. Isto implica que não se pode afirmar com total segurança que as ondas geradas neste

trabalho foram perfeitas ondas solitárias. Esse fato pode ser um fator contribuinte para as diferenças nos valores de amplitude apresentados anteriormente, uma vez que a formulação proposta é para ondas solitárias.

De posse dos resultados apresentados nos Quadros 9.1 e 9.2, pode-se dizer que para uma altura de onda relativa $\left(\frac{A}{d}\right)$ da ordem de 40%, a formulação apresentada por Boussinesq para a obtenção de velocidade de partículas na horizontal parece adequada. Contudo, outros valores de alturas relativas também foram trabalhados (ver Anexo II).

O Anexo II apresenta os demais valores obtidos experimentalmente, bem como os valores calculados com a formulação apresentada neste Capítulo para os demais ensaios mencionados no primeiro parágrafo deste subcapítulo.

CAPÍTULO 10. COMPARAÇÃO ENTRE OS MÉTODOS DE PREVISÃO EXISTENTES NA LITERATURA

Neste Capítulo serão apresentadas algumas estimativas de altura de onda gerada por deslizamentos, a partir de algumas teorias apresentadas no Capítulo 3 e cálculos evidenciados no Anexo I. Será realizado também, quando possível, a utilização de dados experimentais deste Estudo (deslizamentos de material granular realizados no canal de ondas da UNESP – Ilha Solteira), para comparação e validação da formulação apresentada.

10.1. Estimativas realizadas com os métodos clássicos.

Tendo em vista que a maioria das formulações apresentadas para previsão de alturas máximas (item 3.2) são resultantes de experimentos físicos realizados com blocos deslizantes indeformáveis, torna-se oportuna a previsão de ondas, com aquelas formulações, a partir de ensaios realizados por Nascimento (2001) no Laboratório de Hidráulica e Hidrometria da UNESP – Ilha Solteira, com o bloco de PVC (bloco B2 do Quadro 3.4 e Figura 3.9). Esses ensaios foram realizados com a lâmina d'água no repouso de 20 cm (Figura 10.1).

O Quadro 10.1 resume alguns cálculos realizados com a metodologia apresentada em 3.2.

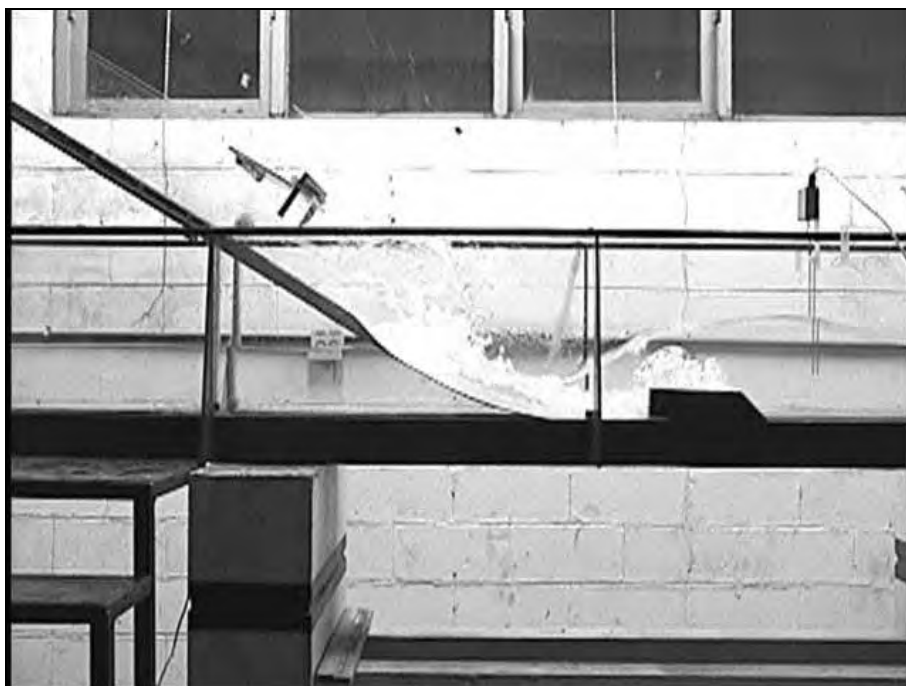


Figura 10.1 – Onda gerada pelo impacto do bloco B2 utilizado por Nascimento (2001).

Quadro 10.1 – Cálculos realizados para obtenção da altura de lâmina d'água com os métodos clássicos.

Método	Variáveis possíveis de entrada na metodologia			Resposta
Unoki-Nakano	Q= 7,5 cm	L= 32,5 cm	x= 118 cm	$\eta_{\max}= 3,1 \text{ cm}$
Kranzer-Keller	Q= 7,5 cm	L= 32,5 cm	x= 118 cm	$\eta_{\max}= 2,6 \text{ cm}$
	d= 20 cm			
Prins	Q= 7,5 cm	L= 32,5 cm	x= 118 cm	Onda Solitária
Experimental (bloco indeformável)	Q= 7,5 cm	L= 32,5 cm	x= 118 cm	$\eta_{\max}= 9,2 \text{ cm}$
	d= 20 cm			

Nota-se, através do Quadro 10.1, que as duas primeiras metodologias apresentadas apresentaram valores de sobrelevação da superfície livre muito próximos entre si. Contudo, se comparadas

com a onda gerada experimentalmente, não apresentam valores próximos. Possivelmente as condições nas quais foi gerada essa onda experimental, não retrataram aquelas utilizadas para confecção das teorias apresentadas por aqueles dois pesquisadores (condição de água profunda). Pois bem, os valores de $\frac{e}{d}$ tentados por Nascimento (2001) variavam de 0,37 a 0,50, configurando pois, ondas cnóidais-solitárias.

Já, analisando a Figura 10.1, e o resultado apresentado pela teoria de PRINS, pode-se dizer que a onda gerada experimentalmente apresenta-se sim, visualmente, como uma onda solitária.

10.2. Estimativas realizadas com os métodos mais recentes.

Neste item, para a geração de ondas, bem como para as comparações realizadas entre a teoria apresentada pelos diversos pesquisadores e o experimento, terá preferência o ensaio realizado com as esferas de vidro que vem sendo apresentado nas análises dos Capítulos anteriores. Todavia, quando isso não for possível, a comparação aqui mostrada irá remeter ao ensaio utilizado no subcapítulo anterior. Ainda se não for possível a utilização dos dados experimentais de nenhum desses dois ensaios, para seus cálculos serão arbitrados valores que, por sua vez, estão evidenciados no Quadro 10.2.

Quadro 10.2 – Cálculos realizados para obtenção da altura de lâmina d'água com os métodos mais recentes.

Método	Variáveis possíveis de entrada na metodologia			Resposta
Noda Vertical (bloco indeformável)	$F = 2,15$	$\frac{x}{d} = 9,43$	$\lambda_m = 30 \text{ cm}$	$\eta_{\max} = 8,8 \text{ cm}$
Noda Horizontal (bloco indeformável)	$F = 2,15$	$\frac{x}{d} = 2,00$ (fixado por NODA)	$d = 17,5 \text{ cm}$	$\eta_{\max} = 49,7 \text{ cm}$
Kamphuis & Bowering (bloco indeformável)	$F = 1,40$	$L = 32,5 \text{ cm}$	$x = 118 \text{ cm}$	$\eta_{\max} = 13,8 \text{ cm}$
	$e = 7,5 \text{ cm}$	$d = 20 \text{ cm}$		
Huber 2D	$\text{Vol} = 0,074 \text{ m}^3$	$L = 30 \text{ cm}$	$d = 17,5 \text{ cm}$	$\eta_{\max} = 5,0 \text{ cm}$
	$\theta = 28^\circ$	$\frac{x}{d} = 5,0$		
Huber 3D	$\text{Vol} = 0,074 \text{ m}^3$	$L = 30 \text{ cm}$	$d = 17,5 \text{ cm}$	$\eta_{\max} = 3,2 \text{ cm}$
	$\theta = 30^\circ$	$\frac{x}{d} = 5,00$	$F = 1,84$	
Wiegel	$L = 30 \text{ cm}$	$d = 17,5 \text{ cm}$	$m = 18,722 \text{ kg}$	$\eta_{\max} = 2,9 \text{ cm}$
	$h = 44 \text{ cm}$			
Slingerland e Voigth	$m = 18,722 \text{ kg}$	$\frac{r}{d} = 4,00$ (fixado)	$V_{\text{imp}} = 2,82 \text{ cm}$	$\eta_{\max} = 21,0 \text{ cm}$
Fritz	$F = 2,15$	$d = 17,5 \text{ cm}$	$e = 6,1 \text{ cm}$	$\eta_{\max} = 4,1 \text{ cm}$
Experimental (esferas de vidro)	$x = 165 \text{ cm}$	$d = 17,5 \text{ cm}$	$e = 6,1 \text{ cm}$	$\eta_{\max} = 7,8 \text{ cm}$

Através do Quadro 10.2 constata-se que o método que mais se aproximou do experimento realizado no Laboratório de Hidráulica e Hidrometria da UNESP – Ilha Solteira foi o de Fritz (2002). Esta discrepância dos valores se deve à diferença do tipo de material granular utilizado. O material granular utilizado por Fritz registrou uma maior espessura de deslizamento que as esferas de vidro utilizadas neste Estudo. Pode-se então concluir que para se reproduzir com maior eficácia e, conseqüentemente, aproximar-se mais da maior sobrelevação da superfície livre obtida pela formulação de Fritz, deve-se utilizar o mesmo material e as mesmas condições de ensaio. Esta afirmação vale também para as demais comparações apresentadas.

O método bidimensional de Huber (1980) apresentou uma sobrelevação de superfície livre muito próxima à do experimento de Fritz. Uma hipótese pode ser o fato de os experimentos de Fritz terem sido realizados em condições experimentais muito próximas às de Huber (1980): mesmo canal, mesmas dimensões, etc.

CAPÍTULO 11. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

O modelo numérico apresentado neste trabalho via de regra apresenta-se falho quanto ao perfil de onda gerada. Porém, para os valores de altura máxima de onda, apresenta-se satisfatório. O fenômeno multifásico que ocorre quando da intrusão da massa sólida no meio líquido (mistura de sólido, água e ar) não é contemplado no modelo. Isto sem dúvida afeta os resultados ora apresentados.

Todavia, para fins de Engenharia, onde se procura estimar principalmente a altura de onda gerada e conseqüentemente sua energia, este modelo numérico baseado nas equações de Serre pode ser empregado.

Baseando-se nas ponderações e resultados obtidos, advindos deste Estudo, listam-se, como indicativo de melhorias futuras para trabalhos a serem realizados na área de ondas geradas por impacto, as seguintes sugestões:

- no âmbito experimental:
 - confeccionar um sistema de condicionamento e liberação de material deslizante mais controlado, como por exemplo, um sistema pneumático;
 - utilizar a tecnologia dos LDS (*Laser Distance Sensors*), para obtenção dos campos de velocidades do material deslizante em vez da cinematografia;
 - lançar mão da tecnologia PIV (*Particle Image Velocimetry*)

para análise física do escoamento do fluido (vetor velocidade, linhas de corrente, etc.).

- no âmbito numérico:
 - partir para simulações diretas e que utilizam métodos lagrangeanos, como o SPH (*Smoothed Particle Hydrodynamics*) e o MPS (*Moving Particle Semi-implicit Method*), que apresentam indícios de serem bem adequados ao fenômeno contemplado neste Estudo. Evidentemente que devem ser acompanhados de um trabalho com testes experimentais. Algumas tentativas vêm sendo empreendidas pela equipe de trabalho de ondas gravitacionais da UNESP–Ilha Solteira e se mostram viáveis e representativas da fenomenologia tratada. A tentativa utilizando o MPS é sumariamente ilustrada no Anexo III.

REFERÊNCIAS

CARVALHO, R. F.; CARMO, J. S. A. Numerical and experimental modeling of the generation and propagation of waves caused by landslides into reservoirs and their effects on dams. In: RIVER FLOW – INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLUVIAL HYDRAULICS, 5, 2006, Lisboa . **Numerical and experimental modeling of the generation and propagation of waves caused by landslides into reservoirs and their effects on dams...** Lisboa: [s.n.], 2006. CD-ROM.

DEAN, R. G.; DALRYMPLE, R. A. **Water wave mechanics for engineers and scientists**. 2. ed. New Jersey: Word Scientific Publishing Company, 1991. 353p.

FRITZ, H. M. **Initial phase of landslide generated impulse waves**. 2002. 249 f. Tese (Doutorado em Ciências Técnicas) – Swiss Federal Institute of Technology Zürich, Universidade de Zürich, Zürich, 2002.

HEINRICH, P. Nonlinear water waves generated by submarine and aerial landslides. **Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering**, ASCE, v.118, n.3, p. 249–266, 1992.

HUBER, A. **Schwallwillen in Seen als Folge von Belsstürzen**. 1980. 200f. Tese (Doutorado em Ciências Técnicas). Swiss Federal Institute of Technology Zürich, Universidade de Zürich, Zürich, 1980.

JORGE, F.N. **Mecanismos dos escorregamentos em encostas marginais de reservatórios**. 1984. 146f. Dissertação (Mestrado em Geotecnia). Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São

Carlos, 1984.

KAMPHUIS, J. W.; BOWERING, R. J. Impulse waves generated by landslides. In: COASTAL ENGINEERING CONFERENCE, 12, 1970, [s.l.] **Anais...** [s.l.]: ASCE, 1970. v.1, p.575–588.

KANO, T.; NISHIDA, T. A Mathematical Justification for korteweg–de vries equation and boussinesq equation of water–surface waves. **Journal of Mathematics**, Osaka, v.23, n.2, p.389–413, 1986.

KRANZER, H. C.; KELLER, J. B. Water waves produced by explosions. **Publication Institute of Mathematical Sciences**, New York, v.1, 1955.

KELLER, J. B. The Solitary wave and periodic waves in shallow water commun. **Journal of Applied Mathematics**, London, v.1, n.1, p. 323–339, 1948.

LAITONE, E. V. The Second approximation to cnoïdal and solitary waves. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 9, n.1, p. 430–444, 1960.

LIMA, S. F. **Amortecimento de ondas gravitacionais por campos de vegetação simulados por elementos de grande flexibilidade**. 2005. Tese (Doutorado em Engenharia Naval) – Instituto Alberto Luiz Coimbra de Pós–Graduação e Pesquisa de Engenharia , Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2005.

MACIEL, G.F. **Estudos de ondas geradas por deslizamentos em encostas de barragens**. 1986. 149f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Oceânica) – Instituto Alberto Luiz Coimbra de Pós–Graduação e Pesquisa de Engenharia, Universidade Federal do Rio de

Janeiro, Rio de Janeiro, 1986.

MACIEL, G. F. **Contribution expérimentale et théorique à l'étude des ondes produites par des glissements solides dans des retenues de barrages.** 1991. 168 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia, Université Joseph Fourier, Grenoble, 1991.

MACIEL, G. F. Aplicação das equações da classe boussinesq no estudo de ondas de gravidade geradas por impacto localizado. In: CONGRESSO IBERO LATINO AMERICANO DE MÉTODOS COMPUTACIONAIS EM ENGENHARIA, 14, 1993, São Paulo. **Anais...** São Paulo: [s.n.], 1993. v.3, p.656–664.

MACIEL, G.F., NASCIMENTO, M.F. Modelagem numérica de ondas de submersão utilizando o modelo de Serre. **Revista Brasileira de Recursos Hídricos**, [s.l.], v.7, n.3, p.19–24, 2002a.

MACIEL, G.F.; NASCIMENTO, M.F. Validação do modelo de Serre para descrever ondas de submersão geradas pelo impacto de corpos sólidos em massas líquidas. **Revista Brasileira de Recursos Hídricos**, [s.l.], v.7, n.3, p.25–32, 2002b.

MÜLLER, L. The Rockslides in the vajont valley. **Rock Mechanics Engineering Geology**, [s.l.], v.2, n.1, p.148–212, 1964.

MONAGHAN, J. J. et. al. Fluid motion generated by impact. **Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering**. New York, v.129, n.6, p. 250–259, 2003.

NASCIMENTO, M. F. **Aproximação das equações da classe Boussinesq no processo de geração da onda na interface sólido-líquido: uma**

abordagem numérico-experimental com compromissos de engenharia. 2001. 110f. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2001.

NODA, E. Water waves generated by landslides. **Journal of Waterwaves Harbors Coastal Engineering**, New York, v. 96, n.1, p.835–855, 1970.

PRINS, J.E. Characteristics of waves generated by a local disturbance. **Trans. Am. Geophysics Union**, [s.l.], v.39, n.5, p.865–874, 1958.

RADDER, A. C. On the parabolic equation method for water wave propagation. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v.95, n.1, p.159–176, 1979.

SABATIER, P.C. On Water waves produced by ground Motions. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v.126, n.1, p.27–58, 1983.

SANDER, J.; HUTTER, K. On the Development of the theory of solitary wave. **Acta Mechanica**, New York, v.86, n.1, p.111–152, 1991.

SEABRA SANTOS, F. J. et al. Numerical and experimental study of the transformation of a solitary wave over a shelf or isolated obstacle. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v.176, n.1, p.117–134, 1987a.

SEABRA SANTOS, F.J.; ABREU, J.M. Estudo da geração e propagação de maremotos originados pelo movimento sísmico do fundo dos oceanos. In: SIMPÓSIO LUSO-BRASILEIRO DE HIDRÁULICA E RECURSOS HÍDRICOS – SILUSB, 3, 1987, Salvador. **Anais...** Salvador: [s.n.], 1987b. p.477–489.

SEABRA SANTOS, F. J. As Aproximações de wu e green & naghdi no

quadro geral da teoria da água pouco profunda. In: SIMPÓSIO LUSO-BRASILEIRO DE HIDRÁULICA E RECURSOS HÍDRICOS – SILUSB, 4, Lisboa, 1989. **Anais...** Lisboa: [s.n.], 1989a. p.209–219.

SEABRA SANTOS, F. J. Estudos numéricos dos domínios de validade das principais teorias de evolução das ondas em água pouco profunda. In: SIMPÓSIO LUSO-BRASILEIRO DE HIDRÁULICA E RECURSOS HÍDRICOS–SILUSB, 4, 1989, Lisboa. **Anais...** Lisboa: [s.n.], 1989b. p.81–91.

SLINGERLAND, R. L., VOIGHT, B. Evaluating hazard of landslide-induced water waves. **Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering**, ASCE, v.108, n.4, p.504–512. 1982.

SOUZA, A. L. O.; MACIEL, G. F.; VASCO, J. R. F. A visualização como instrumento de apoio na modelagem física e numérica de ondas de submersão. In: CONGRESSO LATINO AMERICANO DE HIDRÁULICA, 21, 2004, São Pedro. **A visualização como instrumento de apoio na modelagem física e numérica de ondas de submersão...** Campinas: AIIH E UNICAMP, 2004. CD-ROM.

SOUZA, A. L. O.; MACIEL, G. F. Ondas de impacto geradas pelo deslizamento de material fragmentado em meio líquido. In: SIMPÓSIO BRASILEIRO DE RECURSOS HÍDRICOS, 16, 2005, João Pessoa. **Ondas de impacto geradas pelo deslizamento de material fragmentado em meio líquido...** João Pessoa: SBRH, 2005. CD-ROM.

SOUZA, A. L. O.; MACIEL, G. F. Determinação da altura de onda a partir da medição de velocidade orbital. In: CONGRESSO LATINO AMERICANO DE HIDRÁULICA, 22, 2006. **Determinação da altura de**

onda a partir da medição de velocidade orbital... Guayana: [s.n.], 2006. CD-ROM.

UNOKI, S.; NAKANO, M. On the Cauchy-Poisson waves caused by the eruption of a submarine volcano. **Oceanography Mag.**, [s.l.], v.141, n.2, p. 199-141, 1953.

U. S. ARMY COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER. **Shore Protection Manual**. 3 ed. Washington: [s.n.], 1977. 253p.

VEERAMONY, J.; SVENDSEN, I. A., The flow in surf-zone waves. **Journal of Coastal Engineering**, New York, v.39, n. 2, p. 93-122, 2000.

WEI, G.; KIRBY, J. T.; GRILLI, S. T. ; SUBRAMANYA, R. A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves: highly non-linear unsteady waves. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v.294, n.1, p.71-92, 1995. (Part 1.).

WIEGEL, R.L. Laboratory studies of gravity waves generated by the movement of a submerged body. **Trans. Am. Geophys. Union**, [s.l.], v.36, n.5, p.759-774, 1955.

ZOU Z. L. High order boussinesq equations. **Ocean Engineering**, Elmsford, v.26, n. 8, p.767-792, 1999.

ANEXO I – CÁLCULOS AUXILIARES PARA ESTIMAÇÃO DE ONDAS

Conforme anunciado no Capítulo 3, aqui estão inseridos os códigos fontes dos programas confeccionados em Matlab® ou outra forma de auxílio para a execução dos métodos apresentados no Capítulo citado.

I.1. UNOKI-NAKANO

```
clc
clear
disp('Programa para estimacao de ondas atraves do Metodo de UNOKI-NAKANO')

Q= input('Entre com o valor da espessura do deslizamento Q, em metros\n');

L= input('Entre com o valor do comprimento do deslizamento L, em metros\n');

dx= input('Entre com o valor do incremento espacial dx, em m\n');

dt= input('Entre com o valor do incremento temporal dt, em s\n');

g= input('Entre com o valor da aceleracao da gravidade g, em m/s^2\n');

xmax= input('Entre com o valor do comprimento do canal xmax, em m\n');
xmax=xmax+L;

tmax= input('Entre com o valor do tempo de calculo tmax, em s\n');

x=L;
t=0.0000000000000001;

for i=1:round(tmax/dt)+1
    for j=1:round((xmax+L)/dx)+1
        eta(i,j)= ((4*Q*sqrt(x))/(sqrt(pi*g*t)))*sin((g*t^2*L)/(4*x^2))*cos(((g*t^2*L)/(4*x))-(pi/4));
        x=x+dx;
    end
    t=t+dt;
    x=L;
end

c=input('Entre com a posicao x do canal que deve ser plotado o grafico, em metros\n');
c=round((c+L)/dx)+1;
t=0:dt:tmax;
plot(t,eta(:,c)),ylabel('Sobreelevacao da superficie livre(m)'),xlabel('tempo(s)'),grid on

graf= input('Deseja plotar outro grafico? (sim=1, nao=2)\n');
while graf==1
```

```

c=input('Entre com a posicao x do canal que deve ser plotado o grafico, em metros\n');
c=round((c+L)/dx)+1;
plot(t,eta(:,c)),ylabel('Sobreelevacao da superficie livre(m)'),xlabel('tempo(s)'),grid on
graf= input('Deseja plotar outro grafico? (sim=1, nao=2)\n');
end
if graf==2
    clc
    clear
end

```

I.2. KRANZER-KELLER

```

clc
clear
disp ('Programa para estimacao de ondas atraves do Metodo de KRANZER-KELLER')

E= input('Entre com o valor da espessura do deslizamento E, em metros\n');

L= input('Entre com o valor do comprimento do deslizamento L, em metros\n');

g= input('Entre com o valor da aceleracao da gravidade g, em m/s²\n');

d= input('Entre com o valor da profundidade local d, em m\n');

dt= input('Entre com o valor do incremento temporal dt, em s\n');

tmax= input('Entre com o valor do tempo de calculo tmax, em s\n');

dx= dt*sqrt(g*d);

xmax=tmax*sqrt(g*d);

%x=L;
t=0.0000000000000001;
x=(t*sqrt(g*d))+L;

for i=1:round(tmax/dt)+1
    for j=1:round((xmax+L)/dx)+1
        eta(i,j)=(0.45*E*L)/(d^(2/3)*x^(1/3));
        x=x+dx;
    end
    t=t+dt;
    x=(t*sqrt(g*d))+L;
end

c=input('Entre com a posicao x do canal que deve ser plotado o grafico, em metros\n');

c=round((c+L)/dx)+1;

t=0:dt:tmax;

plot(t,eta(:,c)),ylabel('Sobreelevacao da superficie livre(m)'),xlabel('tempo(s)'),grid on

graf= input('Deseja plotar outro grafico? (sim=1, nao=2)\n');

while graf==1
    c=input('Entre com a posicao x do canal que deve ser plotado o grafico, em metros\n');
    c=round((c+L)/dx)+1;
    plot(t,eta(:,c)),ylabel('Sobreelevacao da superficie livre(m)'),xlabel('tempo(s)'),grid on
end

```

```

    graf= input('Deseja plotar outro grafico? (sim=1, nao=2)\n');
end
if graf==2
    clc
    clear
end

```

I.3. PRINS

Quadro I.1 – Valores a serem utilizados para confecção de um Gráfico para encontrar as Zonas de PRINS.

Abscissa	Curva 1	Curva 2	Curva 3	Curva 4
0,148856	2,05082	16,2377	4,60656	60,4713
0,496504	0,287895	2,36512	2,59426	9,48507
0,992449	0,093107	0,781293	1,86484	3,26958
0,996954	0,092422	0,775654	1,86082	3,24689
1,9565	0,030799	0,263871	1,34939	1,15131
3,89782	0,010015	0,087632	0,971528	0,3989
5,62826	0,005503	0,048696	0,815463	0,226728
9,8346	0,002216	0,019946	0,624988	0,09611

I.4. NODA (HORIZONTAL)

```

clc
clear
disp ('Programa para estimacao de ondas atraves do Metodo de NODA para deslizamento horizontal')

V= input('Entre com o valor da velocidade de impacto, em m/s\n');

g= input('Entre com o valor da aceleracao da gravidade g, em m/s^2\n');

d= input('Entre com o valor da profundidade local d, em m\n');

disp ('O valor de sobrelevacao maxima (etamax) em x/d=2.0 eh de:')

etamax=d*1.32*(V/sqrt(g*d))

```

I.5. KAMPHUIS & BOWERING

```

clc
clear
disp ('Programa para estimacao de ondas atraves do Metodo de KAMPHUIS e BOWERING')

E= input('Entre com o valor da espessura do deslizamento E, em metros\n');

L= input('Entre com o valor do comprimento do deslizamento L, em metros\n');

```

```

dx= input('Entre com o valor do incremento espacial dx, em m\n');
xmax= input('Entre com o valor do comprimento do canal xmax, em m\n');
g= input('Entre com o valor da aceleracao da gravidade g, em m/s²\n');
d= input('Entre com o valor da profundidade local d, em m\n');
Vimp= input('Entre com o valor da velocidade de impacto Vimp\n');
F=Vimp/sqrt(g*d);
q=(L*E)/d^2;
x=0;

for j=1:round(xmax/dx)+1
    H(j)=d*(F^0.7*(0.31+0.2*log10(q))+0.35*exp(-0.08*x/d));
    x=x+dx;
end

x=0:dx:xmax;
plot(x,H),ylabel('Altura da onda(m)'),xlabel('evolucao ao longo do canal(m)'),grid on

```

1.6. HUBER

```

clc
clear
disp ('Programa para estimacao de ondas atraves do Metodo de HUBER')

Vol= input('Entre com o valor do volume do deslizamento, em m³\n');

L= input('Entre com o valor da largura do canal L, em m\n');

d= input('Entre com o valor da profundidade local, em m\n');

M=Vol/(L*d^2);

a= [.32 .24 .19 .14 .13;.37 .34 .24 .20 .17;.43 .36 .31 .26 .23;.56 .47 .40 .33 .29;.57 .46 .39
.32 .29;.68 .58 .48 .39 .35];

b= [.51 .51 .51 .52 .56;.37 .49 .46 .52 .56;.28 .38 .48 .60 .59;.40 .42 .50 .60 .68;.27 .43 .56
.68 .73;.35 .51 .61 .72 .60];

prob= input ('Deseja efetuar cálculo 2D (1) ou 3D (2)?\n');

if prob==1

ang= input('Escolha um valor para a declividade da encosta em graus (28, 30, 35, 40, 45,
60)\n');

xd= input('Escolha a posicao x/d do canal a ser usada no calculo (5, 10, 20, 50, 100)\n');

if ang==28
    al=1;
    bl=1;
elseif ang==30
    al=2;

```

```

        bl=2;
    elseif ang==35
        al=3;
        bl=3;
    elseif ang==40
        al=4;
        bl=4;
    elseif ang==45
        al=5;
        bl=5;
    elseif ang==60
        al=6;
        bl=6;
    end

```

```

    if xd==5;
        ac=1;
        bc=1;
    elseif xd==10
        ac=2;
        bc=2;
    elseif xd==20
        ac=3;
        bc=3;
    elseif xd==50
        ac=4;
        bc=4;
    elseif xd==100
        ac=5;
        bc=5;
    end

```

```

H=d*a(al,ac)*M^b(bl,bc);
disp ('O valor de H na posição escolhida é'); disp(H)

```

```
elseif prob==2
```

```

ang= input('Escolha um valor para a declividade da encosta em graus (30, 45, 60)\n');
xd= input('Escolha a posicao x/d do canal a ser usada no calculo (5, 10, 20)\n');
F= input('Para qual valor de Froude deve ser realizado o cálculo: 1.06, 1.51 ou 1.84?\n');

```

```

if ang==30
    al=2;
    bl=2;
    pl=1;
    elseif ang==45
        al=5;
        bl=5;
        pl=2;
    elseif ang==60
        al=6;
        bl=6;
        pl=3;
    end

```

```

    if xd==5
        ac=1;
        bc=1;
        pc=1;
    elseif xd==10

```

```

        ac=2;
        bc=2;
        pc=2;
        elseif xd==20
            ac=3;
            bc=3;
            pc=3;
        end

    if F==1.06
        p= [.43 .23 .13;.32 .22 .15;.26 .23 .20];
    elseif F==1.51
        p= [.40 .27 .18;.67 .48 .32;.50 .34 .24];
    elseif F==1.84
        p= [.53 .38 .29;.77 .50 .33;.67 .50 .36];
    end

    H=p(pl,pc)*d*a(al,ac)*M^b(bl,bc);
    disp ('O valor de H na posição escolhida é'); disp(H)
end

```

I.7. WIEGEL

```

clc
clear
disp ('Programa para estimacao de ondas atraves do WIEGEL')

L= input('Entre com o valor da largura do canal L, em m\n');

d= input('Entre com o valor da profundidade local d, em m\n');

m= input('Entre com o valor da massa do deslizamento, em kg\n');

g= input('Entre com o valor da aceleracao da gravidade g, em m/s^2\n');

h= input('Entre com o valor da altura do deslizamento em relação ao nível da água, em m\n');

row= input('Entre com o valor da massa específica da água, em kg/m^3\n');

Epot= m*g*h;

Ewb=.02*Epot;

H=((Ewb*3*sqrt(3))/(8*row*g*d^1.5*L))^(2/3);
disp ('O valor máximo de H é'); disp(H)

```

I.8. SLINGERLAND e VOIGTH

```

clc
clear
disp ('Programa para estimacao de ondas atraves do método de SLINGERLAND E VOIGTH')

m= input('Entre com o valor da massa do deslizamento, em kg\n');

Vimp= input('Entre com o valor da velocidade de impacto do material, em m/s\n');

d= input('Entre com o valor da profundidade local, em m\n');

```

```
a=-1.25;
```

```
b=0.71;
```

```
Ec= 0.5*m*Vimp^2;
```

```
eta=d*(10^(a+b*log10(Ec)));
```

```
disp ('O valor da amplitude máxima, para uma distância radial r/d=4, é de'); disp(eta)
```

ANEXO II – OUTROS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

II.1. Campo de velocidades

Conforme anunciado no item 5.1, aqui são mostrados os demais Campos de Velocidades dos ensaios realizados para geração de ondas. Para cada lâmina anunciada, foram selecionados dois ensaios.

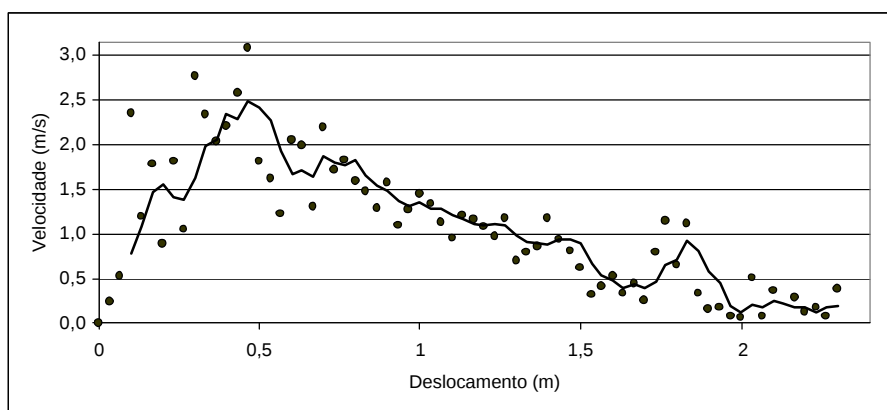


Figura II.1 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 1).

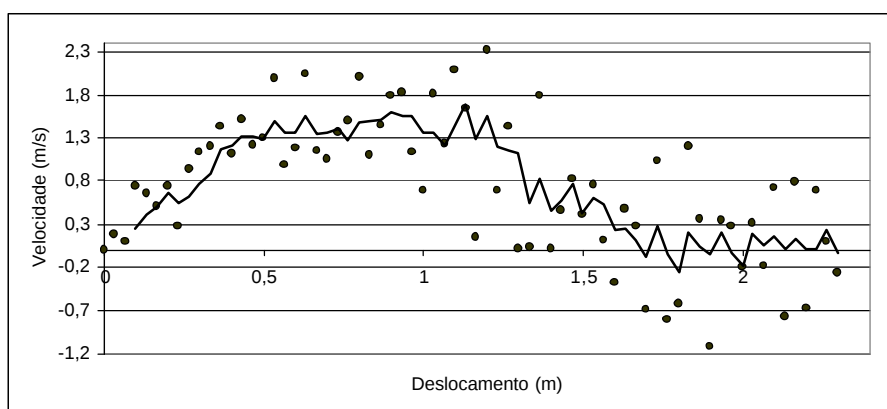


Figura II.2 – Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 1).

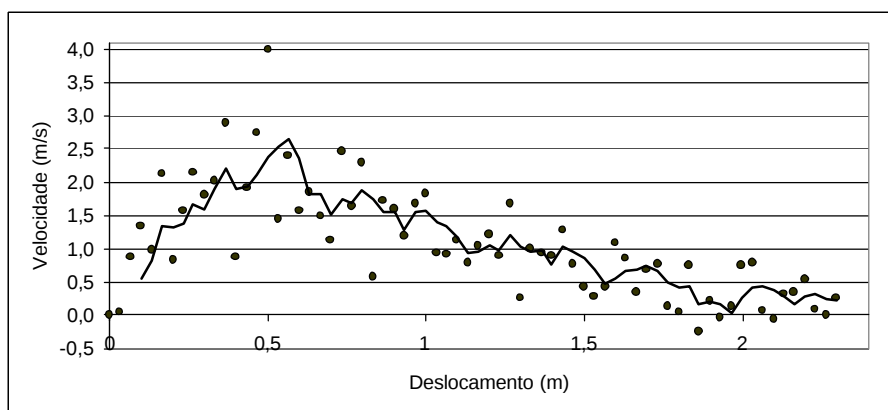


Figura II.3– Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 2).

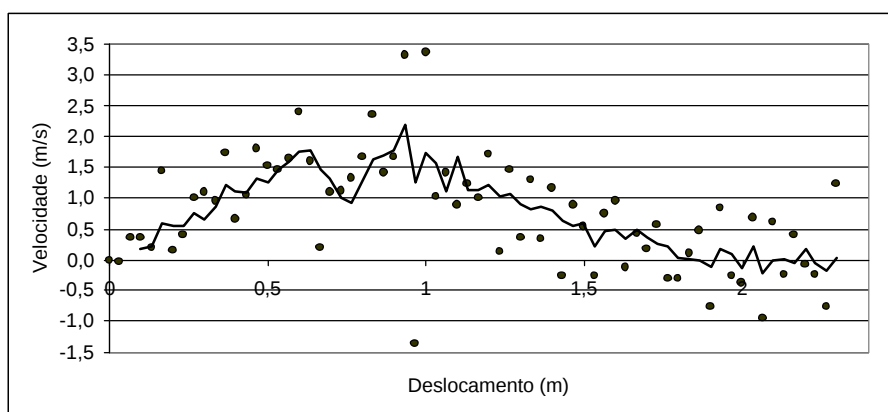


Figura II.4– Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 2).

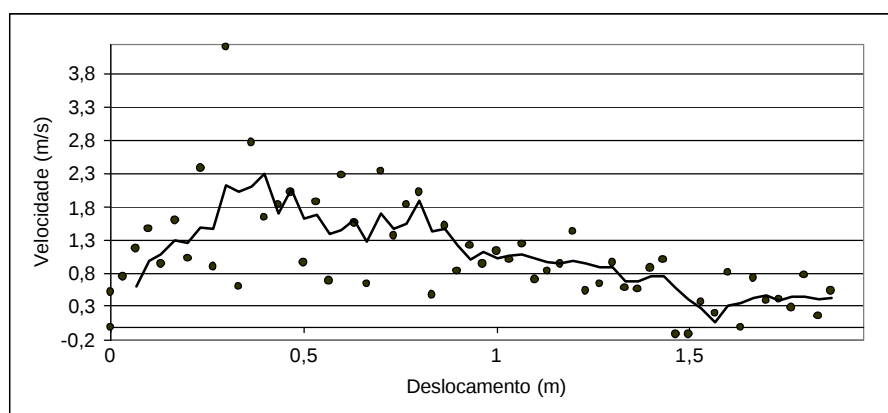


Figura II.5 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 14).

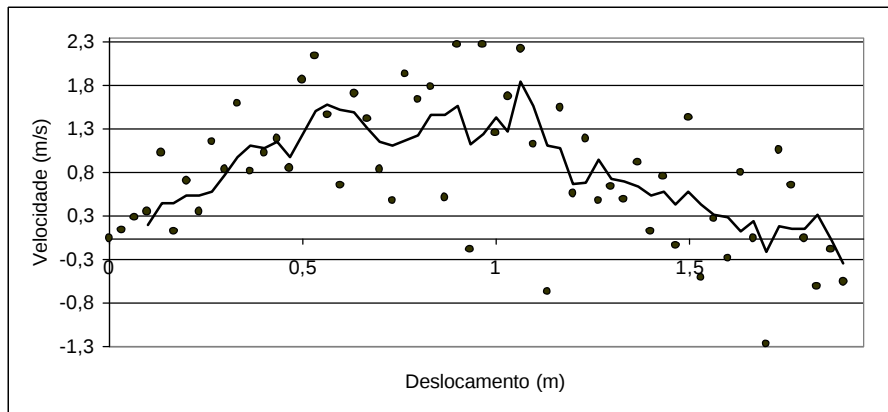


Figura II.6 – Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 14).

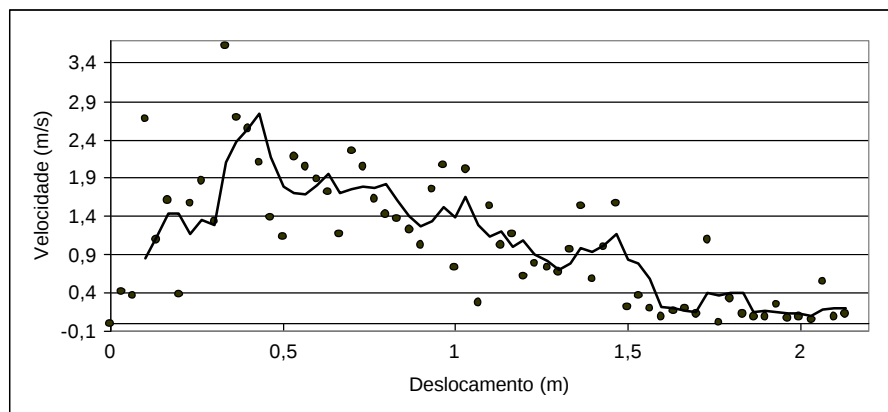


Figura II.7 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 7).

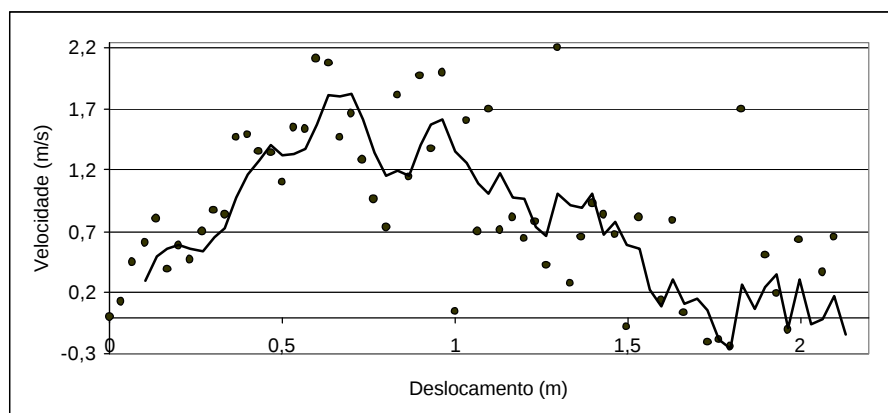


Figura II.8 – Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 7).

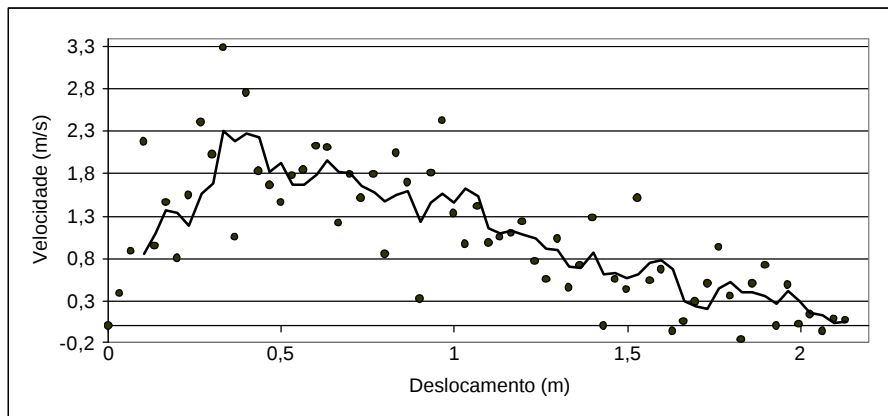


Figura II.9 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 8).

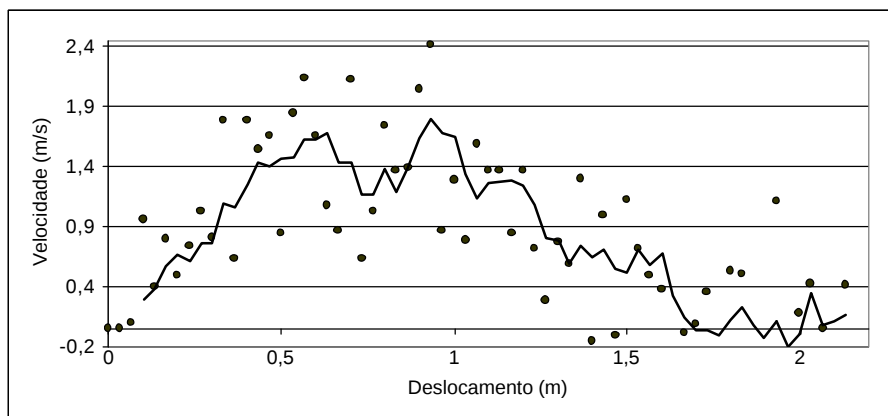


Figura II.10 – Campo de velocidades do centro de massa do deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com esferas de vidro e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 8).

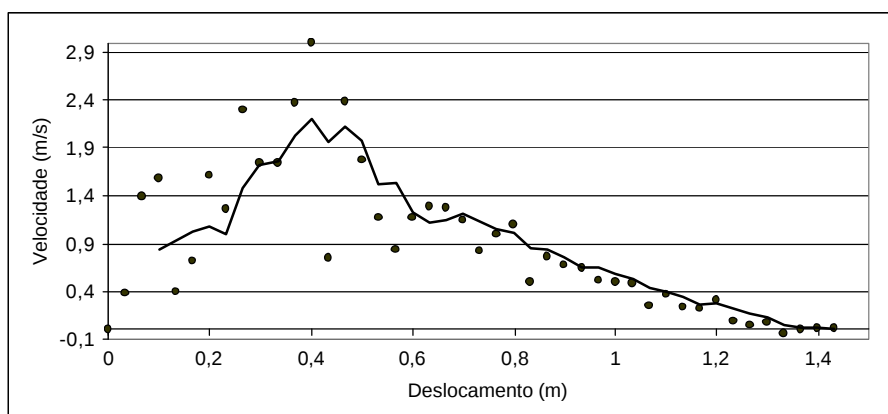


Figura II.11 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 3).

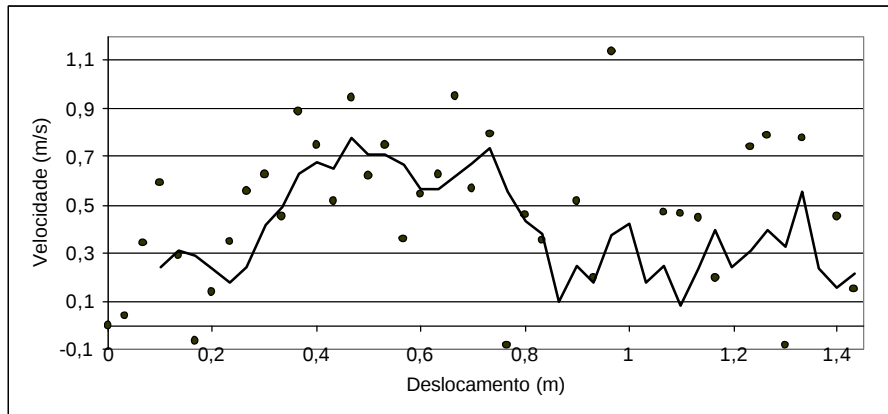


Figura II.12 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 3).

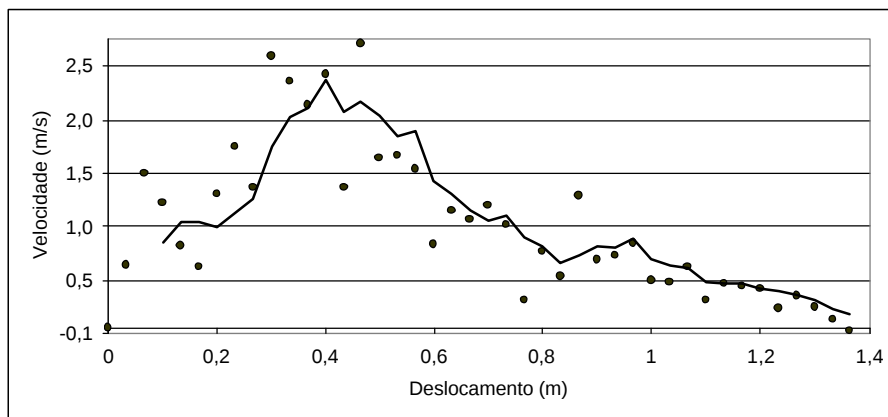


Figura II.13 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 4).

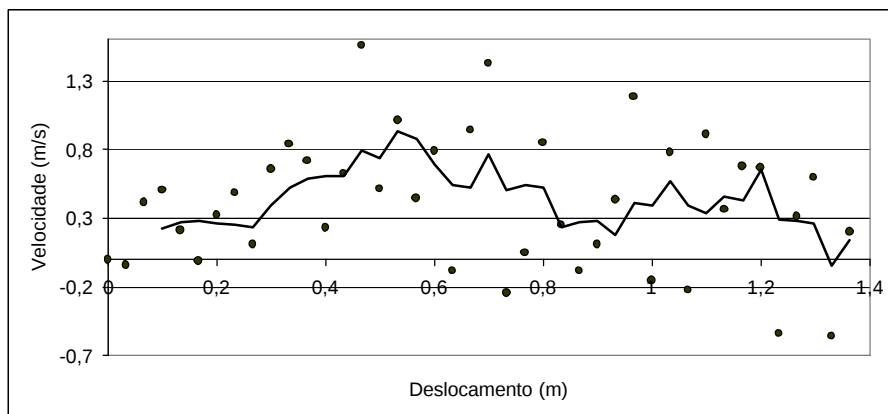


Figura II.14 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 4).

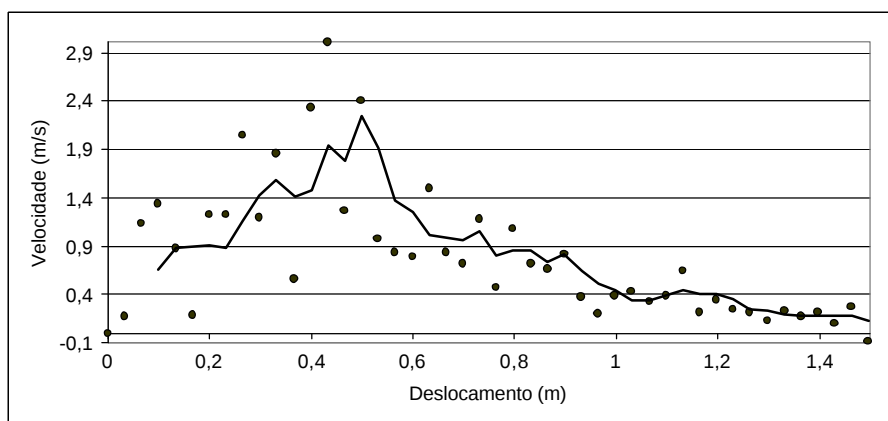


Figura II.15 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água 17,5 cm (ensaio 15).

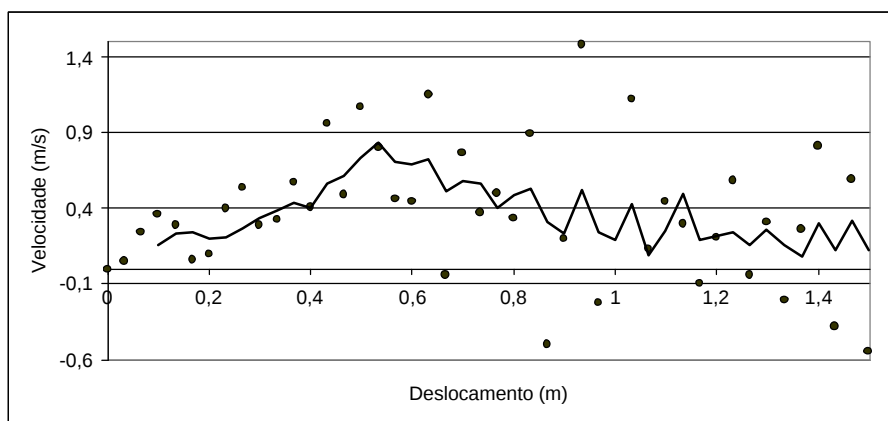


Figura II.16 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 15).

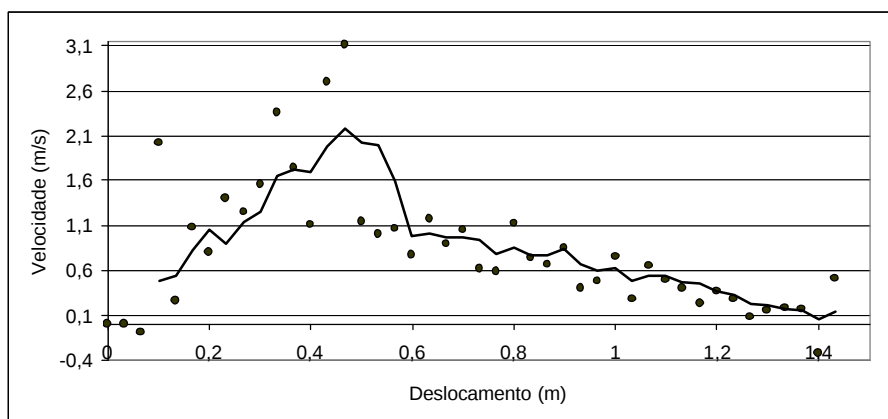


Figura II.17 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água 17,5 cm (ensaio 16).

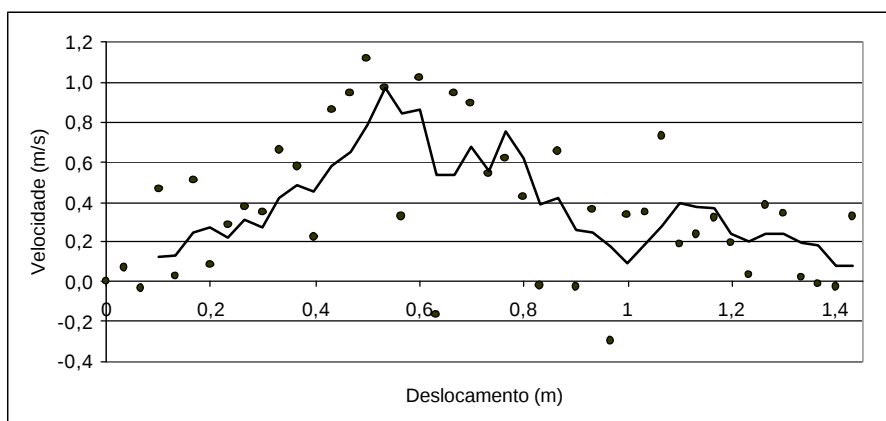


Figura II.18 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 16).

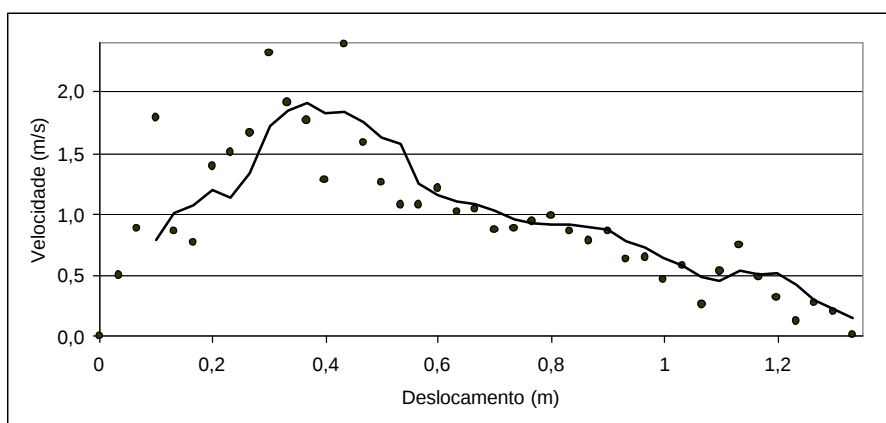


Figura II.19 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água 20 cm (ensaio 9).

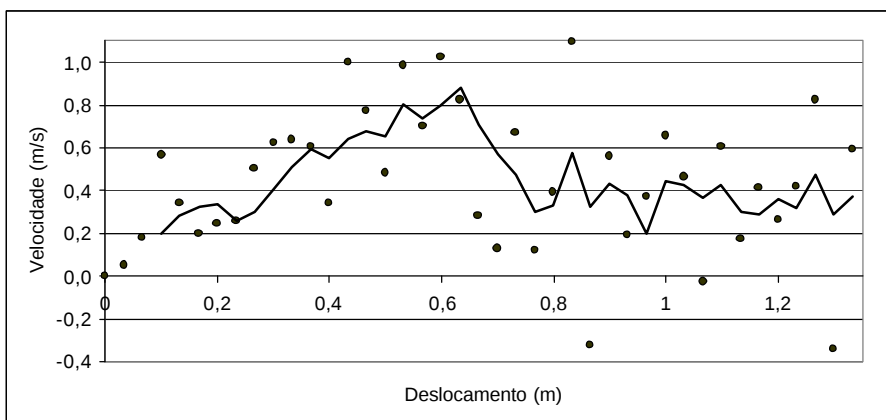


Figura II.20 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 9).

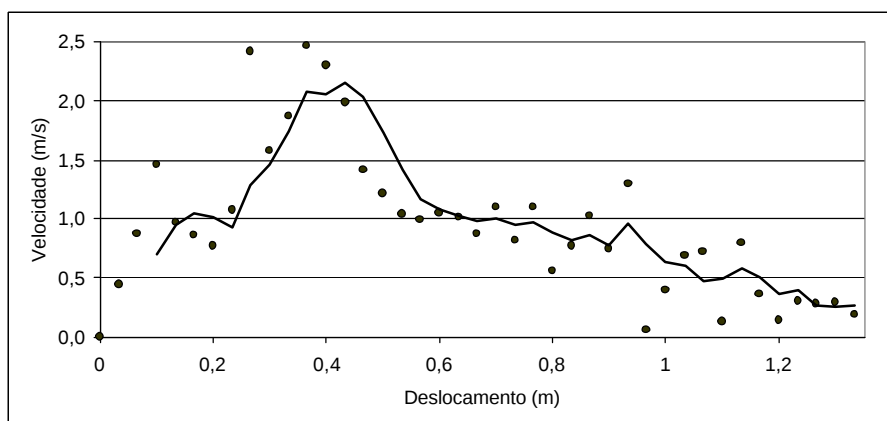


Figura II.21 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 10).

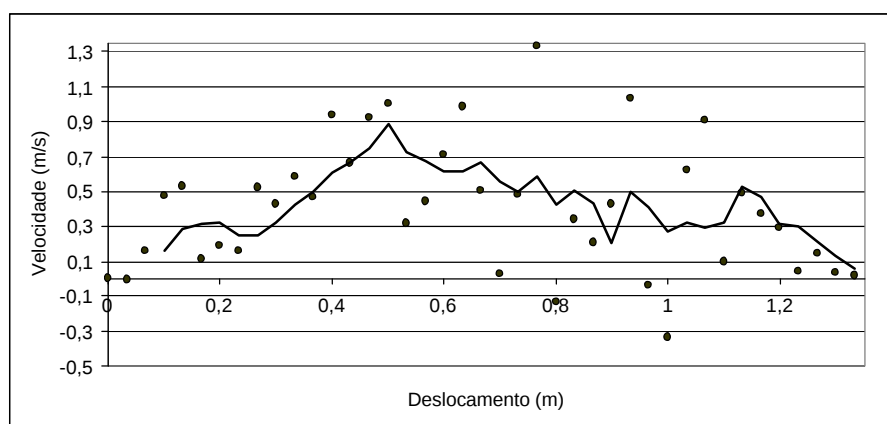


Figura II.22 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 10).

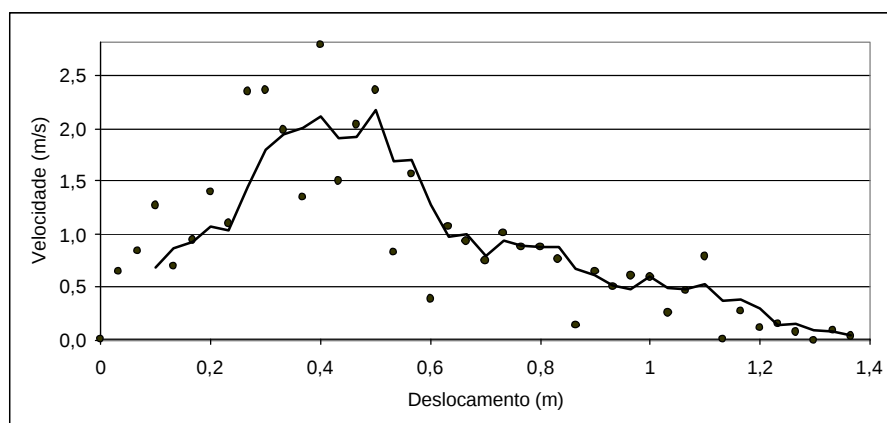


Figura II.23 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 15 cm (ensaio 5).

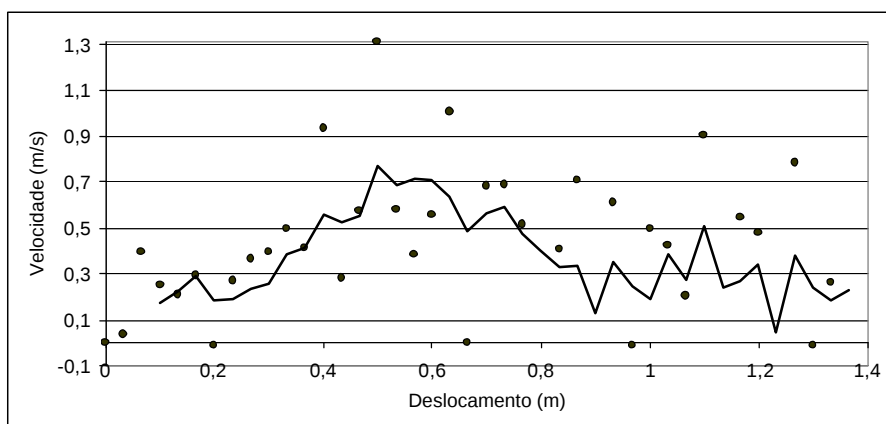


Figura II.24 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 5).

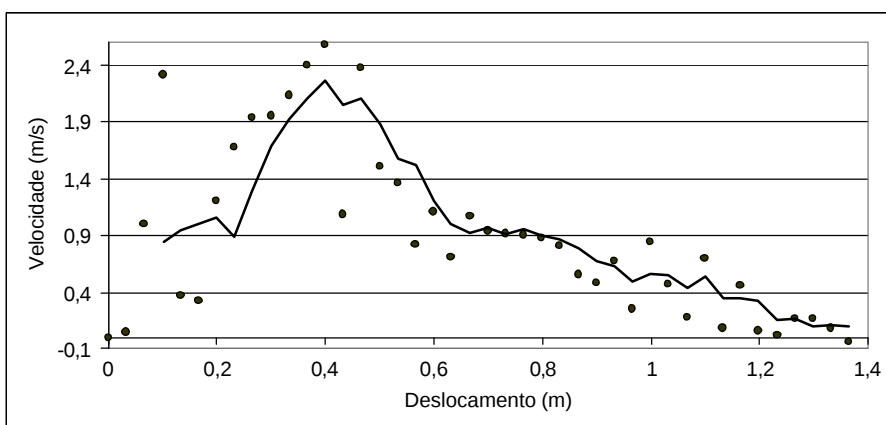


Figura II.25 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 15 cm (ensaio 6).

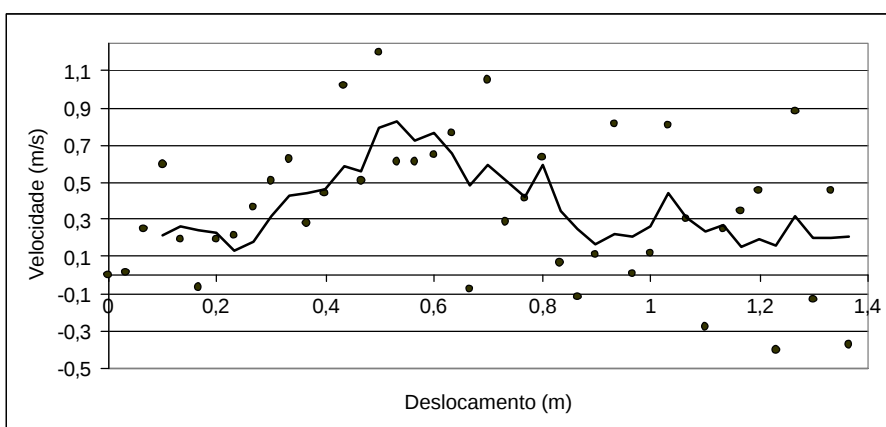


Figura II.26 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 6).

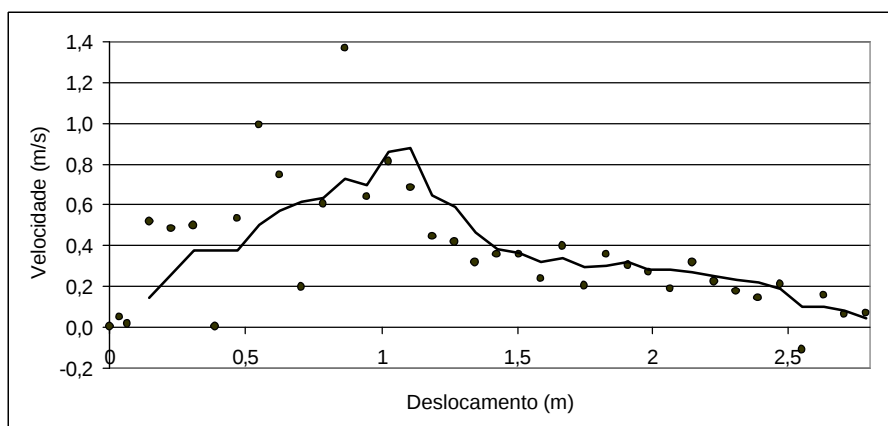


Figura II.27 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 17,5 cm (ensaio 17).

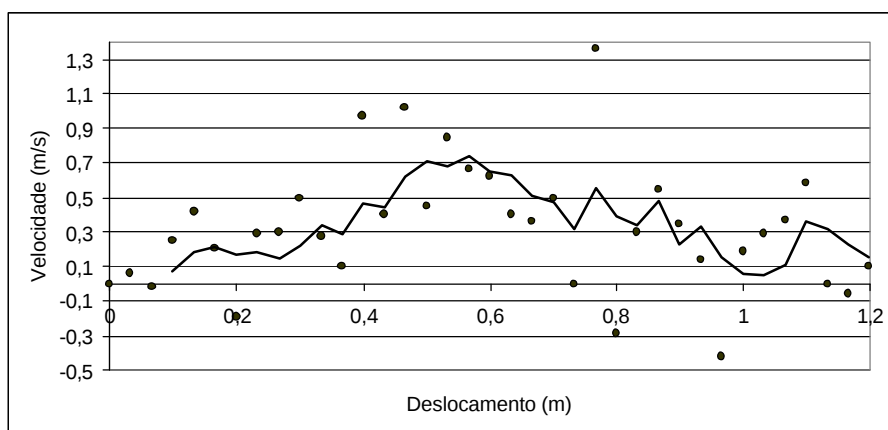


Figura II.28 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 17).

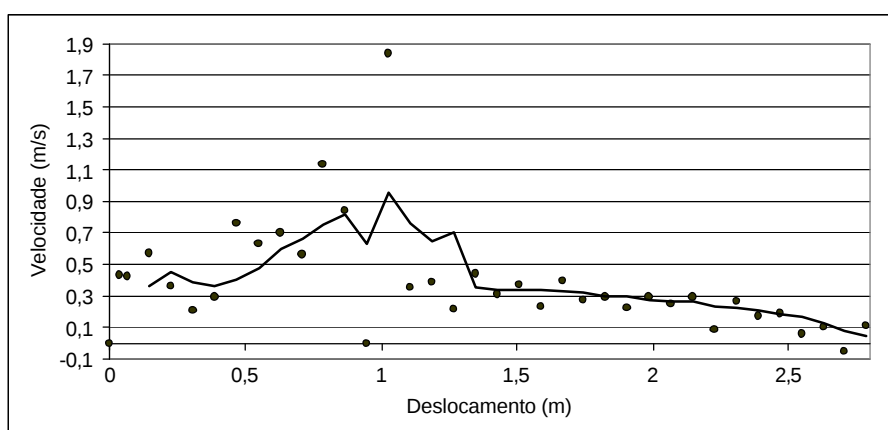


Figura II.29 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 17,5 cm (ensaio 18).

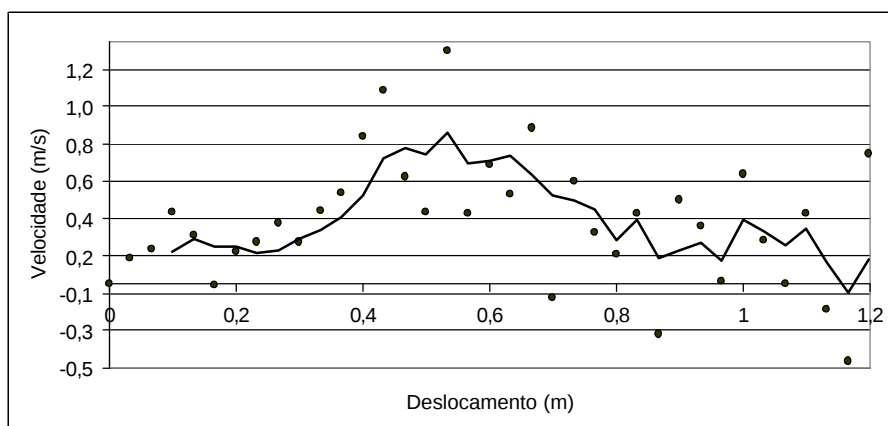


Figura II.30 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 17,5 cm (ensaio 18).

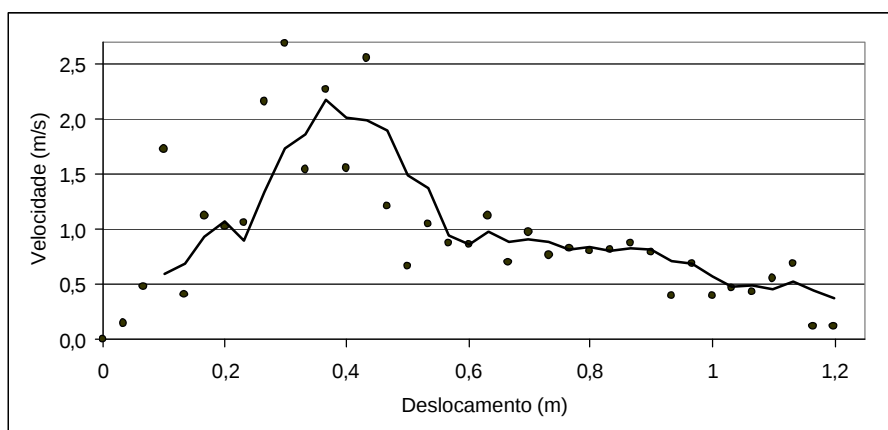


Figura II.31 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 20 cm (ensaio 11).

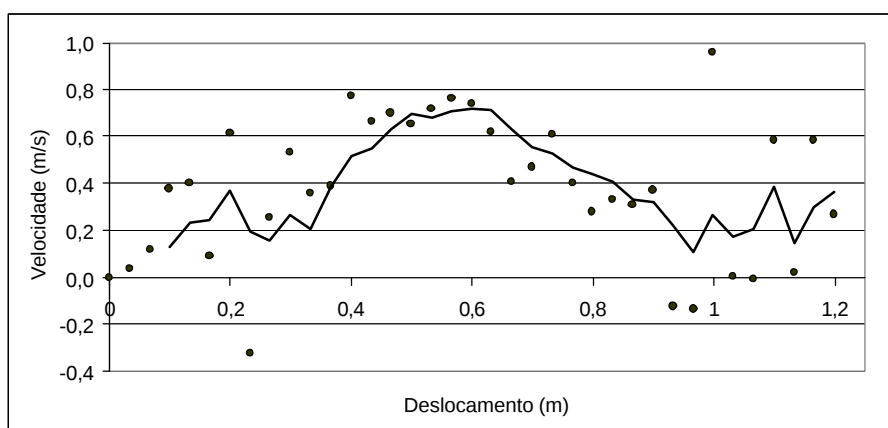


Figura II.32 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 11).

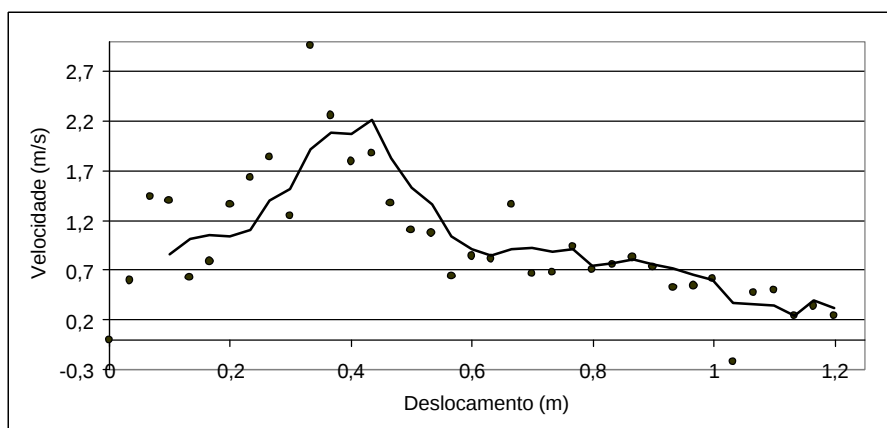


Figura II.33 – Campo de velocidades da frente de deslizamento em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água 20 cm (ensaio 12).

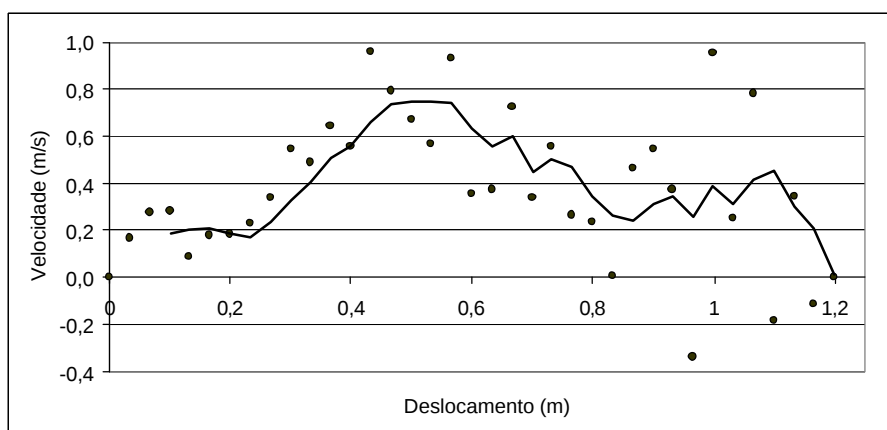


Figura II.34 – Campo de velocidades do centro de massa em função do seu deslocamento para o ensaio realizado com seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 12).

II.2. Geometria do material granular incidente

Conforme anunciado no item 5.2, aqui são evidenciadas as demais geometrias dos materiais granulares utilizados nos ensaios para geração de ondas. Tratam-se dos mesmos ensaios mostrados em II.1, focando, contudo, sobre o deslizamento do material e a evolução de sua geometria ao longo do canal. Foram escolhidos os primeiros ensaios de cada lâmina para obtenção da geometria e

entrada no código numérico.

Quadro II.1 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água 15 cm (ensaio 1).

Velocidade (m/s)	Deslocamento (m)	LB(m)	EP(m)	EP1(m)
2,2102	0,0000	0,0540	0,0253	0,0413
1,2192	0,3429	0,0680	0,0326	0,0439
1,9820	0,4770	0,0780	0,0340	0,0526
1,5886	0,7646	0,1296	0,0508	0,0614
1,5736	0,9343	0,1144	0,0334	0,0510
1,3303	1,0807	0,0851	0,0280	0,0464
1,0781	1,2651	0,0933	0,0479	0,0309
0,8078	1,5122	0,1287	0,0235	0,0277
0,6577	1,6957	0,0488	0,0063	0,0151
0,0000	1,8246	0,0660	0,0069	0,0153

Quadro II.2 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água 20 cm (ensaio 7).

Velocidade (m/s)	Deslocamento (m)	LB(m)	EP(m)	EP1(m)
2,6967	0,0000	0,0763	0,0233	0,0360
1,8802	0,4420	0,1048	0,0526	0,0589
1,6216	0,7348	0,2190	0,0618	0,0802
1,3664	0,8275	0,1399	0,0618	0,0486
1,2162	0,8680	0,1412	0,0615	0,0536
1,0150	1,2144	0,1431	0,0281	0,0416
0,6727	1,3462	0,1549	0,0386	0,0288
0,3604	1,5537	0,0586	0,0119	0,0173
0,1201	1,6301	0,0842	0,0254	0,0214
0,0000	1,6704	0,0615	0,0138	0,0112

Quadro II.3 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 3).

velocidade (m/s)	deslocamento (m)	LB (m)	EP (m)	EP1 (m)
2,3904	0,0000	0,0770	0,0095	0,0240
1,1652	0,1644	0,0683	0,0302	0,0337
1,1411	0,2875	0,0867	0,0405	0,0446
1,0991	0,3847	0,1325	0,0438	0,0407
0,6456	0,4704	0,0976	0,0243	0,0302
0,4865	0,5203	0,0792	0,0116	0,0291
0,3694	0,5410	0,0833	0,0144	0,0311
0,3153	0,5668	0,0710	0,0173	0,0251
0,0751	0,5739	0,0778	0,0160	0,0251
0,0000	0,5743	0,0735	0,0159	0,0231

Quadro II.4 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 15).

Velocidade (m/s)	Deslocamento (m)	LB (m)	EP (m)	EP1 (m)
2,3273	0,0000	0,0676	0,0208	0,0250
1,4925	0,3589	0,0973	0,0117	0,0527
1,1862	0,4502	0,0967	0,0428	0,0399
1,0751	0,5019	0,1087	0,0452	0,0464
0,8198	0,5753	0,0878	0,0427	0,0242
0,4354	0,6219	0,0729	0,0150	0,0270
0,3904	0,6461	0,0959	0,0259	0,0192
0,2402	0,6941	0,0771	0,0338	0,0277
0,1802	0,7193	0,0829	0,0176	0,0211
0,0000	0,7361	0,0513	0,0069	0,0128

Quadro II.5 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 9).

Velocidade (m/s)	Deslocamento (m)	LB (m)	EP (m)	EP1 (m)
2,3934	0,0000	0,0885	0,0200	0,0202
1,0721	0,1303	0,0641	0,0332	0,0442
1,0420	0,2749	0,1061	0,0601	0,0325
0,9399	0,3645	0,0782	0,0441	0,0441
0,7838	0,4520	0,0919	0,0519	0,0365
0,5766	0,5576	0,0924	0,0344	0,0349
0,4865	0,6252	0,0916	0,0248	0,0263
0,3123	0,6356	0,0674	0,0266	0,0168
0,2703	0,6486	0,0650	0,0160	0,0226
0,0000	0,6556	0,0484	0,0088	0,0097

Quadro II.6 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 5).

Velocidade (m/s)	Deslocamento (m)	LB (m)	EP (m)	EP1 (m)
2,0270	0,0000	0,0759	0,0113	0,0286
1,0691	0,2056	0,0664	0,0463	0,0441
0,9940	0,2942	0,0653	0,0475	0,0355
0,8709	0,3522	0,1027	0,0387	0,0409
0,6366	0,4029	0,0728	0,0269	0,0327
0,5916	0,4590	0,0614	0,0254	0,0224
0,4565	0,4825	0,1256	0,0200	0,0253
0,2643	0,5173	0,1147	0,0155	0,0272
0,1441	0,5255	0,0787	0,0138	0,0161
0,0000	0,5307	0,1453	0,0177	0,0101

Quadro II.7 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 17).

Velocidade (m/s)	Deslocamento (m)	LB (m)	EP (m)	EP1 (m)
1,3663	0,0000	0,0607	0,0012	0,0277
0,6838	0,1708	0,0701	0,0026	0,0335
0,4188	0,2397	0,0852	0,0387	0,0377
0,3988	0,3723	0,0796	0,0354	0,0397
0,3588	0,4174	0,0831	0,0430	0,0373
0,3163	0,5032	0,0937	0,0318	0,0335
0,2225	0,5210	0,0705	0,0302	0,0215
0,2075	0,5632	0,0467	0,0182	0,0218
0,1550	0,5667	0,0847	0,0233	0,0176
0,0000	0,5773	0,0699	0,0103	0,0168

Quadro II.8 – Valores da evolução da geometria obtidos do ensaio de deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 11).

Velocidade (m/s)	Deslocamento (m)	LB (m)	EP (m)	EP1 (m)
2,5556	0,0000	0,1437	0,0049	0,0354
1,2132	0,0404	0,0271	0,0141	0,0217
1,0511	0,0977	0,0759	0,0248	0,0449
0,9700	0,2486	0,1147	0,0355	0,0599
0,8288	0,3017	0,0990	0,0355	0,0415
0,7868	0,4107	0,0492	0,0314	0,0312
0,6877	0,4467	0,0723	0,0160	0,0275
0,4655	0,4754	0,0938	0,0196	0,0400
0,1231	0,5353	0,0860	0,0132	0,0257
0,0000	0,5393	0,0566	0,0165	0,0128

II.3. Confrontação de Resultados

Conforme anunciado no Capítulo 8, aqui são evidenciadas as demais confrontações de resultados para as lâminas d'água obtidas nos ensaios de geração de ondas.

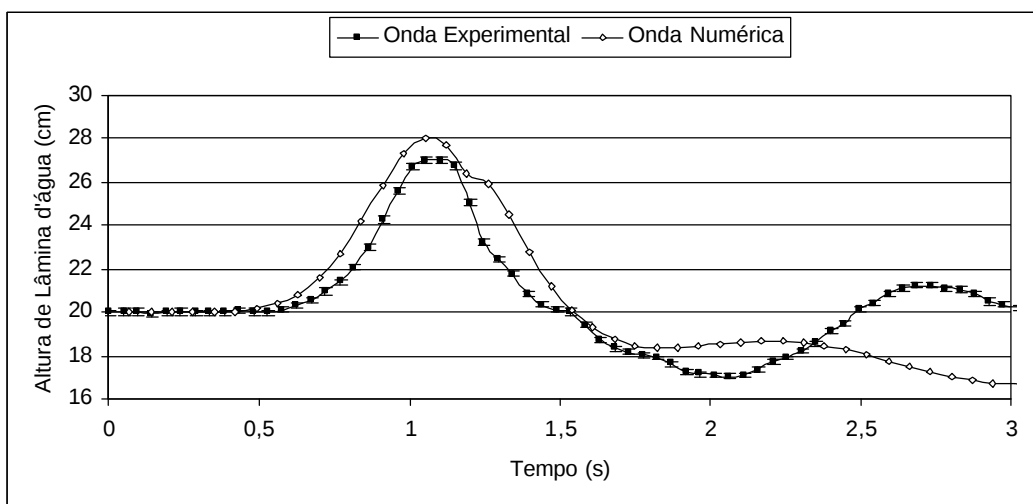


Figura II.35 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 7).

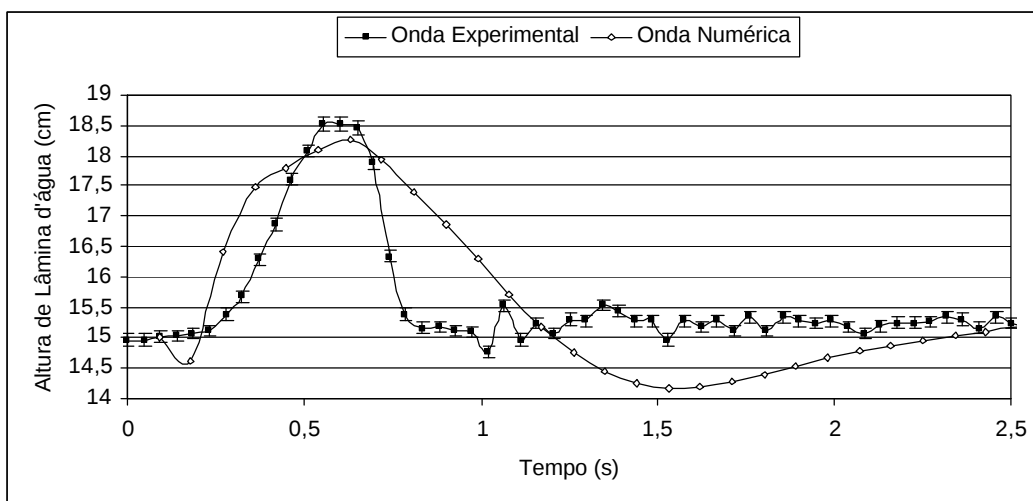


Figura II.36 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 3).

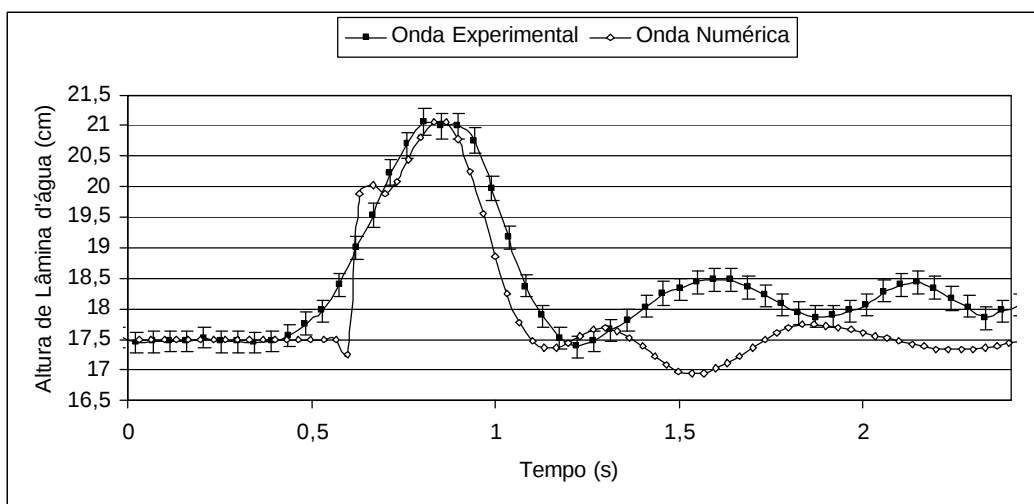


Figura II.37 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 15).

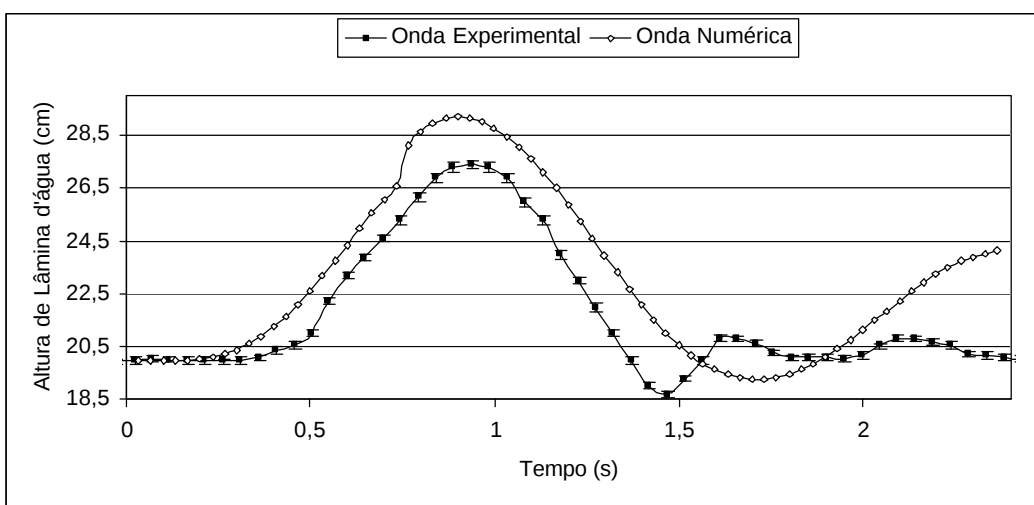


Figura II.38 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 1 ($12,5 < d < 19$ mm) e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 9).

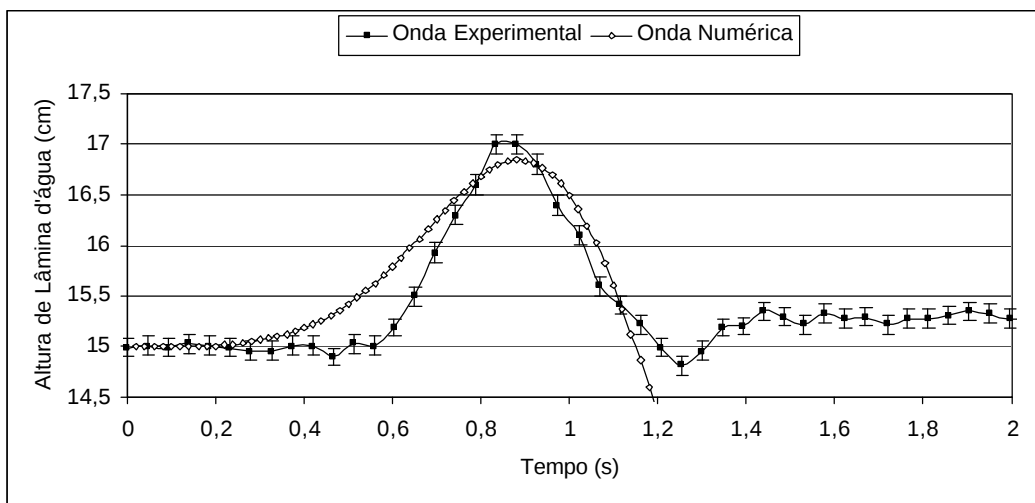


Figura II.39 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 5).

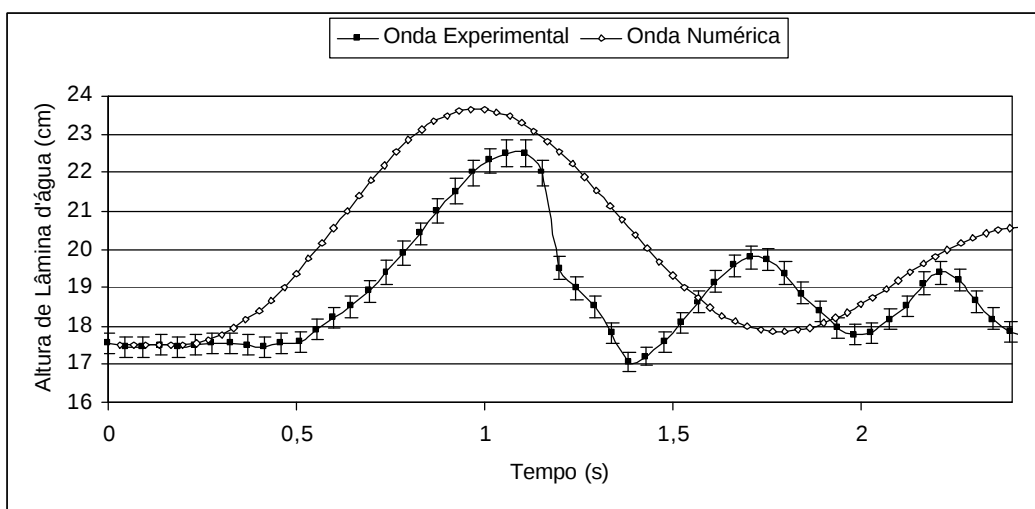


Figura II.40 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 17).

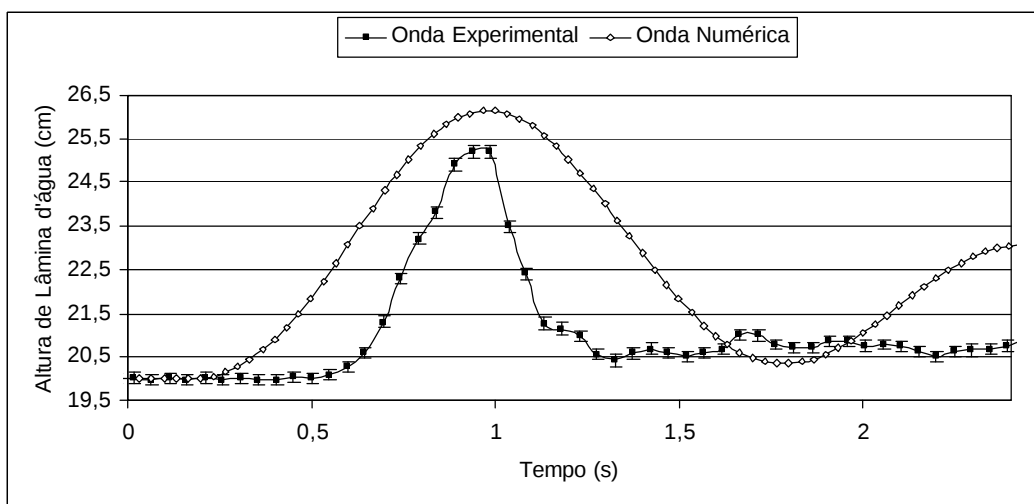


Figura II.41 – Gráfico com os valores de lâmina d'água em função do tempo, medidos por Sonda Capacitiva (experimental) e calculados com Modelagem Matemática (numérica) para o deslizamento de seixo rolado tipo 2 ($9,5 < d < 12,5$ mm) e lâmina d'água no repouso de 20 cm (ensaio 11).

II.4. Transferência de Energia

Conforme anunciado no Capítulo 9, aqui são mostrados os demais cálculos de transferência de energia para os ensaios com esferas de vidro, realizados através das formulações de Boussinesq (8.1.1) e Serre (8.1.2) apresentadas no mesmo Capítulo.

Quadro II.9 – Cálculos realizados com os dados do ensaio realizado com deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água de 15 cm (ensaio 1).

Variável	Valor
Energia cinética do deslizamento no impacto(Equação 65)	62,00 J
Energia da Onda dada pela formulação de Boussinesq (Equação 73)	7,16 J (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva – experimental)
Energia da Onda dada pela formulação de Boussinesq (Equação 73)	7,50 J (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Energia potencial da Onda dada pela formulação de Serre (Equação 76)	4,53 J (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva – experimental)
Energia potencial da Onda dada pela formulação de Serre (Equação 76)	4,78 J (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Energia cinética da Onda dada pela formulação de Serre (Equação 77)	4,94 J (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva – experimental)
Energia cinética da Onda dada pela formulação de Serre (Equação 77)	5,22 J (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)

Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Boussinesq	11,55 % (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva - experimental)
Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Boussinesq	12,10 % (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Serre	15,28 % (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva - experimental)
Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Serre	16,12 % (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Número de Froude $\left(\frac{V_{imp}}{\sqrt{gd}} \right)$	2,12 (adimensional)

Quadro II.10 – Cálculos realizados com os dados do ensaio realizado com deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água de 20 cm (ensaio 7).

Variável	Valor
Energia cinética do deslizamento no impacto(Equação 65)	60,56 J
Energia da Onda dada pela formulação de Boussinesq (Equação 73)	7,56 J (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva - experimental)
Energia da Onda dada pela formulação de Boussinesq (Equação 73)	11,18 J (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Energia potencial da Onda dada pela formulação de Serre (Equação 76)	4,40 J (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva - experimental)
Energia potencial da Onda dada pela formulação de Serre (Equação 76)	6,75 J (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)

Energia cinética da Onda dada pela formulação de Serre (Equação 77)	4,65 J (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva - experimental)
Energia cinética da Onda dada pela formulação de Serre (Equação 77)	7,24 J (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Boussinesq	12,49 % (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva - experimental)
Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Boussinesq	18,46 % (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Serre	14,94 % (valor calculado com a máxima amplitude medida através de sonda capacitiva - experimental)
Coeficiente de Transferência de Energia (Equação 64) para a formulação de Serre	23,09 % (valor calculado com a máxima amplitude calculada com o modelo numérico)
Número de Froude $\left(\frac{V_{imp}}{\sqrt{gd}} \right)$	1,82 (adimensional)

II.5. Determinação da altura de onda solitária a partir de velocidade orbital

Conforme anunciado no Capítulo 10, aqui são mostrados os demais cálculos realizados para validação da equação de velocidades de partículas de Boussinesq a partir dos ensaios com esferas de vidro.

Quadro II.11 – Valores calculados para o caso de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 13 cm (ensaio 21).

Variável	Valor
u	0,5383 m/s (medido experimentalmente através de Sonda ADV)
d	0,13 m
g	9,81 m/s ²
z	0,1192 (valor fornecido pela Sonda ADV)
c	1,393 m/s
M	0,9823
N	0,6266
A calculada	0,06767 m
A real	0,09879 m

Quadro II.12 – Valores calculados para o caso de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 15 cm (ensaio 22).

Variável	Valor
u	0,5048 m/s (medido experimentalmente através de Sonda ADV)
d	0,15 m
g	9,81 m/s ²
z	0,1392 (valor fornecido pela Sonda ADV)
c	1,466 m/s
M	0,9143
N	0,5768
A calculada	0,06901 m
A real	0,09177 m

Quadro II.13 – Valores calculados para o caso de deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 17 cm (ensaio 19).

Variável	Valor
u	0,4788 m/s (medido experimentalmente através de Sonda ADV)
d	0,17 m
g	9,81 m/s ²
z	0,1011 (valor fornecido pela Sonda ADV)
c	1,557 m/s
M	0,9082
N	0,5713
A calculada	0,07712 m
A real	0,08877 m

ANEXO III –MÉTODO SEMI-IMPLÍCITO DE MOVIMENTO DE PARTÍCULAS

Um método 2D totalmente lagrangeano de cálculo vem sendo utilizado pela Equipe de Pesquisa para simulação de escoamentos de fluidos incompressíveis.

O *Moving Particle Semi-implicit Method* foi criado na Universidade de Tóquio, no Japão pelo pesquisador KOSHIZUKA que, por sua vez, distribui livremente um código de cálculo básico que pode ser adequado a casos de interesse.

As equações governantes deste método são a conservação da massa, quantidade de movimento e energia, escritas na forma:

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \vec{u}_k) = \Gamma_k \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{D \vec{u}_k}{Dt} = -\frac{1}{\rho_k} \nabla P + \nu_k \nabla^2 \vec{u}_k + \vec{F} \quad (\text{III.2})$$

$$\rho_k C p_k \frac{DT_k}{Dt} = \lambda_k \nabla^2 T_k - q_{ki} \quad (\text{III.3})$$

Onde:

k indica a fase: l: líquido; g: gasoso; m: *melt*, em inglês, pastoso ou derretido;

i : interface entre líquido e gás;

Γ_k : transferência de massa para a fase k .

No método MPS um fluido é representado por partículas móveis. A convecção é calculada pelo movimento destas partículas. Contudo a difusão numérica, um grande problema nos métodos de diferenças

finitas, não é tratada neste método.

VASCO, J. R. G., doutorando na Escola Politécnica Naval da Universidade de São Paulo-USP, e membro da equipe de trabalho de ondas gravitacionais da UNESP – Ilha solteira, adaptou o código básico às condições do canal do Laboratório de Hidráulica e Hidrometria da UNESP– Ilha Solteira. A partir dessa pré-adaptação foram realizados testes de validação para os ensaios 3, 5 e 13 realizados neste Estudo. A Figura 106 ilustra um exemplo de simulação realizado com o MPS.

Para obtenção da lâmina d'água nas simulações, na mesma posição em que a sonda capacitiva se encontrava em cada ensaio experimental, foi utilizado procedimento similar ao item 4.3.1 deste Estudo.

De posse dos valores de lâmina d'água (aproximados) obtidos das simulações numéricas, compararam-lhes com os valores obtidos através das sondas capacitivas, como evidencia o Quadro III.1.

Quadro III.1 – Valores de lâmina d'água obtidos para alguns ensaios.

Ensaio	Distância do ponto de impacto	Valor experimental	Valor numérico obtido no MPS	Desvio Relativo
3	0,70 m	18,53 cm $\pm$ 0,6%	25,08 cm	26,0%
5	0,66 m	17,00 cm $\pm$ 1,0%	22,83 cm	25,5 %
13	1,65 m	25,26 cm $\pm$ 1,5%	25,16 cm	0,4 %

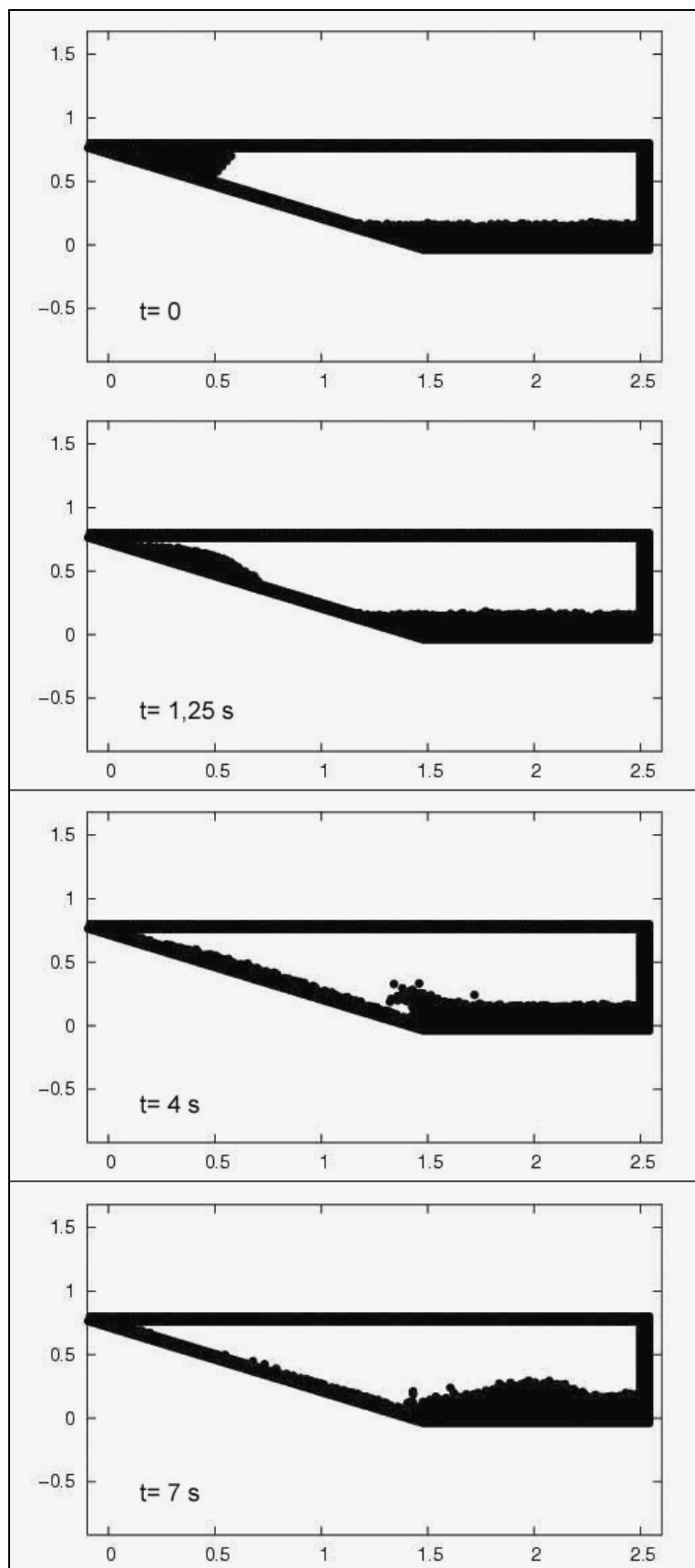


Figura III.1 – Seqüência de simulação realizada no MPS para o deslizamento de esferas de vidro e lâmina d'água no repouso de 17,5 cm (ensaio 13).