



Universidade Federal do Oeste do Pará
Instituto de Engenharia e Geociências
Programa de Ciência e Tecnologia

Erick Oliveira do Nascimento

**Estudo numérico do escoamento bifásico líquido – sedimento
empregando o método *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH)**

Santarém

2017

Erick Oliveira do Nascimento

Estudo numérico do escoamento bifásico líquido – sedimento empregando o método *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH)

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao curso de Bacharelado Interdisciplinar em Ciência e Tecnologia, do Programa de Ciência e Tecnologia, da Universidade Federal do Oeste do Pará, como requisito parcial para a obtenção do título de Bacharel.

Orientador: Prof. Dr. Josecley Fialho Góes

Santarém

2017

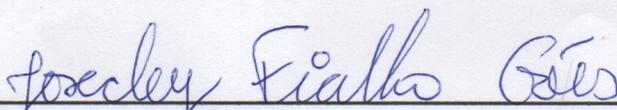
Erick Oliveira do Nascimento

Estudo numérico do escoamento bifásico líquido – sedimento empregando o método *Smoothed Particle Hydrodynamics* (SPH)

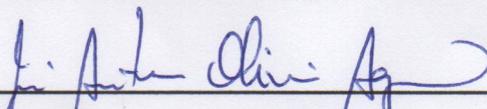
Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao curso de Bacharelado Interdisciplinar em Ciência e Tecnologia, do Programa de Ciência e Tecnologia, da Universidade Federal do Oeste do Pará, como requisito parcial para a obtenção do título de Bacharel.

Aprovado em 20 de junho de 2017.

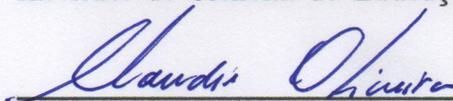
Banca Examinadora:



Prof. Dr. Josecley Fialho Góes (Orientador)
Programa de Ciência e Tecnologia – UFOPA



Prof. Dr. José Antonio de Oliveira Aquino
Instituto de Ciências da Educação - UFOPA



Prof. Dr. Claudir Oliveira
Instituto de Ciências da Educação - UFOPA

Ficha catalográfica elaborada pelo Setor de Processamento Técnico da Divisão de Biblioteca da UFOPA –
Catalogação na Fonte. Biblioteca Unidade Tapajós.

532.51 Nascimento, Erick Oliveira do
N17 Estudo numérico do escoamento bifásico líquido sedimento empregando o método
Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) / Erick Oliveira do Nascimento. -- 2017.
36 f.

Trabalho de Conclusão de Curso (graduação) – Programa de Ciência e Tecnologia,
Universidade Federal do Oeste do Pará, Santarém, 2017.

Orientador: Prof. Dr. Josecley Fialho Góes.

1. Escoamento bifásico. 2. DualSPHysics . 3. Smoothed Particle Hydrodynamics. I. Góes,
Josecley, orient. II. Título.

CDD. 23. ed.:

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho a minha eterna e amada mãe (In memoriam), por toda dedicação e esforço para que eu chegasse até aqui.

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar agradeço a Deus pelo dom da vida e por ter me proporcionado chegar até aqui. A minha família por todo apoio, dedicação, carinho e paciência que desta forma acabaram contribuindo diretamente para que eu pudesse ter um caminho mais fácil na vida acadêmica.

Agradeço ainda aos laboratórios de Inteligência Computacional e o MediaLab por permitir a realização das simulações utilizando suas máquinas.

Agradeço a Ana Paula, Elcilane Araújo e Ellen Mayara, por todo apoio para me ajudar a finalizar este passo da minha vida acadêmica.

Agradeço o meu orientador professor Dr. Josecley Fialho, por toda a disposição em transmitir seus conhecimentos, sua atenção, compreensão e boa vontade.

A instituição brasileira CAPES pela concessão da bolsa de pesquisa por intermédio do projeto Pró-Amazônia.

Em tudo dai graças, porque esta é a vontade de Deus em Cristo Jesus para convosco.

Bíblia Sagrada. I Tessalonicenses 5:18

RESUMO

O presente trabalho apresenta o método numérico lagrangiano Smoothed Particles Hydrodynamics (SPH) cuja característica é ser livre de malhas em sua discretização. Nas últimas décadas tem atraído a atenção devido sua singularidade. Quando comparado a outros métodos convencionais na área da dinâmica dos fluidos computacional, a abordagem SPH demonstra vantagens em problemas multifásicos e no transporte de matéria, devido a sua facilidade em tratar as fronteiras complexas e sua modelagem física relativamente simples. O código numérico multifásico e bidimensional do DualSPHysics desenvolvido neste trabalho foi testado e comparado com o modelo experimental de um canal em que ocorre o deslizamento de esferas de vidro sobre uma lâmina d'água, com o intuito de replicar de forma simplista o fenômeno da erosão fluvial que ocorre recorrentemente na região amazônica e ocasionam prejuízos aos ribeirinhos devido à grande quantidade de energia que as ondas geradas possuem, ocasionadas pelo impacto do sedimento com o leito do rio e à falta de planos de contenção e tomadas de decisões. Foi possível observar que através do uso do código numérico DualSPHysics, usando uma Unidade de Processamento Gráfico, para o processamento paralelo, consegue-se simular, numericamente, a onda gerada pela colisão do sedimento com o fluido, quando comparado com um modelo experimental.

Palavras-chave: GPU/CUDA. Escoamento Bifásico. *Smoothed Particle Hydrodynamics*.

DualSPHysics

ABSTRACT

The present work clarifies the lagrangian numerical method Smoothed Particles Hydrodynamics (SPH) that doesn't have meshes in it's discretization and in the last decades has attracted the attention. When compared to other conventional methods in the field of computational fluid dynamics (CFD), the SPH approach demonstrates advantages in multiphase problems and matter transport due to it's ease in dealing with complex boundaries and their relatively simple physical modeling. The multi-phase and two-dimensional numerical code of DualSPHysics was tested and compared with the experimental model of a canal in which the sliding of glass spheres occurs on a water slide, in order to replicate in a simplistic way the phenomenon of fluvial erosion that occurs recurrently in the Amazon region that end up generating havoc for the riverside due to the large amount of energy that the generated waves have due to the impact of the sediment with the river bed and the lack of containment plans and decision making. It was possible to observe that through the use of a Graphical Processing Unit (GPU) it is possible to simulate numerically the wave generated by the collision of the experimental model. Keywords: GPU/CUDA. biphasic flow. Smoothed Particle Hydrodynamics. DualSPHysics..

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 -	Simulação x experimental em $t = 0s$	27
Figura 2 -	Simulação x experimental em $t = 0,33s$	28
Figura 3 -	Simulação x experimental em $t = 0,53s$	28
Figura 4 -	Simulação x experimental em $t = 0,8s$	28
Figura 5 -	Simulação x experimental em $t = 1,1s$	29
Figura 6 -	Simulação x experimental em $t = 1,4s$	29
Figura 7 -	Simulação x experimental em $t = 1,76s$	30
Figura 8 -	Simulação x experimental em $t = 1,93s$	30

SUMÁRIO

	INTRODUÇÃO	10
1	FORMALISMO SPH E O ASPECTO NUMÉRICO	14
1.1	Formulação newtoniana e não newtoniana	15
1.1.1	<u>Modelo das equações de Navier-Stokes</u>	16
1.1.2	<u>Equação de Estado</u>	17
1.1.3	<u>Formulação viscosa Newtoniano para a fase líquida</u>	18
1.1.4	<u>Formulação viscosa para o sedimento</u>	19
1.1.5	<u>Pressão efetiva do sedimento e da água no poro</u>	20
1.1.6	<u>Modelagem Constitutiva</u>	21
1.1.7	<u>Tempo de integração</u>	22
1.1.8	<u>Condições de Contorno</u>	23
1.1.9	<u>δ-SPH</u>	23
1.1.10	<u>Deslocamento de partículas</u>	24
2	RESULTADOS	26
2.1	Descrição do problema e resultados	26
3	CONCLUSÃO	31
	REFERÊNCIAS	32

INTRODUÇÃO

Os escoamentos bifásicos apresentam deformações altamente não-lineares e é comum o surgimento de superfícies livres em problemas hidrodinâmicos aplicados em diversas áreas do conhecimento científico e tecnológico. Como exemplo de escoamento bifásico pode-se destacar os problemas da interação entre fluido e sedimento, tais como na quebra de barragens, erosão hídrica, deslocamento de massa, tais como deslizamento de encostas que é um fenômeno comum nas margens do rio Amazonas e seus afluentes, conhecido como terras caídas. Os sedimentos são partículas sólidas que através de um processo físico ou químico desprendem-se das rochas e, que, ao interagirem com agentes dinâmicos externos transportam-se ou depositam-se (MARCELINO, 2009).

O rompimento de uma camada de sedimento é um dos problemas mais tradicionais e um problema contínuo do mundo real e suas consequências vão desde o assoreamento de um rio, inundações e destruições de vila e cidades. No Brasil, destacam-se o rompimento da barragem de detritos, na cidade de Mariana, no estado de Minas Gerais, em 5 de novembro de 2015; o deslizamento de encostas na cidade de Nova Friburgo, no Rio de Janeiro, em 11 de janeiro de 2011. O impacto destes blocos de sedimentos depende da interação com o ambiente onde o escoamento ocorre. Caso um deslizamento de sedimento atinja o leito de reservatórios ou rios, este pode gerar ondas, aumentando o seu poder destrutivo, como por exemplo, o deslizamento de massa das encostas do Morro dos Cabritos para dentro do reservatório de Furnas, em Minas Gerais, que provocou ondas capazes de romper cabos de 0,5 polegadas (JORGE, 1984 apud VASCO et al., 2011).

O fenômeno conhecida com “terras caídas” afeta diretamente as comunidades ribeirinhas na região amazônica, seja na forma social ou econômica. Os problemas relacionados com a sedimentação ocorrem desde o aparecimento de novas praias (ou desaparecimento) até em desastres ambientais causados pela erosão fluvial. O estudo deste fenômeno fornece um aporte para o seu entendimento e suas consequências. Fonseca et al. (2014) fizeram um estudo sobre o processo de erosão hídrica na comunidade de Fátima de Urucurituba, no município de Santarém, que sofre com este fenômeno, alterando o transporte fluvial devido a deposição de sedimentos no canal em que foi observado que em uma década a área da barra fluvial em que a comunidade está assentada a comunidade poderá desaparecer. O transporte desses sedimentos enquadra todo o processo da erosão até a deposição do sedimento (MARCELINO, 2009).

Segundo (MARCELINO, 2009 apud CARVALHO, 1994), nos estudos dos sedimentos pela sedimentologia deve-se considerar os processos hidroclimáticos, por exemplo, o escoamento bifásico envolvendo água – sedimento. Ainda segundo o autor, esta área tem aplicações na navegação, morfologia fluvial, obras hidráulicas, avaliação de assoreamento,

que são problemas comuns na região amazônica.

O estudo do transporte de sedimentos é importante para avaliar alguns fenômenos causados pela erosão hídrica e para subsidiar na tomada de decisões em termos de prevenção, principalmente quanto a geração de ondas e seus impactos. Embora o fenômeno conhecido como terras caídas gere menos impactos nacionais ou internacionais, quando comparados com os deslizamentos mencionados anteriormente, é importante para a região, uma vez que depende de vários processos interdependentes, como a composição do material das margens, a pressão hidrostática, desmatamento das margens e a navegação de barcos e navios (CARVALHO, 2009).

Os problemas de escoamentos bifásicos envolvendo água-sedimento descrevem as características de fluidos newtoniano e não newtoniano. Devido as características complexas não lineares não apresenta soluções analíticas, sendo então resolvidos mediante o emprego de métodos numéricos que empregam malhas Euleriana (para os métodos de diferenças finitas e volumes finitos) ou Lagrangiana (método dos elementos finitos), a fim de que as equações de balanço possam ser discretizadas e a solução numérica seja obtida (GÓES, 2011).

As formulações Euleriano e Lagrangiano apresentam dificuldades para capturar a deformação extremamente não linear do escoamento bifásico, a fragmentação da interface e a superfície livre que carrega as partículas de sedimento pela fase do fluido. Para este tipo de problema foi utilizada uma modelo alternativo sem a necessidade de uma malha computacional, proposto por Lucy (1977), para a simulação do surgimento e explosão de estrelas, denominado *Smoothed Particles Hydrodynamics* (SPH). Trata-se de um método Lagrangiano, sem malha, configurando um excelente modelo para a resolução de diversos problemas de escoamento de fluidos newtoniano, envolvendo superfícies livres (GOMEZ-GESTEIRA et al., 2010), simulação de inundações (VACONDIO et al., 2011), fluxo costeiros (DALRYMPLE; ROGERS, 2006) e para problemas geotécnicos (BUI; SAKO; FUKAGAWA, 2007).

Na área da engenharia, existe uma infinidade de problemas envolvendo escoamentos bifásicos de fluidos não-newtoniano. Rodriguez-Paz e Bonet (2004) utilizaram o modelo de fluido Viscoplastico Generalizado (em inglês *Generalised Viscoplastic Fluid* (GVF)) como modelo de cisalhamento, fluxo de detritos e falhas em avalanches como um escoamento não-newtoniano de Bingham. Hosseini, Manzari e Hannani (2007) utilizaram diversos modelos, tais como os modelos de Bingham, da lei da potência e o Herschel-Bulkley. Ran et al. (2015) utilizaram uma viscosidade baseada em concentração, de forma similar ao trabalho de Shakibaeinia e Jin (2011) para o esquema de partícula semi-implícita (em inglês *Moving Particle Semi-Implici* (MPS)). Entretanto, os modelos supracitados abrangem apenas as características reológicas dos escoamentos não-newtonianos.

Sibilla (2007) aplicou a equação de Exner, para simular o escoamento causado por um jato de uma camada de fluido em um leito granular não coeso a jusante de um sólido de

proteção utilizando as características reológicas e obteve resultados satisfatórios. Falappi, Gallati e Maffio (2007) utilizaram o critério de Mohr-Coulomb para modelar o escoamento na intermitência do reservatório através da equação constitutiva newtoniana, utilizando uma abordagem pseudo-newtoniana. Manenti et al. (2012) contrapuseram a abordagem pseudo-newtoniana de Mohr-Coulomb utilizada por Falappi, Gallati e Maffio (2007) com o critério de *Shield* para o mesmo experimento. Ulrich, Leonardi e Rung (2013) através de uma abordagem semelhante, desenvolveram um modelo multifásico para o escoamento e ressuspensão ocasionadas por navios perto de portos. O seu modelo usa a abordagem de Mohr-Coulomb para prever a cedência do leito de sedimento com um modelo de suspensão água-solo, fundamentado pela relação de *Chezy* através de interpolações lineares por partes, entre o solo, o fluido e a viscosidade crítica máxima para a viscosidade de suspensão do sedimento. Bui et al. (2008) utilizou uma abordagem apropriada para problemas relacionados a geotécnica e de terraplanagem em que foi substituído o comportamento simplista pelo comportamento plástico do material de Mohr-Coulomb, utilizando a lei dos fluxos plásticos associada e não associada, fundamentado pelo modelo de Drucker-Prager mesclado com o modelo elástico da lei de Hooke na ausência da equação de estado, como já foi utilizada por outros pesquisadores.

As abordagens apresentadas acima analisam detalhadamente determinadas características do escoamento, porém de forma separada, ou seja, as características não-newtonianas do sedimento, a camada de cisalhamento e a cedência de forma independente. Contudo, a reologia do sedimento ocasionada por escoamentos em alta velocidade passam por diversos estados, porém Fourtakas e Rogers (2016) aplicou um tratamento explícito de ambas as fases, usando as equações constitutivos newtoniana e não-Newtoniana, do tipo Herschel-Bulkley-Papanastasiou, de Binghamas, que modelam o transporte de sedimentos, empregando a formulação SPH e implementadas no código numérico *DualSPHysics*.

Portanto, este trabalho tem como principal objetivo o estudo da simulação numérica do escoamento bifásico, envolvendo líquido e sedimento, aplicando o método SPH através do código numérico *DualSPHysics*. Este código foi desenvolvido para estudar os escoamentos envolvendo superfície livre complexas que exijam elevados recursos computacionais, baseado no método SPH (CRESPO et al., 2015; GOMEZ-GESTEIRA et al., 2012a; GOMEZ-GESTEIRA et al., 2012b). É um código fonte aberto, redistribuído sob os termos da *General Public License* (GNU), conforme publicada pela *Free Software Foundation*. Junto ao código fonte, também é disponibilizada a sua documentação que mostra como compilar e executar os arquivos fontes e visualização dos resultados obtidos. Além disso, os exemplos de trabalhos publicados também são fornecidos. O código tem se mostrado ser robusto, eficiente e estável.

Este trabalho está dividido em 3 capítulos. O primeiro descreve a formulação SPH, as equações aplicadas ao escoamento de fluidos newtonianos e não newtonianos, implementadas no código *DualSPHysics* e as correções SPH. No capítulo 2, são descritos os

resultados obtidos e comparados com os resultados experimentais. E por fim, no capítulo 3 são feitas as considerações finais e trabalhos futuros.

1 FORMALISMO SPH E O ASPECTO NUMÉRICO

O *Smoothed Particles Hydrodynamics* (SPH) é um método numérico Lagrangiano, baseado na discretização do domínio físico por um conjunto de partículas, tornando-se dispensável o uso de malhas, onde cada partícula está associada as variáveis de campo, como velocidade, pressão, massa, massa específica, temperatura, energia e posição. Inicialmente ele foi formulado para a simulação de problemas na área da astrofísica, como o surgimento de estrelas, buracos negros etc, no espaço tridimensional. Atualmente o método é capaz de simular problemas na área da dinâmica dos fluidos, na deformação de materiais, explosões (CRESPO, 2008).

O princípio básico do SPH consiste em aproximar uma função $f(\mathbf{x})$ ou uma variável física definida no domínio de suporte compacto Ω em relação a um vetor posição tridimensional \mathbf{x} , utilizando a formulado integral (LIU, 2003). A aproximação de $f(\mathbf{x})$ pela integral ou aproximação do *kernel* é dada por

$$f(\mathbf{x}) \approx \int_{\Omega} f(\mathbf{x}')W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h)d\mathbf{x}', \quad (1)$$

onde h é o comprimento de suavização, que representa o tamanho do domínio da função de suavização W (GINGOLD; MONAGHAN, 1977) e \mathbf{x}' representa o vetor posição das partículas vizinhas. A função de suavização (também chamada de função núcleo) deve ser suave, isotrópica, par e com raio de influência finito em torno de \mathbf{x} . Neste trabalho foi utilizado a função de suavização de quinta ordem de *Wendland*, com domínio de suporte compacto igual a $2h$, descrita como (VIOLEAU, 2012 apud FOURTAKAS; ROGERS, 2016)

$$W(R, h) = \alpha_d \left(1 - \frac{R}{2}\right)^4 (2R + 1), \quad (2)$$

sendo α_d a constante de normalização que assume valores de $3/4h$, $7/4h\pi^2$ e $21/16h\pi^3$ no espaço uni, bi e tridimensional, respectivamente.

Os operadores diferenciais também são representados pela formulação integral, como por exemplo o operador gradiente é dado por

$$\nabla F(\mathbf{x}) \cong - \int_{\Omega} F(\mathbf{x}')\nabla W(|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|, h) d\mathbf{x}', \quad (3)$$

onde ∇ é o operador diferencial espacial, e levando-se em consideração que a função de suavização possui um domínio de suporte compacto (GÓES, 2011), elimina-se a necessidade de conhecer-se a derivada da função, uma vez que basta determinar a derivada da função de suavização.

No domínio discreto a representação integral da Eq. (1), é aproximada por um somatório SPH, da seguinte forma

$$\langle f(\mathbf{x}) \rangle = \sum_j^N f(\mathbf{x}_j) W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h) V_j, \quad (4)$$

onde V é o volume da partícula definido, sendo a razão entre a massa (m) e a massa específica (ρ) e N é o número de partículas dentro do suporte compacto da partícula. Doravante o índice i refere-se a partícula interpoladora e o j as partículas vizinhas. O símbolo $\langle \dots \rangle$ refere-se à aproximação SPH e este será descartado daqui em diante para realizar simplificações no decorrer do trabalho. Ao realizar este descarte, e excluindo a ordem do termo de aproximação, obtêm-se a forma final da aproximação por partículas na forma discreta para uma função (GINGOLD; MONAGHAN, 1977; VIOLEAU, 2012)

$$f(\mathbf{x}_i) = \sum_j^N \frac{m_j}{\rho_j} f_j W_{ij}, \quad (5)$$

em que $W_{ij} = W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h)$ e $f_j = f(\mathbf{x}_j)$.

De modo análogo pode-se obter a versão discretizada da Eq. (3)

$$\nabla F(\mathbf{x}_i) = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} F(\mathbf{x}_j) \nabla_i W_{ij} \quad (6)$$

onde

$$\nabla_i W_{ij} = \frac{\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j}{|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|} \frac{\partial W_{ij}}{\partial |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j|} = \frac{\mathbf{x}_{ij}}{r_{ij}} \frac{\partial W_{ij}}{\partial r_{ij}}. \quad (7)$$

1.1 Formulação newtoniana e não newtoniana

Nesta seção serão apresentadas e definidas as equações que modelam o escoamento bifásico envolvendo a formulação newtoniana (fase líquida) e não newtoniana (fase sedimentada) e como elas são discretizadas no formalismo SPH.

1.1.1 Modelo das equações de Navier-Stokes

Assim como em (FOURTAKAS; ROGERS; LAURENCE, 2013), as propriedades reológicas do domínio do problema simulado foram descritas através da formulação lagrangiana das equações de Navier-Stokes e discretizadas empregando o método SPH para modelar o escoamento multifásico. Utilizando-se os índices gregos α e β para representar as coordenadas direcionais, as equações da continuidade e do momento podem ser escritas em notação indicial,

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial \mathbf{u}^\alpha}{\partial \mathbf{x}^\alpha} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{d\mathbf{u}^\alpha}{dt} = \frac{1}{\rho} + \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}^{\alpha\beta}}{\partial \mathbf{x}^\beta} + \mathbf{g}^\alpha, \quad (9)$$

respectivamente, onde \mathbf{g} é a força gravitacional, \mathbf{u} refere-se ao vetor velocidade e $\boldsymbol{\sigma}$ é o tensor de tensão total, que quando se utiliza de uma abordagem fluidica, pode ser escrita como a pressão isotrópica p e as tensões viscosas $\boldsymbol{\tau}$,

$$\boldsymbol{\sigma}^{\alpha\beta} = -p\delta^{\alpha\beta} + \boldsymbol{\tau}^{\alpha\beta}. \quad (10)$$

Baseado no formalismo SPH, as equações de Navier-Stokes assumem a seguinte forma (VIOLEAU, 2012)

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \rho_i \sum_j^N \frac{m_j}{\rho_j} (\mathbf{u}_i^\alpha - \mathbf{u}_j^\alpha) \frac{\partial W_{ij}}{\partial \mathbf{x}^\alpha}, \quad (11)$$

e

$$\frac{d\mathbf{u}_i^\alpha}{dt} = \sum_j^N m_j \left(\frac{\boldsymbol{\sigma}_i^{\alpha\beta} + \boldsymbol{\sigma}_j^{\alpha\beta}}{\rho_i \rho_j} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial \mathbf{x}^\beta} + \mathbf{g}_i^\alpha. \quad (12)$$

Nas subseções seguintes, serão descritas as formulações empregadas neste trabalho, ou seja, a formulação aplicada no escoamento bifásico entre o fluido e o sedimento. Uma camada de fluido escoo sobre uma camada de sedimento e gera a suspensão das partículas de sedimentos transportada pelo fluido, conforme pode ser observado em Fourtakas, Vacondio e Rogers (2015). Neste trabalho, foi aplicado as mesmas equações, mas

a camada de sedimento que desprende-se a uma determinada altura, sob o ângulo específica, chocando-se com o fluido e gerando uma onda após o impacto. Então as equações serão descritos, baseando-se em algumas características do problema implementado em [Fourtakas, Vacondio e Rogers \(2015\)](#).

1.1.2 Equação de Estado

No método WCSPH (do inglês, *Weakly Compressible SPH*), o escoamento do fluido é tratado como sendo fracamente compressível, permitindo a utilização de uma equação de estado, do tipo quase-incompressível, na modelagem de escoamentos incompressíveis para determinar-se a pressão do fluido. [Monaghan \(1994a\)](#) empregou a equação conhecida como equação de estado de Tait para a modelagem de escoamento com superfícies livres, que relaciona a pressão e a massa específica na forma

$$p = B \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right), \quad (13)$$

onde ρ_0 é massa específica de referência, γ é o índice politrópico com valores entre 1 a 7 e B é baseado na compressibilidade do fluido, sendo proporcional a velocidade do som no fluido, obtido por

$$B = \frac{C_{s0}^2 \rho}{\gamma}, \quad (14)$$

onde C_{s0} é o valor numérico da velocidade do som, satisfazendo a condição

$$C_{s0} \geq 10 \mathbf{u}_{\text{máx}}, \quad (15)$$

onde $\mathbf{u}_{\text{máx}}$ é a magnitude da velocidade máxima no domínio ([MONAGHAN, 1992](#)).

1.1.3 Formulação viscosa Newtoniano para a fase líquida

Utiliza-se o teorema de Stokes para descrever qualquer fluido através da pressão termodinâmica e do tensor de tensões extra para se obter uma formulação mais consistente dos escoamentos multifásicos, e dado por

$$\sigma^{\alpha\beta} = -p\delta^{\alpha\beta} + f(D^{\alpha\beta}), \quad (16)$$

onde $\delta^{\alpha\beta}$ refere-se ao delta de *Kronecker*. Baseado neste teorema, assume-se que a diferença entre a tensão de deformação e a tensão de equilíbrio estático de um fluido é determinada pela função f definida através da taxa de deformação D . Quando a função f é linear para um determinado material isotrópico, que possui as mesmas propriedades físicas independentemente da direção considerada, o fluido é chamado de Newtoniano, ou seja, a tensão é diretamente proporcional à taxa de deformação, e a equação constitutiva possui a seguinte forma,

$$\sigma^{\alpha\beta} = -p\delta^{\alpha\beta} + 2\mu_d \dot{\varepsilon}^{\alpha\beta}, \quad (17)$$

onde $\dot{\varepsilon}^{\alpha\beta}$ indica o tensor da taxa de deformação. Para fluidos incompressíveis, $\dot{\varepsilon}^{\alpha\beta} = D^{\alpha\beta}$, desde que $D^{\gamma\gamma}$ seja zero na equação da continuidade (FOURTAKAS; VACONDIO; ROGERS, 2015), ou seja, o divergente da velocidade, $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$. No formalismo WCSPH a Equação (17) é utilizada para obter as tensões totais na equação do momento, desta forma o tensor da taxa de deformação é calculado através do gradiente de velocidade e escrito como,

$$\dot{\varepsilon}^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} + \frac{\partial u^\beta}{\partial x^\alpha} \right] - \frac{1}{3} \left[\frac{\partial u^\gamma}{\partial x^\gamma} \right] \delta^{\alpha\beta}. \quad (18)$$

Portanto, o tensor de tensão viscosa pode ser calculado utilizando a equação constitutiva newtoniana que relaciona as taxas de deformação com as tensões viscosas na seguinte forma:

$$\tau^{\alpha\beta} = 2\mu \dot{\varepsilon}^{\alpha\beta}. \quad (19)$$

A viscosidade total μ da equação (19) é a soma entre a viscosidade dinâmica e turbulenta, μ_d e μ_τ , respectivamente, obtida através do modelo algébrico de viscosidade

turbulento de Smagorinsk, dada por

$$\mu = \mu_d + \mu_\tau. \quad (20)$$

Para problemas tridimensionais é empregado o modelo *Large Eddy Simulation* (LES) para modelar as características de um escoamento bifásico turbulento. O modelo LES é um modelo algébrico de viscosidade turbulento de Smagorinsk padrão, conforme descrito por [Dalrymple e Rogers \(2006\)](#) em um formalismo WCSPH para fluidos newtonianos. Este modelo é reduzido para uma modelo turbulento nas simulações bidimensionais e os regimes de fluxo com baixa velocidade são reduzidos a um modelo de velocidade laminar ([MANENTI et al., 2012](#)). Este modelo foi aplicado na resolução do problema proposto neste trabalho.

1.1.4 Formulação viscosa para o sedimento

As características reológicas dos sedimentos saturados induzidas pelo campo de escoamento líquido exibem diferentes regimes comportamentais, tais como os modelos de *Herschel Bulkley Papanastasiou* (HBP) não newtoniano, *Drucker-Prager* (DP) e *suspended sediment* (Vand), que aderem as propriedades do sedimento e a tensão de cisalhamento da fase líquida na interface. A presença de fluxos de sedimentos não newtonianos, deve-se a certos fenômenos físicos tais como o tensor de tensão de Mohr-Coulomb τ_{mc} , o tensor de resistência coesiva τ_c , que representa a natureza coesiva do sedimento fino, o tensor de tensão viscosa τ_v , que representa a viscosidade das partículas de fluido, o tensor de tensão viscosa das partículas de sedimento turbulento τ_t e o tensor dispersivo τ_d , que determina a colisão de granulados com maior fração. Assim, o tensor de tensão pode ser expressa da seguinte forma,

$$\boldsymbol{\tau}^{\alpha\beta} = \boldsymbol{\tau}_{mc} + \boldsymbol{\tau}_c + \boldsymbol{\tau}_v^{\alpha\beta} + \boldsymbol{\tau}_t^{\alpha\beta} + \boldsymbol{\tau}_d^{\alpha\beta} \quad (21)$$

Na região de baixa tensão, o sedimento permanece sem sofrer erosão nessa região com resistência ao escoamento do material sendo maior do que a tensão induzida pela fase líquida e é denominado pelos dois primeiros termos no lado direito da equação (21). Porém, o estado de tensão dos sedimentos saturados deve ser levado em consideração.

Em um estado de alta tensão, o sedimento começa a ceder e se comporta como um fluido não newtoniano, sendo que a taxa de tensão é descrita pelos três últimos termos do lado direito da equação (21). Aqui as tensões não são modeladas explicitamente como em outros modelos de sedimentos discretos. Contudo, a formulação constitutiva descreve as tensões dispersivas (RODRIGUEZ-PAZ; BONET, 2004). Tipicamente, o sedimento se comporta como um material pseudo-newtoniano quando a taxa de tensão viscosa é baixa e um material plástico quando a taxa de tensão viscosa é alta (JEONG, 2013).

1.1.5 Pressão efetiva do sedimento e da água no poro

A pressão do sedimento varia de acordo com as condições litostáticas e a pressão da água no poro para um sedimento totalmente saturado. Em condições isotrópica, totalmente saturado sob condições drenadas, a relação Terzaghi, descreve

$$P_{eff} = P_t - P_{pw}, \quad (22)$$

onde os índices t , eff e pw referem-se a pressão total, efetiva e a pressão água, respectivamente.

A pressão total do sistema é calculado através da soma das pressões hidrostáticas e saturado da seguinte forma

$$P_t = \gamma_{sat}h_{sat} + \gamma_w h_w \quad (23)$$

onde h é a altura, γ é o peso unitário e os índices da equação (23) referem-se a fase saturada e a água seguindo a ordem da equação.

Devido a necessidade de rastrear a superfície com o intuito de determinar a altura máxima do sedimento saturado, foi observado por Manenti et al. (2012) que este rastreo eleva o custo computacional, desta forma, utiliza-se a equação de estado, alterando a pressão de referência, dependente da velocidade do som numérica da equação (14), relacionando a pressão da água com a pressão saturada do sedimento da seguinte forma

$$P_{i,pw} = B \left(\left(\frac{\rho_{i,sat}}{\rho_{o,sat}} \right)^\gamma - 1 \right), \quad (24)$$

onde $B = \frac{C_{S0,w}\gamma_w\rho_{0,w}}{\gamma_w}$, no qual nas últimas equações pw , sat e w , referem-se a pressão da água nos poros, o sedimento saturado e a fase da água, respectivamente. Desta forma recupera-se a pressão da água no poro do sedimento saturado, mesmo que ainda seja necessário se basear no sedimento saturado para ser obter a taxa de densidade. A pressão total no sedimento é calculado através da equação (13). Para solos totalmente saturados, pode-se utilizar a Eq. (22) para calcular a pressão efetiva (FOURTAKAS; ROGERS, 2016).

1.1.6 Modelagem Constitutiva

A modelagem da tensão de cisalhamento na camada de sedimento móvel na interface poder ser feita através das leis reológicas viscoplásticas, como descrito e executado por Jeong (2013), Rodriguez-Paz e Bonet (2004). Foi realizada uma abordagem através do modelo de Bingham, devido a simplicidade e a confiabilidade na descrição do viscoplástico dos fluxos de sedimentos subaquáticos, porém, este tipo de abordagem não consegue aproximar o comportamento pré e pós o processo de cedência. Contudo, existem modelos como o de biviscosidade e Herschel-Bulkely (HB) que são variações do modelo de Bingham, no qual são utilizados em fluxos subaquáticos que aproximam a reologia proposta por Bingham de um material viscoplástico em estados de alta e baixa tensões (JEONG, 2013). Contudo, o modelo HB, possui limitações numéricas quando o estado de tensão de cisalhamento é igual a zero. Com o intuito de evitar este problema, empregou-se o modelo de HerschelBulkley-Papanastasiou(HBP) por Papanastasiou (1987) para aproximar as características reológicas da região de cedência. O modelo HBP é escrito da seguinte forma

$$f_1 = \frac{|\tau_y|}{\sqrt{II_D}} \left[1 - e^{-m\sqrt{II_D}} \right] + 2\mu|4II_D|^{\frac{n-1}{2}} \quad (25)$$

onde m é responsável por controlar o crescimento exponencial da tensão, n é o índice da lei de potência e μ é a viscosidade dinâmica aparente.

O uso do modelo HBP torna-se vantajoso no estudo da região pseudo-newtoniana, caracterizada pelo crescimento do parâmetro de tensão m e o índice da lei de potência

n na região plástica. Esta abordagem de duas regiões em combinação com o critério de falha foi escolhido para modelar a fase do solo sem o uso de uma ramificação do elástico explícito, conforme (BUI et al., 2008).

Quando m tende ao infinito o modelo HBP retoma o modelo original de Herschel-Bulkley e quando n é igual a 1 retorna ao modelo simples de Bingham.

O modelo utilizado por Papanastasiou (1987) fornece informações sobre as regiões de pré e pós processo de cedência, após a região de rendimento aparente definida pelo critério de Drucker-Prager como uma região de alta e baixa tensões. A fase de sedimento pode ser modelada como uma região de granulados finos, no qual pode ser afinado através da tensão de cisalhamento. Para este tipo de abordagem, não é necessário utilizar-se métodos *scale-back*, como já foi revisado por pesquisadores (ULRICH; LEONARDI; RUNG, 2013).

1.1.7 Tempo de integração

O método SPH é empregado apenas na discretização espacial, sendo necessário um método para a evolução das partículas no tempo (GOMEZ-GESTEIRA et al., 2012a). Neste trabalho um método explícito, do tipo preditor-corretor, de segunda ordem é empregado. Por ser um método explícito deve satisfazer a condição de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL), logo o passo de tempo Δt é obtido por (MONAGHAN, 1989),

$$\Delta t = C_0 \min \left(\min_i \sqrt{\frac{h}{|f_i|}}, \frac{h}{C_{s0}}, \frac{h^2}{\nu} \right). \quad (26)$$

onde f_i é a força por unidade de massa da partícula i e C_0 é o número de Courant, que neste trabalho está configurado para 0,3 e ν refere-se a viscosidade cinemática. Para ambas as fases é utilizado o mesmo esquema para a integração no tempo, empregando o Δt mínimo, resultante da condição CFL (FOURTAKAS; ROGERS, 2016).

1.1.8 Condições de Contorno

Conforme utilizado por [Crespo, Gómez-Gesteira e Dalrymple \(2007\)](#), as condições de contorno utilizadas neste trabalho são as condições de contorno dinâmica (em inglês *Dynamic Boundary Conditions* (DBC)), em que as partículas que representam a fronteira são organizadas numa disposição escalonada e satisfazem as mesmas equações das partículas de fluido, mas as suas posições e velocidades são prescritas. Uma das vantagens de se utilizar as DBCs, inclui a implementação computacional direta e o tratamento de qualquer geometria independente da complexidade do mesmo. Este fato torna acessível o uso da GPU através do código DualSPHysics ([FOURTAKAS; VACONDIO; ROGERS, 2015](#)).

1.1.9 δ -SPH

No presente trabalho a abordagem δ -SPH foi utilizada para ambas as fases do escoamento, porém de forma independente, ou seja, o cálculo do termo δ -SPH para o fluido, não inclui o termo δ -SPH para o sedimento e vice-versa. O δ -SPH representa a dissipação da viscosidade a granel na pressão média pelo termo de dissipação aplicado a equação da continuidade semelhante à condição de Stokes. Porém, a modelagem da dissipação ocorre de forma artificial, empírica e de forma que não está relacionada a viscosidade a granel, como foi executado de maneira semelhante por [Monaghan e Gingold \(1983\)](#).

Na abordagem WCSPH, a equação continuidade não garante um campo de velocidade livre de divergência e a equação toma a seguinte forma:

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_j^N m_j (u_i^\alpha - u_j^\alpha) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\alpha} + D_{\delta-SPH,i} \quad (27)$$

onde

$$D_{\delta-SPH} = \delta_d h C_{s0} \sum_j^N \frac{m_j}{\rho_j} \psi_{ij}^\alpha \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\alpha}, \quad (28)$$

no qual

$$\psi_{ij}^\alpha = 2(\rho_j - \rho_i) \frac{x_{ij}^\alpha}{|x_{ij}^\alpha|^2 + 0,1h^2} \quad (29)$$

onde δ_d é comumente ajustado para 0,1, como realizado por [Marrone et al. \(2011\)](#). Na Eq. (27) o primeiro termo do lado direito da igualdade é a divergência da velocidade e o segundo termo representa a dissipação $\delta - SPH$ para a equação da continuidade ([CRESPO et al., 2015](#)).

1.1.10 Deslocamento de partículas

Embora o cálculo das variáveis de campo das partículas, como pressão e velocidade, seja realizado com eficiência pela abordagem WCSPH, existe a possibilidade de surgir problemas de alta influência ou de baixa influência, respectivamente. ([MONAGHAN, 1994b](#)) Em ambos os casos ocorrem frequentemente em problemas envolvendo escoamento bifásico e são frequentemente abordados. Como descrito por [Manenti et al. \(2012\)](#), e [Ulrich, Leonardi e Rung \(2013\)](#) baseados em [Monaghan \(1994b\)](#) utiliza a abordagem XSPH, somado com uma suavização completiva aplicada a posição da partícula através de uma velocidade suavizada. Em regiões onde o fluxo excedeu o dobro da pressão hidrostática, utilizou-se a formulação XSPH, para suavizar a pressão em fluxos que possuem alta dinâmica, como foi realizado por [Ulrich, Leonardi e Rung \(2013\)](#). Porém, estes procedimentos de suavização tende a fazer com o que a dinâmica do sistema também seja suavizada, como as interfaces abruptas e descontinuidades.

Para este trabalho foi utilizado a Eq.30 par descrever o algoritmo de mudança de partículas de [Lind et al. \(2012\)](#), no qual as partículas do sedimento produzido são deslocadas a uma distância muito pequena a cada passo de tempo das áreas de alta concentração de partículas para de baixa concentração, através da abordagem *Fickian-type*, com o intuito de manter o arranjo de partículas mais regular.

$$\delta r_i^\alpha = -D' \left(\frac{\partial C_i}{\partial s} s_i^\alpha + \frac{\partial C_i}{\partial b} b_i^\alpha + \frac{\partial C_i}{\partial n} n_i^\alpha \right) \quad (30)$$

onde C é a concentração de partículas, n e s são respectivamente o vetor normal e o vetor unitário tangente. O parâmetro D' é o coeficiente de difusão de [Skillen et al. \(2013\)](#), baseado na análise de estabilidade de Von Neumannn, através de uma restrição fundamentada na magnitude da velocidade da partícula, no qual pode-se escrever da seguinte forma

$$D'_i = Ah||u_i||\Delta t \quad (31)$$

Assim como foi utilizado por [Mokos \(2014\)](#), b é o vetor unitário bi-tangente, utilizado para explicar o deslocamento em superfícies livres 3-D e escoamentos interfaciais, no qual é sempre aplicado apenas fase líquida , visto que a maioria dos casos estão presentes na fase líquida.

Portanto, todas as formulações descritas neste capítulo estão implementadas no código numérico DualSPHysics.

2 RESULTADOS

Os estudos voltados para a área de engenharia que envolvem impactos de ondas em meios líquidos tem como principal objetivo designar a altura máxima da onda e seu comportamento ao longo do tempo. A partir destes dados é possível criar planos de contenção e proteção. A análise desses resultados foi realizada de forma qualitativa para verificar a validação do código numérico DualSPHysics 4.0 utilizando modelos bifásicos para posteriormente aplicar o método em problemas reais, como no fenômeno comumente conhecido por “terras caídas” que ocorrem diariamente na região amazônica. A execução da simulação foi realizada empregando o código numérico DualSPHysics, usando uma placa de processamento paralelo da NVIDIA, no laboratório MediaLab, da Universidade Federal Fluminense (UFF).

Tabela 1 – Tabela de parâmetros

Constantes	
Condição CFL	0,1
Gravidade	9,81m/s ²
Coefficiente do som	22,81m/s
Distância entre as partículas	0,0087 m
δ -SPH	0,1
Tempo de simulação	2,0 s
Massa específica (Fluido)	1000kg/m ³
Viscosidade (Fluido)	0,001
Massa específica (Sedimento)	2530kg/m ³
Viscosidade (Sedimento)	0,003

Fonte: O autor, 2017.

2.1 Descrição do problema e resultados

O problema a ser estudado consiste em um experimento realizado em um canal de onda, cujas medidas são 0,30m de largura, 0,50m de altura e 10,00m de comprimento. O sedimento foi disposto em uma rampa em um ângulo de inclinação de 27° e deve fluir até se chocar com a camada de fluido, gerando uma onda, que por sua vez acarreta no processo de erosão fluvial em concordância com Souza (2007). Tomou-se esta geometria

com o intuito de posteriormente estudar e modelar o fenômeno de deslizamento de terras, que é comumente chamado de “terras caídas” na região amazônica.

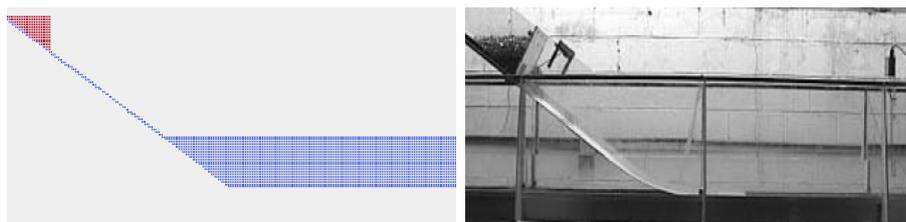
O levantamento dos parâmetros de simulação foi realizado através do trabalho experimental e numérico de Souza (2007) e do trabalho numérico de Fourtakas e Rogers (2016). O modelo geológico implementado neste trabalho é interpretativo, baseado em Sioli (1984) e elaborado a partir dos dados fornecidos por Souza (2007).

A amplitude máxima alcançada através do código DualSPHysics corresponde a $0.255m$ no tempo $1,63s$, enquanto que no modelo experimental de Souza (2007) foi alcançada uma altura de $0.252m$. Em ambos os casos amplitude máxima ocorre a $1,65m$ do ponto de colisão do sedimento com o fluido, desta forma, observou-se que a posição da crista está de acordo com o que foi obtido por Souza (2007).

A análise dos resultados é feita apenas de forma qualitativa de partes da simulação obtida pelo método SPH por meio do DualSPHysics, com intuito de comprovar que o comportamento obtido do fluido é semelhante ao modelo experimental.

Conforme observado na Figura 1 no tempo $t = 0s$ o sedimento está a $0,325m$ de distância em relação ao fluido no eixo horizontal formando um ângulo de 27° com a superfície. A curvatura encontrada na rampa de lançamento do sedimento presente no modelo experimental foi descartada no modelo numérico, com o intuito de simplificá-lo, enquanto todas as outras dimensões foram preservadas.

Figura 1 – Simulação x experimental em $t = 0s$



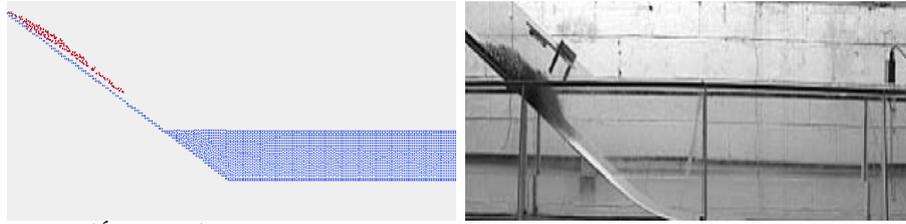
Legenda: (À direita) – resultados numéricos obtidos com o código DualSPHysics; (À esquerda) – resultados experimentais.

Fonte: O autor, 2017.

Na Figura 2 está ilustrado a simulação no tempo $t = 0,33s$. Neste tempo o sedimento já foi liberado e sua energia potencial transforma-se em energia cinética devido o ganho de velocidade proporcionado pela inclinação da rampa de lançamento do sedimento. O material fragmentado no modelo numérico está agrupado conforme no modelo experimental, isto faz com que grande parte do sedimento atinja o fluido praticamente no mesmo momento, conforme pode ser visualizado na Figura 4.

Em $t = 0.53s$, parte do material fragmentado colide com o fluido, o que propor-

Figura 2 – Simulação x experimental em $t = 0,33s$

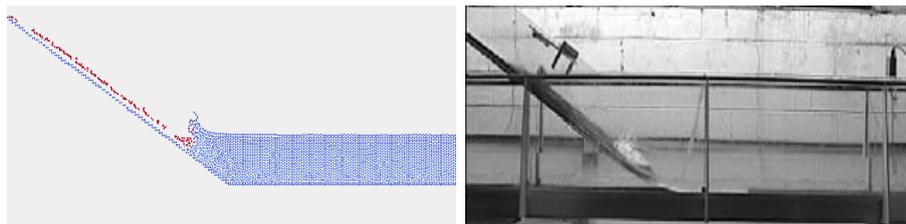


Legenda: (À direita) – resultados numéricos obtidos com o código DualSPHysics; (À esquerda) – resultados experimentais.

Fonte: O autor, 2017.

cional transferência de energia cinética do sedimento para o fluido, conforme a Figura 3. Observou-se que no momento que ocorre a colisão o modelo numérico consegue reproduzir o brusco comportamento do fluido ao receber o impacto do sedimento quando comparado com o modelo experimental.

Figura 3 – Simulação x experimental em $t = 0,53s$

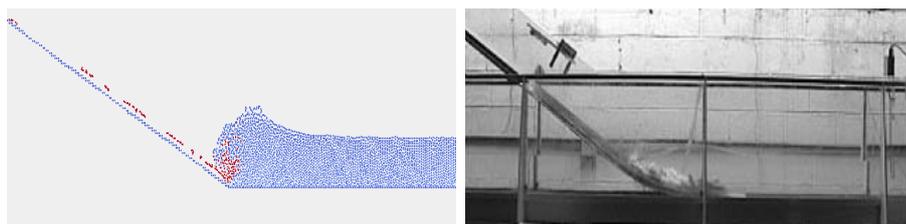


Legenda: (À direita) – resultados numéricos obtidos com o código DualSPHysics; (À esquerda) – resultados experimentais.

Fonte: O autor, 2017.

Na Figura 4 está ilustrado que ao atingir $t = 0.8s$ praticamente todo sedimento atingiu a camada de fluido e já é possível perceber a formação da onda gerada pelo impacto. É notório que no modelo numérico parte do sedimento ainda está descendo pela rampa, contudo, o comportamento da onda e do sedimento que já colidiu com o fluido são bem próximos do modelo experimental, incluindo a geração de respingos devido a alta dinâmica do impacto.

Figura 4 – Simulação x experimental em $t = 0,8s$



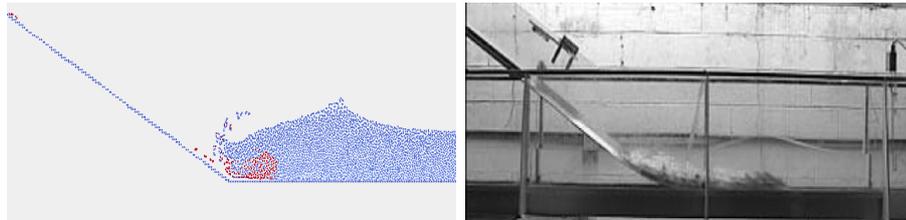
Legenda: (À direita) – resultados numéricos obtidos com o código DualSPHysics; (À esquerda) – resultados experimentais.

Fonte: O autor, 2017.

O comportamento do problema no tempo $t = 1,1s$ está esboçado na Figura 5

em que todo o material sedimentar entrou em contato com o fluido e fica disposto na superfície da borda quando este fica praticamente estático na região próxima à da colisão. Neste tempo ainda foi possível observar que a onda começa a ser formar de acordo com o que acontece no modelo experimental.

Figura 5 – Simulação x experimental em $t = 1,1s$

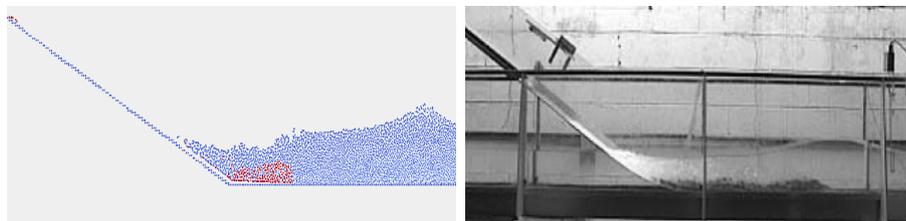


Legenda: (À direita) – resultados numéricos obtidos com o código DualSPHysics; (À esquerda) – resultados experimentais.

Fonte: O autor, 2017.

Com a simulação no tempo $t = 1,4s$ a lâmina de fluido toma forma de uma onda praticamente estável e sua amplitude começa a se manter constante. A camada de sedimento repousa, enquanto a onda se distância do ponto de colisão conforme a Figura 6

Figura 6 – Simulação x experimental em $t = 1,4s$



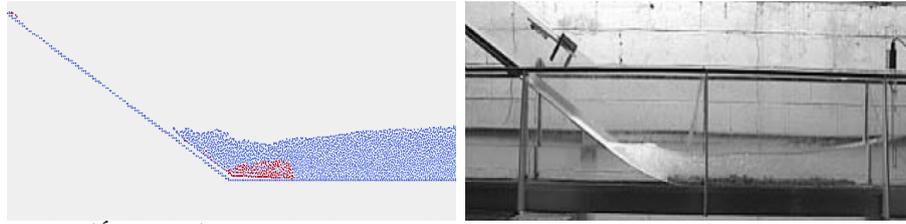
Legenda: (À direita) – resultados numéricos obtidos com o código DualSPHysics; (À esquerda) – resultados experimentais.

Fonte: O autor, 2017.

Entre $t = 1,4s$ e $t = 1,76s$ a onda atinge o ponto máximo, mais precisamente em $t = 1,63s$, também é possível perceber através da Figura 7 que a onda começa a perder altura e que existe semelhança no comportamento da lâmina d'água do modelo numérico com o experimental, porém no método SPH o sedimento não corresponde com total confiabilidade quando comparado com o modelo experimental, mas isto se deve principalmente pelo diferença na geometria, pois na geometria do experimento a queda é suavizada com uma curvatura até o fundo do tanque.

Seguindo a ilustração da Figura 8, a partir do tempo $t = 1,93s$ a onda continua perdendo altura de forma gradativa e esse comportamento tende-se a manter constante até atingir a borda da geometria. Neste mesmo tempo, no modelo numérico o sedimento con-

Figura 7 – Simulação x experimental em $t = 1,76s$

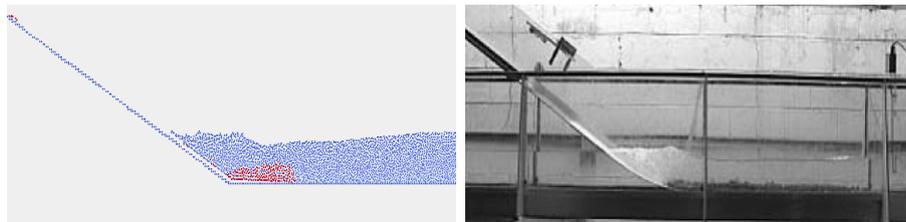


Legenda: (À direita) – resultados numéricos obtidos com o código DualSPHysics; (À esquerda) – resultados experimentais.

Fonte: O autor, 2017.

tinua aglomerado o que não corresponde totalmente ao modelo experimental. Isto deve-se ao fato de que não foi disponibilizado o valor da viscosidade do sedimento no experimental, porém é possível perceber que a onda gerada corresponde ao modelo experimental.

Figura 8 – Simulação x experimental em $t = 1,93s$



Legenda: (À direita) – resultados numéricos obtidos com o código DualSPHysics; (À esquerda) – resultados experimentais.

Fonte: O autor, 2017.

Utilizando esta análise qualitativa da simulação obtida pelo método Smoothed Particle Hydrodynamics através do código numérico DualSPHysics, é notória que o código consegue reproduzir a onda gerada pelo impacto do material fragmentado com o fluido. O sedimento não obteve total similaridade com o modelo experimental, contudo este conseguiu executar a geração da onda a partir da colisão com a lâmina de fluido.

3 CONCLUSÃO

O código numérico DualSPHysics, baseado no método lagrangiano *Smoothed Particles Hydrodynamics* (SPH), foi validado para problemas multifásicos para prever a altura de uma onda provocada pelo deslizamento de um material fragmentado em um canal. Quanto ao material sedimentar, os resultados apresentaram leves discrepâncias quando comparado com o modelo experimental, porém, isto deve-se ao fato da alta complexidade de se implementar modelos que tratem esse tipo de fenômeno. Outro fato desta diferença, consiste nas características ímpares do material utilizado no modelo experimental.

Mesmo com essa diferença do material sedimentar, a altura máxima da onda encontrada pelo método SPH é bastante peculiar com a do modelo experimental. A altura dessa onda está diretamente relacionada com a energia que esse fluido possui, tornando-se indispensável para tomadas de decisões para planos de proteção.

O desenvolvimento desse tipo de pesquisa para determinar o comportamento do impacto de materiais fragmentados baseados em estudos geotécnicos e geomorfológicas podem contribuir para o monitoramento do fenômeno da erosão fluvial que ocorrem diariamente em rios de planície amazônica, afetando diretamente as comunidades ribeirinhas, devido à grande quantidade de energia que as ondas geradas por desmoronamentos de terra possuem, as casas que estão ao entorno do fenômeno acabam sofrendo este tipo de problema.

Assim, como trabalho futuro, propõem-se o aprofundamento dos estudos numéricos e a simulação de deslizamentos de terras com as propriedades reais da viscosidade do sedimento para a reprodução acurada e precisa dos resultados e como fonte de estudo para as tomadas de decisões preventivas.

REFERÊNCIAS

- BUI, H. H. et al. Lagrangian meshfree particles method (sph) for large deformation and failure flows of geomaterial using elastic–plastic soil constitutive model. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, Wiley Online Library, v. 32, n. 12, p. 1537–1570, 2008.
- BUI, H. H.; SAKO, K.; FUKAGAWA, R. Numerical simulation of soil–water interaction using smoothed particle hydrodynamics (sph) method. *Journal of Terramechanics*, Elsevier, v. 44, n. 5, p. 339–346, 2007.
- CARVALHO, J. A. L. d. *Terras caídas e consequências sociais: Costa do Miracauera – Paraná da Trindade, Município de Itacoatiara – AM, Brasil*. 2009. 141 f. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal do Amazonas - UFAM, Manaus, 2009.
- CARVALHO, N. d. O. *Hidrossedimentologia Prática*. Rio de Janeiro: Eletrobrás, CPRM, 1994.
- CRESPO, A. et al. DualSPHysics: Open-source parallel CFD solver based on smoothed particle hydrodynamics (SPH). *Computer Physics Communications*, v. 187, n. 0, p. 204 – 216, 2015.
- CRESPO, A.; GÓMEZ-GESTEIRA, M.; DALRYMPLE, R. A. Boundary conditions generated by dynamic particles in sph methods. *CMC-TECH SCIENCE PRESS*-, TECH SCIENCE PRESS, v. 5, n. 3, p. 173, 2007.
- CRESPO, A. J. et al. Dualsphysics: Open-source parallel cfd solver based on smoothed particle hydrodynamics (sph). *Computer Physics Communications*, Elsevier, v. 187, p. 204–216, 2015.
- CRESPO, A. J. C. *Application of the smoothed particle hydrodynamics model SPHysics to free surface hydrodynamics*. Tese (Doutorado) — Universidade de Vigo, 2008.
- DALRYMPLE, R.; ROGERS, B. Numerical modeling of water waves with the SPH method. *Coastal Engineering*, v. 53, n. 2–3, p. 141 – 147, 2006. Coastal Hydrodynamics and Morphodynamics Symposium celebrating the academic closing address of Jurjen A. Battjes.
- Falappi, S.; Gallati, M.; Maffio, A. SPH simulation of sediment scour in reservoir sedimentation problems. In: “*SPHERIC - Smoothed Particle Hydrodynamics European Research Interest Community*”. [S.l.: s.n.], 2007. p. 9.
- FONSECA, A. I. T. et al. Análise multitemporal do fenômeno das terras caídas - santarém/pa. *Congresso Brasileiro de Geologia e Engenharia Ambiental*, p. 1–7, 2014.
- FOURTAKAS, G.; ROGERS, B. Modelling multi-phase liquid-sediment scour and resuspension induced by rapid flows using smoothed particle hydrodynamics (sph) accelerated with a graphics processing unit (gpu). *Advances in Water Resources*, v. 92, p. 186 – 199, 2016.

- FOURTAKAS, G.; ROGERS, B. D.; LAURENCE, D. R. Modelling sediment resuspension in industrial tanks using sph. *La Houille Blanche*, Société Hydrotechnique de France, n. 2, p. 39–45, 2013.
- FOURTAKAS, G.; VACONDIO, R.; ROGERS, B. D. On the approximate zeroth and first-order consistency in the presence of 2-d irregular boundaries in sph obtained by the virtual boundary particle methods. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Wiley Online Library, v. 78, n. 8, p. 475–501, 2015.
- GINGOLD, R. A.; MONAGHAN, J. J. Smoothed particle hydrodynamics: Theory and application to non-spherical stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomic Society*, v. 181, p. 375–389, 1977.
- GÓES, J. F. *Resolução Numérica de Escoamentos Compressíveis Empregando um Método de Partículas Livre de Malhas e o Processamento Paralelo (CUDA)*. 2011. 104 f. Dissertação (Mestrado em Modelagem Computacional) — Instituto Politécnico, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2011.
- GOMEZ-GESTEIRA, M. et al. SPHysics – development of a free-surface fluid solver – part 2: Efficiency and test cases. *Computers & Geosciences*, v. 48, n. 0, p. 300 – 307, 2012b.
- GOMEZ-GESTEIRA, M. et al. SPHysics – development of a free-surface fluid solver – part 1: Theory and formulations. *Computers & Geosciences*, v. 48, n. 0, p. 289 – 299, 2012a.
- GOMEZ-GESTEIRA, M. et al. State-of-the-art of classical sph for free-surface flows. *Journal of Hydraulic Research*, Taylor & Francis, v. 48, n. S1, p. 6–27, 2010.
- HOSSEINI, S.; MANZARI, M.; HANNANI, S. A fully explicit three-step sph algorithm for simulation of non-newtonian fluid flow. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, Emerald Group Publishing Limited, v. 17, n. 7, p. 715–735, 2007.
- JEONG, S. W. Determining the viscosity and yield surface of marine sediments using modified bingham models. *Geosciences Journal*, Springer, v. 17, n. 3, p. 241–247, 2013.
- JORGE, F. *Mecanismos dos escorregamentos em encostas marginais de reservatórios*. 1984. - f. Dissertação (Mestrado) — Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Paulo, 1984.
- LIND, S. et al. Incompressible smoothed particle hydrodynamics for free-surface flows: A generalised diffusion-based algorithm for stability and validations for impulsive flows and propagating waves. *Journal of Computational Physics*, Elsevier, v. 231, n. 4, p. 1499–1523, 2012.
- LIU, G. R. *Smoothed particle hydrodynamics: A Meshfree Particle Method*. Singapore: World Scientific, 2003.
- Lucy, L. B. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. v. 82, p. 1013–1024, dez. 1977.

- MANENTI, S. et al. Sph simulation of sediment flushing induced by a rapid water flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, American Society of Civil Engineers, v. 138, n. 3, p. 272–284, 2012.
- MARCELINO, L. *Transporte de sedimentos em suspensão nos rios catarinenses*. 2009. 71 f. Monografia (TCC) — Universidade Federal de Santa Catarina, São Paulo, 2009.
- MARRONE, S. et al. δ -sph model for simulating violent impact flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 200, n. 13–16, p. 1526 – 1542, 2011.
- MOKOS, A. D. Multi-phase modelling of violent hydrodynamics using smoothed particle hydrodynamics (sph) on graphics processing units (gpus). The University of Manchester, Manchester, UK, 2014.
- MONAGHAN, J.; GINGOLD, R. Shock simulation by the particle method sph. *Journal of Computational Physics*, v. 52, n. 2, p. 374 – 389, 1983.
- MONAGHAN, J. J. On the problem of penetration in particle methods. *Journal of Computational Physics*, v. 82, p. 1–15, 1989.
- MONAGHAN, J. J. Smoothed particle hydrodynamics. *Annual Rev. Astron. Appl.*, v. 30, p. 399–406, 1992.
- MONAGHAN, J. J. Simulating free surface flow with SPH. *Journal of Computational Physics*, v. 110, p. 399–406, 1994.
- MONAGHAN, J. J. Simulating free surface flows with sph. *Journal of computational physics*, Elsevier, v. 110, n. 2, p. 399–406, 1994.
- PAPANASTASIOU, T. C. Flows of materials with yield. *Journal of Rheology*, SOR, v. 31, n. 5, p. 385–404, 1987.
- RAN, Q. et al. Incompressible sph scour model for movable bed dam break flows. *Advances in Water Resources*, Elsevier, v. 82, p. 39–50, 2015.
- RODRIGUEZ-PAZ, M.; BONET, J. A corrected smooth particle hydrodynamics method for the simulation of debris flows. *Numerical Methods for Partial Differential Equations*, Wiley Online Library, v. 20, n. 1, p. 140–163, 2004.
- SHAKIBAEINIA, A.; JIN, Y.-C. A mesh-free particle model for simulation of mobile-bed dam break. *Advances in Water Resources*, Elsevier, v. 34, n. 6, p. 794–807, 2011.
- SIBILLA, S. Sph simulation of local scour processes. 2007.
- SIOLI, H. The amazon and its main affluents: hydrography, morphology of the river courses, and river types. In: *The Amazon*. [S.l.]: Springer, 1984. p. 127–165.
- SKILLEN, A. et al. Incompressible smoothed particle hydrodynamics (sph) with reduced temporal noise and generalised fickian smoothing applied to body–water slam and efficient wave–body interaction. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Elsevier, v. 265, p. 163–173, 2013.
- SOUZA, A. L. d. O. Métodos analíticos, numéricos e experimentais para o cálculo de ondas de impacto em meios líquidos. Universidade Estadual Paulista (UNESP), 2007.

ULRICH, C.; LEONARDI, M.; RUNG, T. Multi-physics sph simulation of complex marine-engineering hydrodynamic problems. *Ocean Engineering*, Elsevier, v. 64, p. 109–121, 2013.

VACONDIO, R. et al. Sph modeling of shallow flow with open boundaries for practical flood simulation. *Journal of Hydraulic Engineering*, American Society of Civil Engineers, v. 138, n. 6, p. 530–541, 2011.

VASCO, J. R. G. et al. Desenvolvimento de um método numérico lagrangeano na determinação de alturas de ondas de impacto em meios líquidos. *Congresso de Métodos Numéricos em Engenharia*, p. 17, 2011.

VIOLEAU, D. *Fluid Mechanics and the SPH method: theory and applications*. [S.l.]: Oxford University Press, 2012.