

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS  
CENTRO DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA CIVIL**

**JOSÉ WELLINGTON PEDRO DA SILVA FILHO**

**SIMULAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE CORRIDAS DE DETRITOS  
ATRAVÉS DO MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS**

**Maceió**

**2016**

**JOSÉ WELLINGTON PEDRO DA SILVA FILHO**

**SIMULAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE CORRIDAS DE DETRITOS  
ATRAVÉS DO MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS**

Dissertação apresentada ao Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil da Universidade Federal de Alagoas, como requisito para obtenção do título de Mestre em Engenharia Civil.

Área de Concentração: Estruturas

Orientador: Prof. Dr. Adeildo Soares Ramos Júnior

**Maceió  
2016**

**Catálogo na fonte**  
**Universidade Federal de Alagoas**  
**Biblioteca Central**  
**Divisão de Tratamento Técnico**  
**Bibliotecário Responsável: Valter dos Santos Andrade**

S586s Silva Filho, José Wellington Pedro da.  
Simulação e caracterização de corridas de detritos através do Método dos Elementos Discretos / José Wellington Pedro da Silva Filho. – 2016.  
104 f. : il.

Orientador: Adeildo Soares Ramos Júnior.  
Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil: Estruturas) – Universidade Federal de Alagoas. Centro de Tecnologia. Maceió, 2016.

Bibliografia: f. 100-103.

1. Corrida de detritos. 2. Método dos Elementos Discretos. 3. Material granular. 4. Fluido intersticial. I. Título.

CDU: 624.131.537



Universidade Federal de Alagoas – UFAL  
Unidade Acadêmica Centro de Tecnologia – CTEC  
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil – PPGEC



**SIMULAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE CORRIDAS DE DETRITOS ATRAVÉS DO  
MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS**

**JOSÉ WELLINGTON PEDRO DA SILVA FILHO**

Dissertação submetida à banca examinadora do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil da Universidade Federal de Alagoas e aprovada no dia 29 do mês de abril do ano de 2016.

Banca Examinadora:

**Prof. Dr. Adeildo Soares Ramos Junior**  
Orientador – PPGEC/UFAL

**Prof. Dr. Eduardo Nobre Lages**  
(Avaliador Interno - PPGEC/UFAL)

**Prof. Dr. João Paulo Lima Santos**  
(Avaliador Externo – UFAL)

Aos meus pais, Wellington e Jozenilda, e  
à minha esposa, Clarissa, por sempre me  
incentivarem e apoiarem.

## **AGRADECIMENTOS**

A Deus todo poderoso, por iluminar sempre meus caminhos e me proporcionar as oportunidades e conquistas que tenho obtido em minha vida.

À minha família pelo carinho e apoio na realização de mais uma etapa; em especial à minha amada mãe e ao meu amado pai, que se esforçaram e me ajudaram em todos os meus passos. Também ao meu querido irmão, por estar sempre ao meu lado, me apoiando.

À minha esposa Clarissa, por todo carinho, companheirismo, apoio e estímulo em todos os momentos.

Aos amigos Lucas Omena, Leonardo Tenório e Wyllyam Barboza pela amizade, apoio e momentos de descontração.

Ao professor Adeildo Ramos, à professora Luciana Vieira e ao Diogo Cintra, pela paciência, ensinamentos, incentivo e apoio dado a este trabalho.

Aos professores do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil – PPGEC/UFAL, pela formação e conhecimentos transmitidos.

Aos amigos do LCCV pelo companheirismo, conhecimentos compartilhados e momentos de descontração. A toda equipe do LCCV pelo excelente ambiente de trabalho, apoio e eficiente assistência.

À Petrobras pela ajuda e suporte.

Enfim, a todos que contribuíram direta ou indiretamente na elaboração deste trabalho, meu sincero agradecimento.

## RESUMO

Os movimentos de massa são processos geomorfológicos, bastante comuns na natureza. Esses podem ser definidos como fluxos de misturas entre fluido e material granular, com superfícies superiores livres (expostas ao ar), que são regidos pela ação da gravidade. As corridas de detritos podem ser consideradas os movimentos de massa de maior interesse de estudo dos pesquisadores devido à elevada frequência de ocorrência do movimento, ao poder destrutivo inerente e às características bem peculiares, que os diferem dos demais fenômenos. As corridas de detritos são fenômenos imprevisíveis em sua ocorrência, rápidos e que acarretam grandes perdas humanas e financeiras. A simulação e a caracterização desse fenômeno têm sido objeto de estudo de pesquisadores de diversos países devido à complexidade e ao entendimento escasso dos mecanismos adjacentes ao processo. Dentro desse contexto, este trabalho propõe a simulação de corridas de detritos utilizando o Método dos Elementos Discretos (MED). O principal intuito dessas simulações é investigar e caracterizar o comportamento das corridas de detritos, através de parâmetros de caracterização, de acordo com a variação de alguns parâmetros do modelo da corrida. Para este fim, estuda-se a calibração de alguns parâmetros do MED para que seja possível simular de maneira eficaz as corridas de detritos, superando as dificuldades relatadas na literatura. Dentre estas dificuldades, destaca-se a quantificação dos efeitos das interações entre as partículas e o fluido intersticial. Sendo assim, desenvolvem-se as metodologias para a simulação dos contatos coesivos entre grãos, para a simulação do fluido intersticial e para o cálculo dos parâmetros de caracterização. Com isso, estuda-se a variação do comportamento dos parâmetros de caracterização das corridas de detritos através da variação da quantidade percentual do fluido intersticial.

**Palavras-chave:** Corrida de detritos. Método dos Elementos Discretos. Partículas. Fluido intersticial.

## ABSTRACT

The mass movements are quite common geomorphologic processes in nature. These may be defined as mixture flows between fluid and granular material, with free upper surfaces (exposed to air) which are governed by gravity. Debris flows can be considered the kind of mass movement of most interest of researchers' study due to the high frequency of occurrence of the movement, the destructive power inherent and the very peculiar characteristics, which differs from others phenomena. Debris flows are unpredictable phenomena in their occurrence, fast and carry great human and financial losses. The simulation and the characterization of this phenomenon have been studied for researchers from several countries due to the complexity and the little understanding of the adjacent mechanisms of the process. In this context, this paper proposes the simulation of debris flow using the Discrete Element Method (DEM). The main purpose of these simulations is to investigate and to characterize the behavior of debris flow through the characterization parameters according to the variation of some parameters of the model of debris flow. To this aim, we study the calibration of some parameters of the DEM so the simulation effectively of the debris flows to be possible, overcoming the difficulties reported in the literature. Among these difficulties, there is the quantification of the effects of the interactions between the particles and interstitial fluid. Therefore, we develop the methodologies for the simulation of the cohesive contacts between the grains, for the simulation of the interstitial fluid and to calculate the characterization parameters. Thus, we study the variation of the behavior of the characterization parameters of the debris flows by varying the percentage amount of the interstitial fluid.

**Keywords:** Debris flows. Discrete Element Method. Particles. Interstitial fluid.



## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - O município de São José do Vale do Rio Preto foi um dos mais castigados pela chuva ocorrida em Janeiro de 2011. ....	19
Figura 2 - Morro do Bumba, após o deslizamento. ....	19
Figura 3 - Esquema de classificação apresentado por Varnes (1978). ....	25
Figura 4 - Classificação de movimentos de massa proposta por Pierson e Costa (1987). ....	26
Figura 5 - Classificação dos fluxos de sedimentos baseada no conteúdo de água e na velocidade. ....	29
Figura 6 - Estrutura esquelética em fluxo de grãos quase-estático. ....	33
Figura 7 - Diagrama ternário dos tipos de corridas de detritos dinâmicas. ....	34
Figura 8 - Estrutura geral de corridas de detritos inerciais. ....	36
Figura 9 - Esquema de classificação com base nos parâmetros adimensionais $N_{BAG}$ , $N_{SAV}$ e $N_{DAR}$ . ....	39
Figura 10 - Curvas de viscosidade para alguns tipos de fluidos. ....	43
Figura 11 - Representação dos sistemas de coordenadas global e local. ....	48
Figura 12 - Contato entre as partículas. ....	51
Figura 13 - (a) Modelo Kelvin para a direção normal; (b) Modelo Kelvin para a direção tangencial. ....	51
Figura 14 - (a) Modelo Kelvin-Coulomb para a direção normal; (b) Modelo Kelvin-Coulomb para a direção tangencial. ....	53
Figura 15 - Fluxograma com as etapas do processamento no sistema PETRODEM. ....	56
Figura 16 - Etapas da formulação do modelo coesivo. ....	59
Figura 17 - Corte do modelo particulado com materiais diferentes para os grãos (cor vermelha) e para as partículas que compõem o fluido (cor azul). ....	63
Figura 18 - Composição do movimento de rolamento. ....	64
Figura 19 - Esquema de forças atuantes no corpo. ....	65
Figura 20 - Forças atuantes em um corpo deformável em uma superfície plana. ....	66
Figura 21 - Evolução da posição da partícula em função do tempo na simulação: (a) 0 s; (b) 0,38 s; (c) 0,5 s. ....	72
Figura 22 - Parcelas de energia em função do tempo no primeiro teste de validação. ....	73
Figura 23 - Parcelas de energia em função do tempo entre os instantes de tempo de 0,037 s e 0,04 s da simulação do primeiro teste. ....	74
Figura 24 - Evolução da posição das partículas em função do tempo na simulação: (a) 0 s; (b) 0,056 s; (c) 0,1 s. ....	75
Figura 25 - Parcelas de energia em função do tempo no segundo teste de validação, a colisão elástica entre duas partículas. ....	76
Figura 26 - Deslocamento horizontal ( $L$ ) e vertical ( $H$ ) do centro de massa. ....	77
Figura 27 - Espalhamento ( $l$ ) e altura ( $h$ ) do pacote de sedimentos depositados. ....	77
Figura 28 - Modelo numérico de corridas de detritos proposto por Li <i>et al.</i> (2012). ....	79
Figura 29 - Modelo numérico gerado com o sistema PETRODEM. ....	80
Figura 30 - Modelo particulado gerado com o sistema PETRODEM em detalhes. ....	80
Figura 31 - Variação de $L/H$ em função de $\mu_r$ no modelo de corrida de detritos gerado com o sistema PETRODEM. ....	83
Figura 32 - Variação de $L/H$ em função do % água no modelo de corrida de detritos. ....	86
Figura 33 - Variação de $l/h$ em função do % água no modelo de corrida de detritos. ....	88
Figura 34 - Configuração do depósito formado nas corridas de detritos com: (a) 0% de água; (b) 20% de água; (c) 40% de água. ....	88

Figura 35 - Variação da velocidade média do centro de massa $v_{med}$ em função do % água no modelo de corrida de detritos. ....	89
Figura 36 - Variação de $N_{BAG}$ em função do % água no modelo de corrida de detritos.....	90
Figura 37 - Variação de $N_{SAV}$ em função do % água no modelo de corrida de detritos.....	90
Figura 38 - Variação de $N_{DAR}$ em função do % água no modelo de corrida de detritos.....	91
Figura 39 - Gráfico dos parâmetros adimensionais de energia $\alpha$ , $\beta$ e $\gamma$ em função do tempo para o modelo de corrida de detritos com 0% de água. ....	93
Figura 40 - Gráfico dos parâmetros adimensionais de energia $\alpha$ , $\beta$ e $\gamma$ em função do tempo para o modelo de corrida de detritos com 10% de água. ....	93
Figura 41 - Gráfico dos parâmetros adimensionais de energia $\alpha$ , $\beta$ e $\gamma$ em função do tempo para o modelo de corrida de detritos com 30% de água. ....	94

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Esquema para classificação dos principais tipos de mecanismos de desmoronamentos. ....	27
Tabela 2 - Valores típicos das principais propriedades físicas das corridas de detritos. ....	31
Tabela 3 - Parâmetros do modelo de corrida de detritos. ....	79
Tabela 4 - Parâmetros do modelo de contato coesivo. ....	81
Tabela 5 - Valores dos parâmetros do modelo de contato entre os grãos e o terreno. ....	82
Tabela 6 - Valores do alcance $L$ para os valores de $\mu_r$ simulados na Análise I. ....	84
Tabela 7 - Propriedades físicas do fluido intersticial. ....	86

## LISTA DE ABREVIACOES

<b>CTEC</b>	Centro de Tecnologia
<b>DEMOOP</b>	<i>Discrete Element Method Object Oriented Programming</i>
<b>LCCV</b>	Laboratório de Computao Científica e Visualizao
<b>MED</b>	Método dos Elementos Discretos
<b>MLB</b>	Método de Lattice Boltzmann
<b>SPH</b>	<i>Smoothed Particle Hydrodynamics</i>
<b>PETRODEM</b>	Petrobras <i>Discrete Element Method</i>
<b>PPGEC</b>	Programa de Pós-Graduao em Engenharia Civil
<b>UFAL</b>	Universidade Federal de Alagoas

## LISTA DE SÍMBOLOS

$\rho_s$	Densidade dos grãos
$\delta$	Diâmetro médio dos grãos
$\phi_g$	Ângulo de atrito do contato entre os grãos
$e$	Coefficiente de restituição
$\rho_f$	Densidade do fluido intersticial
$\mu$	Viscosidade do fluido intersticial
$v_s$	Fração volumétrica de sólidos
$v_f$	Fração volumétrica do fluido
$k$	Permeabilidade hidráulica
$K$	Condutividade hidráulica
$E$	Módulo de elasticidade
$\phi$	Ângulo de atrito
$\tau_c$	Tensão devido às colisões entre as partículas
$\tau_k$	Tensão cinética
$\tau_s$	Tensão estática
$\tau_\mu$	Tensão de deformação no interior do fluido intersticial
$\tau_y$	Tensão de escoamento do fluido intersticial
$\tau_t$	Tensão da mistura turbulenta
$\tau$	Tensão de cisalhamento
$N_{SAV}$	Número de Savage

$du/dz$	Taxa de cisalhamento
$N$	Número de grãos que constitui a camada vertical
$g$	Aceleração da gravidade
$\tau_v$	Tensão viscosa
$N_{BAG}$	Número de Bagnold
$h/d$	Profundidade relativa
$N_{REY}$	Número de Reynolds
$N_{DAR}$	Número de Darcy
$\eta$	Viscosidade aparente do fluido de Bingham
$K_1$	Viscosidade aparente do fluido de Herschel-Bulkley
$K_2$	Viscosidade aparente do fluido dilatante
$\tau_0$	Tensão inicial para que haja movimento do fluido
$\mathbf{X}_0$	Vetor posição inicial
$\mathbf{X}$	Vetor posição final
$V$	Volume da partícula
$\mathbf{u}$	Vetor deslocamento translacional
$\mathbf{v}$	Vetor velocidade translacional
$\mathbf{a}$	Vetor aceleração translacional
$\boldsymbol{\theta}$	Vetor deslocamento rotacional
$\boldsymbol{\omega}$	Vetor velocidade rotacional
$\dot{\boldsymbol{\omega}}$	Vetor aceleração rotacional

$m^i$	Vetor massa da partícula $i$
$I$	Momento de inércia
$m$	Massa da partícula
$\rho$	Densidade da partícula
$f^i$	Vetor das forças e momentos da partícula $i$
$f_{ext}$	Vetor das forças e momentos devido a cargas externas
$f_{int}$	Vetor das forças e momentos resultante das interações entre as partículas
$f_{amt}$	Vetor das forças de amortecimento global
$f_n$	Vetor da força normal de contato
$k_n$	Rigidez normal
$u_{rn}$	Deslocamento relativo normal
$f_t$	Vetor da força tangencial de contato
$k_t$	Rigidez tangencial
$u_{rt}$	Deslocamento relativo tangencial
$v_{rn}$	Velocidade relativa normal
$v_{r\theta}$	Velocidade relativa tangencial
$v_{rn\theta}$	Velocidade relativa normal devido à rotação
$v_{rt}$	Velocidade relativa devido à rotação
$n$	Direção do vetor normal
$c_n$	Coefficiente de amortecimento normal
$c_t$	Coefficiente de amortecimento tangencial

$f_{\mu}$	Vetor da força atrito
$\mu$	Coeficiente de atrito de Coulomb
$T_i$	Torque atuante em uma partícula $i$
$\Delta t_{crit}$	Intervalo de tempo crítico
$m_{min}$	Menor valor de massa associado a uma partícula
$k_{max}$	Maior valor de rigidez associado a um contato
$h_{ruptura}$	Distância de ruptura
$V_C$	Volume da ponte capilar
$\theta$	Ângulo de contato na interface líquido-ar
$F_C$	Força capilar
$\gamma_f$	Tensão superficial do fluido
$a$	Distância entre as partículas
$d_{sp/sp}$	Distância de imersão
$R$	Raio das partículas
$f_V$	Fator de volume
$Bo_g$	<i>Granular Bond Number</i>
$F_{Cmax}$	Força capilar máxima
$W$	Peso da partícula
$N_{CV}$	Número de contatos entre as partículas no volume representativo
$V_R$	Volume representativo
$v_{CM}$	Velocidade do centro de massa



$v_P$	Velocidade no ponto P
$\mu_e$	Coeficiente de atrito estático
$\mu_c$	Coeficiente de atrito cinético
$\mu_r$	Coeficiente de atrito de rolamento
$v_0$	Velocidade inicial da esfera
$t_p$	Tempo de parada
$p$	Porosidade
$\mu_w$	Viscosidade da água
$\gamma_w$	Peso específico da água
$u_{fines}$	Fração volumétrica do fluido ocupado por grãos finos
$\rho_w$	Densidade da água
$E_c$	Energia cinética
$E_{pg}$	Energia potencial gravitacional
$E_{pe}$	Energia potencial elástica
$E_d$	Energia dissipada
$E_t$	Energia total
$N_{partículas}$	Número de partículas
$F_{nx}$	Força normal do contato na direção $x$
$F_{ny}$	Força normal do contato na direção $y$
$F_{tx}$	Força tangencial do contato na direção $x$
$F_{ty}$	Força tangencial do contato na direção $y$

- $\alpha$  Parâmetro adimensional de energia que explicita a contribuição da parcela de energia cinética no movimento
- $\beta$  Parâmetro adimensional de energia que explicita a contribuição da parcela de energia potencial gravitacional no movimento
- $\gamma$  Parâmetro adimensional de energia que explicita a contribuição da parcela de energia potencial elástica no movimento
- $L$  Deslocamento horizontal do centro de massa do volume deslocado
- $H$  Deslocamento vertical do centro de massa do volume deslocado
- $l$  Espalhamento dos sedimentos depositados
- $h$  Altura dos sedimentos depositados

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO .....</b>	<b>18</b>
1.1	OBJETIVOS.....	21
1.2	MÉTODO DE PESQUISA.....	22
1.3	ESTRUTURA DO TRABALHO .....	22
<b>2</b>	<b>CARACTERIZAÇÃO E CLASSIFICAÇÃO DAS CORRIDAS DE DETRITOS ..</b>	<b>24</b>
2.1	CLASSIFICAÇÃO DOS MOVIMENTOS DE MASSA .....	24
2.1.1	Desmoronamentos ( <i>landslides</i> ).....	27
2.1.2	Fluxos de sedimentos ( <i>sediment flows</i> ).....	28
2.2	CARACTERÍSTICAS DAS CORRIDAS DE DETRITOS.....	30
2.3	CLASSIFICAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DAS CORRIDAS DE DETRITOS DE ACORDO COM OS MECANISMOS DE FLUXO PREDOMINANTES .....	32
2.3.1	Classificação e caracterização das corridas de detritos proposta por Takahashi (2009) .....	32
2.3.2	Classificação e caracterização das corridas de detritos proposta por Iverson (1997) .....	38
<b>3</b>	<b>TÉCNICAS ANALÍTICAS E NUMÉRICAS PARA MODELAGEM E SIMULAÇÃO DE CORRIDAS DE DETRITOS.....</b>	<b>41</b>
3.1	MODELOS CONTÍNUOS .....	41
3.1.1	Modelos contínuos monofásicos .....	42
3.1.2	Modelo contínuo bifásico (Teoria da Mistura).....	44
3.2	MODELOS DESCONTÍNUOS .....	44
<b>4</b>	<b>MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS .....</b>	<b>47</b>
4.1	EQUAÇÃO DE MOVIMENTO .....	48
4.2	MODELOS DE CONTATO .....	50
4.2.1	Modelo de Kelvin.....	51
4.2.2	Modelo de Kelvin-Coulomb.....	52
4.2.3	Torque e atrito de rolamento .....	53
4.3	MÉTODOS DE INTEGRAÇÃO.....	54
4.4	CALIBRAÇÃO DE PARÂMETROS .....	54
4.5	SISTEMA COMPUTACIONAL PETRODEM.....	55
<b>5</b>	<b>METODOLOGIA.....</b>	<b>58</b>
5.1	MODELO COESIVO DOS GRÃOS.....	58
5.2	MODELO PARA SIMULAÇÃO DO FLUIDO INTERSTICIAL .....	61
5.3	MODELO DE CONTATO ENTRE OS GRÃOS E O TERRENO .....	63
5.4	CÁLCULO DOS PARÂMETROS ADIMENSIONAIS APRESENTADOS POR IVERSON (1997) E TAKAHASHI (2009).....	67
5.5	PARÂMETROS ADIMENSIONAIS DE ENERGIA DO MED.....	68
5.6	PARÂMETROS GEOMÉTRICOS ADIMENSIONAIS DE CARACTERIZAÇÃO.....	76

<b>6</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES .....</b>	<b>78</b>
6.1	MODELO DE CORRIDA DE DETRITOS .....	78
6.2	ANÁLISE I.....	82
6.3	ANÁLISE II.....	85
6.4	ANÁLISE III .....	92
<b>7</b>	<b>CONCLUSÕES.....</b>	<b>96</b>
	<b>REFERÊNCIAS .....</b>	<b>100</b>

## 1 INTRODUÇÃO

A modelagem e a simulação de fenômenos naturais é relevante para o desenvolvimento de um país (ALVARADO, 2006). A partir do conhecimento dos mecanismos que regem esses fenômenos, bem como de suas características intrínsecas, é possível prever sua ocorrência e adotar medidas preventivas que garantam um menor impacto socioeconômico.

Os movimentos de massa são processos geomorfológicos, bastante comuns na natureza. Estes podem ser definidos como fluxos de misturas entre fluido e material granular, com superfícies superiores livres (expostas ao ar), que são regidos pela ação da gravidade (CALVETTI *et al.*, 2001).

Dentre os vários tipos de movimentos de massa que podem ser observados na natureza, os fenômenos de maior interesse são: as corridas de detritos, as avalanches de detritos, os fluxos de grãos, os fluxos de solo, o rastejo, o solifluxão, as corridas de lama, as quedas de rochas, o deslizamento de rochas e as avalanches de rochas. Frequentemente, interpreta-se grande parte desses tipos de movimentos de massa utilizando o termo corridas de detritos.

As corridas de detritos podem ser consideradas os movimentos de massa de maior interesse de estudo dos pesquisadores (TAKAHASHI, 2007). Essa relevância se deve à elevada frequência de ocorrência do movimento, ao poder destrutivo inerente e às características bem peculiares, que o difere dos demais fenômenos.

As corridas de detritos são fenômenos imprevisíveis em sua ocorrência, rápidos e que acarretam grandes perdas humanas e financeiras. A simulação e a caracterização desse fenômeno têm sido objeto de estudo de pesquisadores de diversos países devido à complexidade e ao entendimento escasso dos mecanismos adjacentes ao processo.

Esses fenômenos podem apresentar características bem peculiares, como a dilatação, atrito interno, colisões entre as partículas, fluidificação, segregação das partículas, etc. Além disso, as corridas de detritos podem apresentar diferentes volumes, tipos de materiais e ambientes, envolvidos nos processos.

Corridas de detritos de grandes proporções podem apresentar volumes maiores que  $10^9 \text{ m}^3$  e podem liberar mais de  $10^{16} \text{ J}$  de energia potencial (IVERSON, 1997). Mas até

mesmo os fluxos mais comuns, de aproximadamente  $10^3 \text{ m}^3$ , podem devastar vegetações, danificar estruturas e colocar vidas em perigo.

No Brasil, as corridas de detritos ocorrem com uma frequência relativamente alta, principalmente na Região Centro-Sul do país, margeada pela Serra do Mar. Dois eventos de movimentos de massa merecem ser mencionados pela destruição em larga escala que eles causaram. Em 12 de janeiro de 2011, deslizamentos castigaram a região serrana do Rio de Janeiro após fortes chuvas (Figura 1), resultando em mais de mil mortos e desaparecidos. E no dia 7 de abril de 2010, um deslizamento no Morro do Bumba, provocado por fortes chuvas, em Niterói-RJ, deixou cerca de 250 mortos e desaparecidos (Figura 2).

**Figura 1 - O município de São José do Vale do Rio Preto foi um dos mais castigados pela chuva ocorrida em Janeiro de 2011.**



Fonte: G1 (2014).

**Figura 2 - Morro do Bumba, após o deslizamento.**



Fonte: G1 (2014).

A distinção entre os diversos tipos de movimentos de massa pode ser feita considerando a presença ou a abundância de cada fase, a velocidade do movimento e as propriedades das fases (CALVETTI *et al.*, 2001). Essa distinção é essencial, pois a partir da caracterização dos fenômenos de maior ocorrência na região estudada, pode-se estimar as principais características do movimento, tais como o alcance, a velocidade média, a energia associada, a geometria do depósito e a vazão média do movimento de massa. Diante dessas informações, pode-se adotar medidas preventivas, tomar decisões mais sensatas e, conseqüentemente, diminuir os riscos de desastres.

No entanto, a coleta de dados detalhados de um movimento de massa é difícil devido à precisão requerida na definição do momento exato de ocorrência do fenômeno e à magnitude deste. O conhecimento científico acerca da problemática em questão foi obtido através de observações qualitativas em campo e de modelos e experimentos altamente idealizados (IVERSON, 1997).

Entretanto, uma nova geração de modelos e experimentos tem começado a melhorar a compreensão de propriedades intrínsecas dos fenômenos. Por exemplo, os estudos das corridas de detritos constataram que o fluxo é transiente e não uniforme, e raramente tem duração superior a  $10^4$  s. As velocidades máximas podem ser superiores a 10 m/s. A concentração de sedimentos é praticamente constante durante o fluxo e tipicamente ultrapassa 50% em volume (IVERSON, 1997).

Apesar desse desenvolvimento recente, muitos esclarecimentos acerca de diversos aspectos dos movimentos de massa ainda são escassos, principalmente no âmbito da caracterização e da classificação do movimento.

Em contrapartida, o avanço da tecnologia tem possibilitado a realização de estudos mais realistas desse fenômeno. A utilização de novas ferramentas numéricas e gráficas torna a análise de risco mais eficiente e eficaz.

Este trabalho propõe a simulação de corridas de detritos utilizando o Método dos Elementos Discretos (MED). O principal intuito dessas simulações é investigar e caracterizar o comportamento das corridas de detritos, através dos parâmetros de caracterização, de acordo com a variação de alguns parâmetros do modelo da corrida. Para este fim, calibram-se alguns parâmetros do MED para que seja possível simular de maneira eficaz as corridas de detritos, superando as dificuldades relatadas na literatura, tais como a quantificação dos efeitos das interações entre as partículas e o fluido intersticial (TAKAHASHI, 2007).

O Método dos Elementos Discretos é uma ferramenta numérica utilizada na compreensão e interpretação de diversos fenômenos e problemas de interesse na engenharia,

dentre os quais se destaca a simulação de movimentos de partículas de materiais granulares e rochosos, bem como o estudo de problemas de fluxo. Neste âmbito, o método tem se mostrado uma ferramenta promissora, por ser um método numérico capaz de lidar com problemas de natureza descontínua envolvendo meios granulares. O MED é uma técnica numérica de modelagem de sistemas de partículas através do monitoramento do movimento de cada partícula, bem como suas interações entre as mesmas e com o ambiente, de forma discreta ao longo do tempo.

Para a aplicação do MED nessas simulações utiliza-se o sistema computacional PETRODEM (Petrobras *Discrete Element Method*) (PETRODEM, 2016), desenvolvido no Laboratório de Computação Científica e Visualização (LCCV), vinculado ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil (PPGEC), do Centro de Tecnologia (CTEC), da Universidade Federal de Alagoas (UFAL), em parceria com algumas universidades brasileiras. O sistema PETRODEM é capaz de utilizar a formulação do MED no estudo de problemas envolvendo a dinâmica de meios descontínuos. Este é composto por programas distintos responsáveis pelas atividades de pré-processamento, análise numérica e visualização de resultados.

Neste trabalho também se estuda a classificação e a caracterização das corridas de detritos através da utilização de critérios abordados por alguns autores na literatura. A caracterização desse fenômeno possibilita o conhecimento dos mecanismos dominantes no fluxo. A partir desse conhecimento, pode-se elaborar modelos para a corrida de detritos levando em consideração apenas um ou dois processos de transporte de momento que prevalecem no fluxo.

Assim, este trabalho também procura contribuir com o desenvolvimento do conhecimento científico sobre as características e a dinâmica das corridas de detritos. Considera-se este estudo relevante devido à frequência com que esses fenômenos ocorrem no Brasil, à escassez de iniciativas na análise de riscos em regiões propensas a este tipo de desastre e ao elevado risco que as pessoas que vivem nestas regiões estão sujeitas.

## **1.1 Objetivos**

O objetivo geral deste trabalho consiste no desenvolvimento de uma metodologia para a simulação e a caracterização de cenários de corridas de detritos de interesse.



## 1.2 Método de Pesquisa

Inicialmente, é primordial um estudo sobre os movimentos de massa, abordando as definições, as características, os principais mecanismos envolvidos e os parâmetros analisados nesse fenômeno. Em seguida, uma abordagem teórica sobre os principais aspectos dos diferentes tipos de movimentos de massa é realizada. Em paralelo, as metodologias de classificação e caracterização do fenômeno disponíveis na literatura são estudadas. Posteriormente, uma revisão bibliográfica sobre as principais características e as principais formas de classificação e caracterização das corridas de detritos é feita. Então, investigam-se na literatura técnicas analíticas e numéricas para a modelagem e a simulação de corridas de detritos. Esses estudos constituem a revisão bibliográfica do trabalho.

O modelo coesivo de contato entre os grãos é estabelecido, assim como o modelo de contato entre os grãos e o terreno. O modelo para a simulação do fluido intersticial é definido e então, gera-se um modelo de corrida de detritos análogo ao proposto por Li *et al.* (2012). O modelo de corrida de detritos é simulado em diversos cenários e analisa-se seu comportamento através da metodologia de cálculo dos parâmetros de caracterização desenvolvida neste trabalho.

## 1.3 Estrutura do Trabalho

Nesta seção apresenta-se uma síntese dos próximos capítulos deste trabalho.

O Capítulo 2 trata da caracterização e classificação das corridas de detritos. Neste capítulo, apresentam-se as principais formas de classificação e caracterização dos movimentos de massa disponíveis na literatura. Enfoca-se também nos conceitos e nas principais características das corridas de detritos, assim como suas principais formas de classificação e caracterização disponíveis na literatura.

O Capítulo 3 aborda as técnicas analíticas e numéricas mais relevantes na modelagem e simulação das corridas de detritos. Neste capítulo, apresentam os conceitos, a formulação e a aplicabilidade das técnicas na modelagem desses fenômenos.

No Capítulo 4 abordam-se os principais aspectos ligados ao Método dos Elementos Discretos, tais como conceitos, equação de movimento, modelos de contato e calibração de parâmetros. Ainda neste capítulo, apresenta-se a ferramenta computacional utilizada, fazendo uma descrição geral do sistema PETRODEM e dos programas que o compõe.

No Capítulo 5 apresenta-se a metodologia adotada para a simulação e caracterização das corridas de detritos. Neste capítulo é estabelecido o modelo de contato coesivo entre os grãos, assim como o modelo para a simulação do fluido intersticial e o modelo de contato entre os grãos e o terreno. Além disso, definem-se os parâmetros de caracterização relevantes, bem como se desenvolve a metodologia para o cálculo dos mesmos.

O Capítulo 6 contém os resultados obtidos nas diferentes análises, assim como se faz uma discussão sobre esses resultados.

Por fim, no Capítulo 7 são feitas as considerações finais do trabalho.

## 2 CARACTERIZAÇÃO E CLASSIFICAÇÃO DAS CORRIDAS DE DETRITOS

### 2.1 Classificação dos Movimentos de Massa

Na literatura técnica há uma enorme variedade de processos que são classificados de forma genérica como fenômenos de movimentos de massa. Isto dificulta a compreensão e o discernimento dos diferentes processos existentes (CALVETTI *et al.*, 2001).

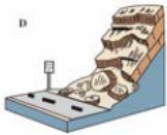

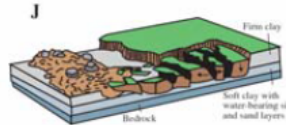




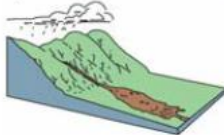

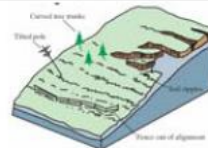
Alguns autores têm apresentado diferentes formas de classificação para os movimentos de massa. Lowe (1976) classifica os movimentos de massa de acordo com as características macroscópicas do comportamento do fluxo observado. Beverage e Culbertson (1964) apresentam critérios baseados nas frações mássicas de água e de sedimentos. Coussot e Meunier (1996) apresentam um esquema de classificação reológica que se baseia na velocidade, na concentração dos sólidos e na coesão do material.

A classificação proposta por Varnes (1978) é a mais popular na literatura. O autor utiliza ilustrações esquemáticas, tais como a Figura 3, nas quais vários padrões de movimentos de massa são demonstradas em um plano, no qual um dos eixos ortogonais corresponde aos tipos de deslocamentos (queda, deslizamento, espalhamento lateral e fluxo) e o outro corresponde aos tipos de materiais presentes antes do início do movimento (formações rochosas, detritos de rochas, areia e partículas finas).

Pierson e Costa (1987) sugerem a possibilidade de acoplar termos reológicos e geomorfológicos para uma melhor e mais completa descrição dos movimentos de massa. Os autores propõem o discernimento dentre a ampla gama de fenômenos existentes levando em consideração a concentração dos sedimentos e a velocidade média do movimento, como é ilustrado na Figura 4.

Na Figura 4, os limites A, B e C de concentração de sedimentos são considerados de acordo com as propriedades das partículas sólidas em uma mistura sem coesão, de granulometria espessa uniforme. Encontra-se na concentração do ponto A, a tensão máxima para início do arraste do material particulado; no ponto B atinge-se a suspensão estática das partículas sólidas e o início da fluidificação; e no ponto C ocorre o fim da fluidificação.

Figura 3 - Esquema de classificação apresentado por Varnes (1978).

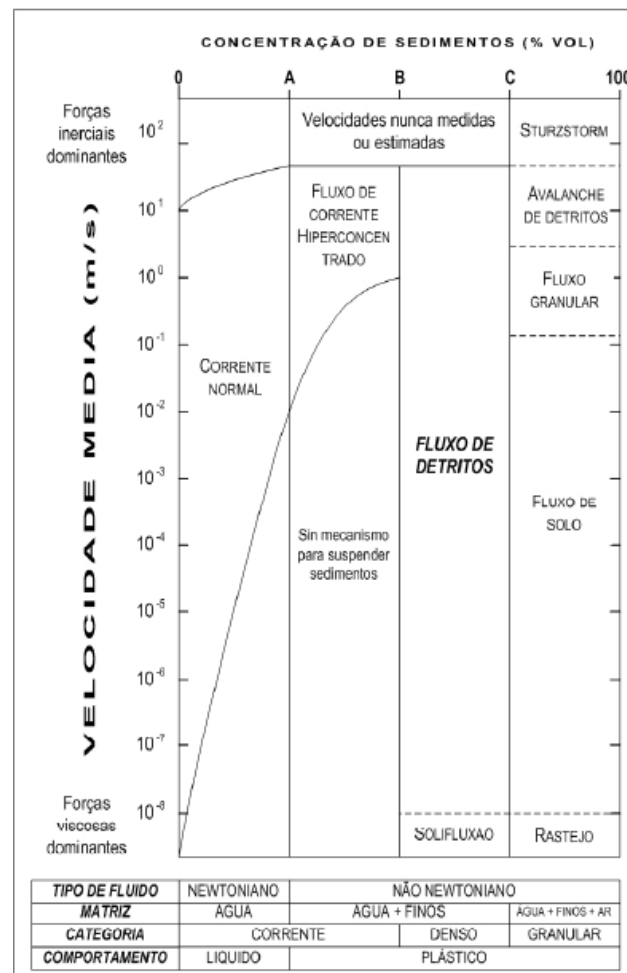
TIPO DE MOVIMENTO		TIPO DE MATERIAL		
		Maciços Rochosos	Material altamente intemperizado	
			Detritos	Solo
QUEDAS			Queda de detritos	Queda de solo
TOMBAMENTOS				
DESLOCAMENTOS LATERAIS				
DESLIZAMENTOS	Rotacional*			
	Translacional			
FLUXOS	Avalanches	Avalanche de Rochas		
	Rápidos	Fluxo de rochas		
	Lentos			
		Rastejo profundo	Rastejo Superficial	
COMPLEXOS		Combinação de dois ou mais dos movimentos anteriores.		

Fonte: Adaptado de Alvarado (2006).

O comportamento reológico das correntes varia de típico fluido newtoniano a não-newtoniano de acordo com o incremento da concentração de partículas sólidas. A velocidade

do movimento de massa identifica o mecanismo de transferência de momento dominante, haja vista que grandes velocidades caracterizam forças inerciais dominantes, enquanto velocidades baixas demonstram a predominância de forças viscosas.

**Figura 4 - Classificação de movimentos de massa proposta por Pierson e Costa (1987).**



Fonte: Adaptado de Pierson e Costa (1987).

Vale ressaltar que essas classificações são empíricas e qualitativas. Nessas classificações não são abordados de maneira relevante os mecanismos físicos presentes nos movimentos (TAKAHASHI, 2007).

Ao estudar os critérios adotados na literatura para classificação dos movimentos de massa, observa-se que há grande divergência entre os autores. Este capítulo apresenta, a partir da revisão bibliográfica, uma classificação dos diversos tipos de movimentos de massa utilizando critérios considerados mais adequados para o estudo proposto.

Os aspectos dos artigos supracitados, principalmente o trabalho de Pierson e Costa (1987), servem como base para a classificação dos movimentos de massa. Estes podem ser

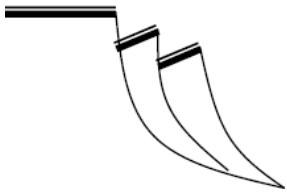
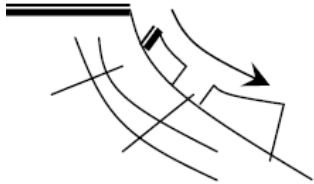
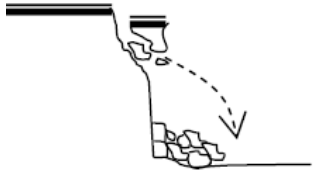
divididos em dois grandes grupos: desmoronamentos (*landslides*) e fluxos de sedimentos (*sediment flows*).

### 2.1.1 Desmoronamentos (*landslides*)

Os casos de desmoronamento (*landslides*) são caracterizados pela presença de uma superfície consolidada ou área de ruptura, ou seja, o talude. Um bloco do talude desprende-se a partir de instabilidades na região, que podem ser causadas por diferentes motivos como chuva, erosão, abalos sísmicos ou forças gravitacionais, ocasionando o desmoronamento.

Os desmoronamentos podem ser classificados em três tipos de movimentos de massa conhecidos, esquematizados na Tabela 1.

**Tabela 1 - Esquema para classificação dos principais tipos de mecanismos de desmoronamentos.**

Movimento de massa	Modelo
Deslizamento com rastejo ( <i>slump</i> )	
Escorregamento ( <i>slide</i> )	
Queda ( <i>fall</i> )	

Fonte: Adaptada de Alvarado (2006).

Cada um dos tipos de movimentos apresenta características bem diferenciáveis. O deslizamento com rastejo (*slump*) é um movimento repentino de rotação do material sobre uma superfície côncava de ruptura. O topo dos blocos deslizantes não apresenta deformações. As forças de cisalhamento são responsáveis pela falha. Estas surgem devido à eliminação de

material na base da encosta por atividades humanas ou erosivas, às chuvas intensas ou aos sismos.

O escorregamento (*slide*) é um movimento sobre superfícies de ruptura pré-existentes. O fenômeno é apenas translacional, não apresentando rotação do material em movimento. As forças de cisalhamento também são responsáveis pela falha.

As quedas (*fall*) são eventos extremamente rápidos que resultam na acumulação de material na base da encosta. Caracterizam-se pela queda livre de blocos do material devido à instabilidade ocasionada pelas forças gravitacionais.

O mecanismo que rege o movimento nos desmoronamentos é essencialmente a dinâmica dos corpos rígidos (TAKAHASHI, 2007). Além disso, a massa deslocada nesses movimentos é composta basicamente por aglomerados de solo e rochas, não havendo assim, interação com fluido.

### 2.1.2 Fluxos de sedimentos (*sediment flows*)

Os fluxos de sedimentos são constituídos pela mistura de fluido e sólidos e apresentam características bem peculiares. A natureza do fluido interfere nas propriedades dinâmicas dos sedimentos em transporte. A energia interna de alguns desses movimentos é muito grande em comparação a qualquer outro evento. Tal fato fornece a esses eventos um poder destrutivo único. Este grupo é dividido com base no conteúdo de água e na velocidade média do movimento. A Figura 5 apresenta um esquema de classificação dos fluxos de sedimentos segundo esses critérios.

Os fluxos de lama (*slurry flow*), as corridas de detritos (*debris flow*) e o solifluxão são movimentos de material desagregado. Estes fluxos apresentam um alto teor de saturação e um teor de água de 20 a 40% em volume (PIERSON e COSTA, 1987).

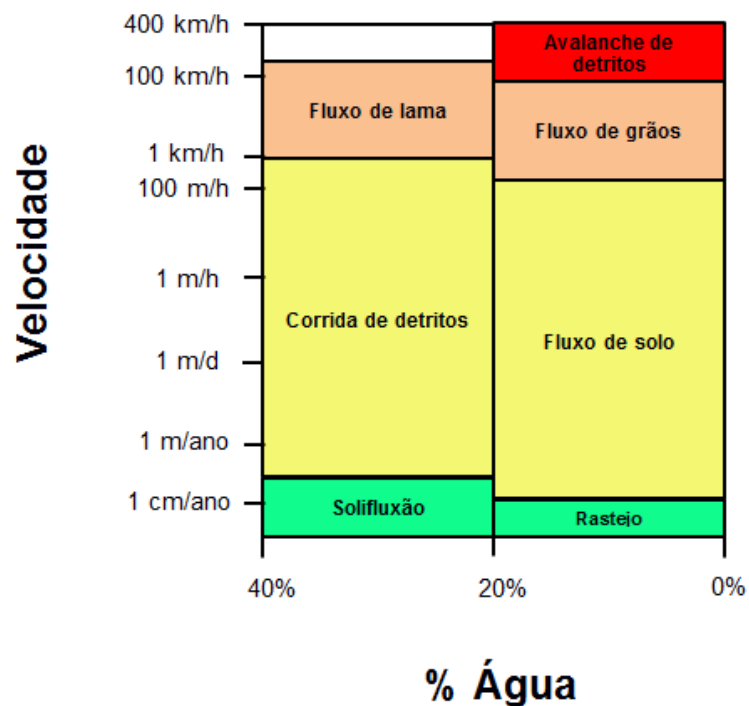
O solifluxão é um movimento lento comparado ao fluxo de lama e à corrida de detritos. Sua velocidade média situa-se em torno de centímetros por ano (cm/ano). É um movimento contínuo de solo saturado, típico de zonas nórdicas que são afetadas anualmente pelos ciclos de congelamento e degelo (ALVARADO, 2006).

As corridas de detritos (*debris flow*) são misturas de sólidos saturados com água e/ou ar. Apresentam uma ampla gama de tamanhos de sedimentos transportados e as características mecânicas do movimento variam significativamente de acordo com as diferenças no conteúdo de água e de argila e silte, além da diferença no tamanho dos sedimentos (CALVETTI *et al.*, 2001). Essa grande variabilidade no comportamento desse tipo de movimento faz com que a velocidade média deste varie entre 1 m/ano a 1 km/h, aproximadamente. O movimento

costuma ser iniciado depois de chuvas fortes. Durante o deslizamento, o volume tende a ser incrementado, fenômeno conhecido como dilatação.

Os fluxos de lama (*slurry flow*) contêm alto teor de umidade, assim como elevado conteúdo de sedimentos finos e coesivos, aproximadamente 50% de areia, silte e argila. Esses fatores propiciam a diminuição da viscosidade do fluxo, fazendo com que o movimento atinja velocidades médias entre 1 e 150 km/h. São altamente destrutivos e apresentam composição mais uniforme que as corridas de detritos.

**Figura 5 - Classificação dos fluxos de sedimentos baseada no conteúdo de água e na velocidade.**



Fonte: Adaptada de Alvarado (2006).

Os rastejos (*creep*), os fluxos de solo (*earthflow*), os fluxos de grãos (*grain flow*) e as avalanche de detritos (*debris avalanche*) apresentam baixo conteúdo de água, entre 0 e 20% em volume. Naqueles movimentos em que não há água, o fluido é exclusivamente o ar, e as interações deste com os sólidos regem a dinâmica do fenômeno.

Os rastejos (*creep*) são movimentos extremamente lentos, com velocidades médias que se situam entre mm/ano e cm/ano. Apresentam grandes volumes de deposição (ALVARADO, 2006).

Os fluxos de solo (*earthflow*) são eventos de comportamento similar às corridas de detritos. A diferença entre os fenômenos está no baixo conteúdo de água inerente aos fluxos



de solo. Estes apresentam distribuição granulométrica variada. Suas velocidades médias variam de 1 cm/ano a 100 m/h (ALVARADO, 2006).

Os fluxos de grãos (*grain flow*) são movimentos de granulometria grossa e uniforme. Apresentam velocidades médias superiores às velocidades dos fluxos de solo.

As avalanches de detritos (*debris avalanche*) são fenômenos extremos às corridas de detritos, pois desenvolvem velocidades altas, em média 300 km/h. As avalanches de detritos são originadas, principalmente, a partir de um desmoronamento de larga escala, com alguns milhões de metros cúbicos ou até mesmo volumes superiores. Em geral, durante o deslocamento, a parte inferior do corpo deslizante se liquefaz, e assim, o movimento adquire alta mobilidade. A parte inferior da massa deslizante é constituída por blocos do talude saturados com água. São comparados às avalanches de neve (*snow avalanche*) e se depositam em forma de língua extensa através da encosta (TAKAHASHI, 2007). No caso limite, quando o teor de água é 0%, tem-se uma avalanche de rochas secas (*dry rock avalanche*). Neste caso, o fluido presente no movimento é o ar.

## 2.2 Características das Corridas de Detritos

As corridas de detritos (*debris flow*) podem ser consideradas os movimentos de massa de maior interesse de estudo dos pesquisadores (TAKAHASHI, 2007). Essa relevância se deve à elevada frequência de ocorrência do movimento, ao poder destrutivo inerente e às características bem peculiares, que o difere dos demais fenômenos.

Mediante a essa relevância e o fato das corridas de detritos serem comumente confundidas com outros tipos de movimentos de massa, este trabalho busca contribuir no estudo da caracterização desse tipo de movimento de massa, facilitando sua diferenciação, bem como suas principais características e os mecanismos que regem sua dinâmica.

Corridas de detritos podem ser definidas como o fluxo de uma mistura de sedimentos e água, que apresenta elevada mobilidade (TAKAHASHI, 2007) e um poder destrutivo único (IVERSON, 1997).

Takahashi (2007) demonstra a elevada mobilidade das corridas de detritos através da comparação do coeficiente de atrito equivalente obtido para este movimento com os obtidos para outros movimentos de massa. Os coeficientes de atrito equivalentes obtidos para as corridas de detritos foram bem inferiores do que os obtidos para os demais movimentos de massa em todos os volumes de material analisados. Este fato implica em uma dissipação menor da energia potencial por atrito, resultando na alta mobilidade das corridas de detritos.

As tensões causadas pelos sólidos assim como as tensões provocadas pelo fluido influenciam vitalmente no deslocamento da massa. As forças dos sólidos e as forças do fluido agem conjuntamente para produzir esse fenômeno (IVERSON, 1997).

A interação entre os sólidos e o fluido não apenas distingue as corridas de detritos fisicamente, como também fornece a estas um poder destrutivo único. Tais como avalanches de sólidos, as corridas de detritos podem ocorrer sem aviso prévio, como uma consequência da ruptura de um talude, e podem exercer grandes cargas de impacto nos ambientes atingidos. Tais como inundações, são capazes de percorrer grandes distâncias e inundar áreas vastas (IVERSON, 1997).

As corridas de detritos caracterizam-se por apresentar uma abundância de tamanhos de grãos, que variam desde os grãos de argila aos pedregulhos. Porém, a areia, o cascalho e os grãos maiores constituem a maior parcela da massa, enquanto que os grãos pequenos, como a argila e o silte, comumente constituem menos que 10% da massa.

A Tabela 2 apresenta as definições e os valores típicos das propriedades que caracterizam as corridas de detritos.

**Tabela 2 - Valores típicos das principais propriedades físicas das corridas de detritos.**

Propriedade	Símbolo	Valores típicos
Propriedades dos grãos sólidos		
Densidade (kg/m <sup>3</sup> )	$\rho_s$	2500-3000
Diâmetro médio (m)	$\delta$	$10^{-5} - 10$
Ângulo de atrito (°)	$\phi_g$	25 - 45
Coefficiente de restituição	$e$	0,1 - 0,5
Propriedades do fluido intersticial		
Densidade (kg/m <sup>3</sup> )	$\rho_f$	1000 - 1200
Viscosidade (Pa·s)	$\mu$	0,001 - 0,1
Propriedades da mistura		
Fração volumétrica de sólidos	$v_s$	0,4 - 0,8
Fração volumétrica do fluido	$v_f$	0,2 - 0,6
Permeabilidade hidráulica (m <sup>2</sup> )	$k$	$10^{-13} - 10^{-9}$
Condutividade hidráulica (m/s)	$K$	$10^{-7} - 10^{-2}$
Módulo de elasticidade (Pa)	$E$	$10^3 - 10^5$
Ângulo de atrito (°)	$\phi$	25 - 45

Fonte: A partir de dados de Iverson (1997).

As corridas de detritos apresentam fenômenos bem peculiares, tais como a dilatação, a fluidificação e a segregação. A dilatação consiste em um aumento no volume da massa devido ao movimento entre grãos submetidos a uma tensão normal. A fluidificação ocorre devido à saturação da camada inferior da massa, que fica em contato com a superfície, durante o fluxo. Este fato acarreta a redução no atrito e na coesão interna, resultando em um comportamento semifluido, ocorrendo, assim, a fluidificação do movimento (ALVARADO, 2006). A segregação das partículas ocorre devido à influência das forças gravitacionais.

### **2.3 Classificação e Caracterização das Corridas de Detritos de Acordo com os Mecanismos de Fluxo Predominantes**

Na análise de uma corrida de detritos pode-se observar a influência de diferentes processos de transporte de momento. A partir do conhecimento dos mecanismos dominantes no fluxo, pode-se elaborar modelos para a corrida de detritos incluindo somente um ou dois processos de transporte de momento no contexto apropriado.

Neste âmbito destacam-se as abordagens de Takahashi (2009) e Iverson (1997). Os autores estudam a classificação e a caracterização das corridas de detritos através da compreensão dos mecanismos de fluxo predominantes no fenômeno.

#### **2.3.1 Classificação e caracterização das corridas de detritos proposta por Takahashi (2009)**

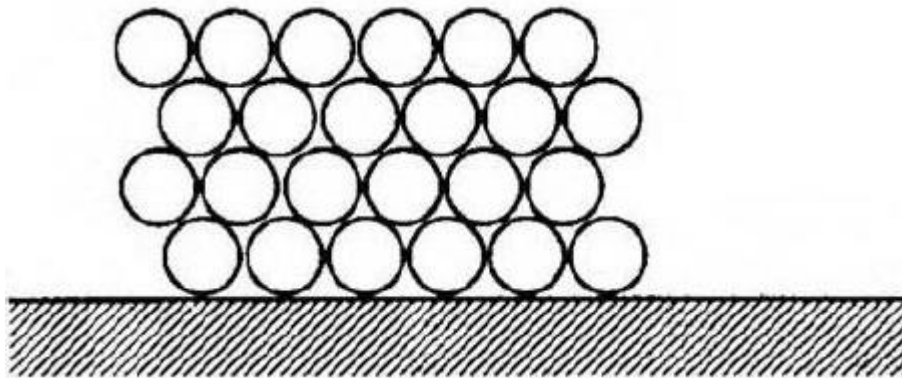
No decorrer do fluxo das corridas de detritos, as possíveis tensões de cisalhamento atuantes são a tensão devido às colisões entre as partículas  $\tau_c$ ; a tensão cinética  $\tau_k$ , produzida pelo movimento de troca de camadas das partículas; a tensão estática  $\tau_s$  devido ao contato permanente das partículas durante o movimento; a tensão de deformação no interior do fluido intersticial  $\tau_\mu$ ; a tensão de escoamento do fluido intersticial  $\tau_y$ , caso esta exista; e a tensão da mistura turbulenta  $\tau_t$ . A tensão de cisalhamento total  $\tau$  é dada pela soma dessas tensões atuantes (TAKAHASHI, 2009).

A tensão estática  $\tau_s$  também é conhecida como a tensão de atrito quase-estática. Para transmitir a tensão de atrito quase-estática  $\tau_s$ , as partículas devem sempre estar em contato, mesmo que suas posições relativas mudem continuamente. O fluxo em que  $\tau_s$  é predominante em toda a profundidade ocorre quando a concentração média dos sólidos grossos excede um valor crítico, formando assim, uma estrutura esquelética (Figura 6), na qual as partículas se movem em contato permanente. Este é o caso de uma corrida de detritos quase-estática

(*quasi-static debris flow*). Se a concentração média dos sólidos grossos é inferior a esse valor crítico,  $\tau_s$  não pode ser predominante em toda a profundidade, então o fluxo se torna uma corrida de detritos dinâmica (*dynamic debris flow*).

Esse valor crítico da concentração média dos sólidos grossos tem sido investigado por alguns pesquisadores, porém ainda não há um consenso sobre o valor do parâmetro que indica a transição das corridas de detritos dinâmicas para as quase-estáticas, pois esse valor depende da distribuição dos tamanhos das partículas. Bagnold (1966) afirma que esse valor crítico é 51% em volume para a areia da praia, entretanto para um material com granulometria mais distribuída, o valor crítico deve ser mais elevado, porque as partículas pequenas ficam armazenadas nos espaços vazios entre as partículas grandes.

**Figura 6 - Estrutura esquelética em fluxo de grãos quase-estático.**



Fonte: Takahashi (2007).

A razão entre  $\tau_c$  e  $\tau_s$  indica a predominância relativa entre tensão devido às colisões entre os grãos e tensão de atrito quase-estática. Essa relação é dada pelo número de Savage ( $N_{SAV}$ ). O número de Savage foi enunciado por Savage (1984) e adaptado por Iverson (1997).  $N_{SAV}$  pode ser expresso por:

$$N_{SAV} = \frac{(du/dz)^2 \rho_s \delta}{N(\rho_s - \rho_f)g \tan \phi} \quad (1)$$

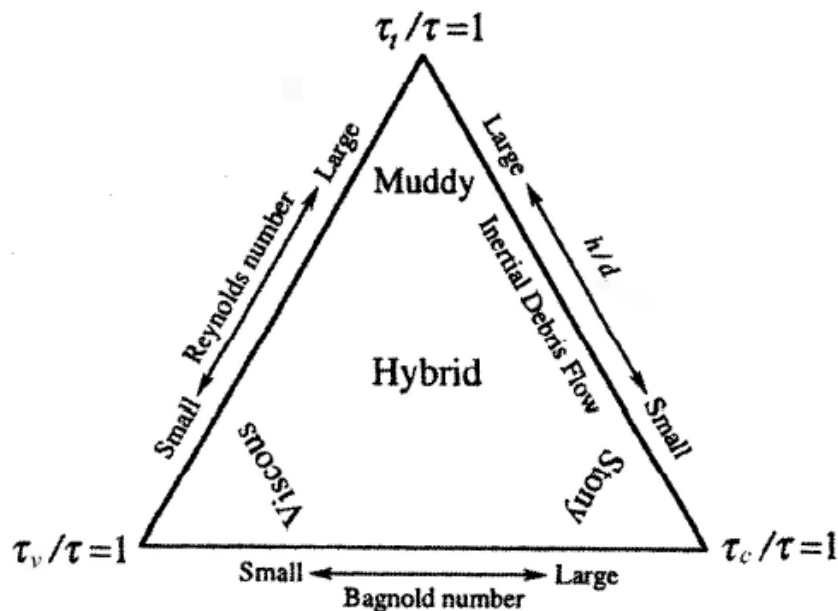
na qual  $\rho_s$  representa a massa específica dos grãos sólidos;  $\delta$  é o diâmetro representativo dos grãos;  $du/dz$  representa a taxa de cisalhamento;  $N$  é o número de grãos que constitui a camada vertical, ou seja, é a profundidade da camada do fluxo em grãos;  $\rho_f$  representa a massa específica efetiva do fluido da corrida de detritos;  $g$  é a aceleração da gravidade; e  $\phi$  representa o ângulo de atrito.

Iverson (1997) afirma que a tensão devido às colisões entre os grãos é muito menor que a tensão de atrito quase-estática se  $N_{SAV} < 0,1$ . Como em muitas corridas de detritos  $N_{SAV}$  é menor que 0,1, então a maioria das corridas de detritos são aquelas em que as tensões de atrito quase-estáticas predominam no comportamento dinâmico do fluxo.

Admite-se que  $\tau_\mu + \tau_y = \tau_v$ , então  $\tau_v$  representa a tensão de cisalhamento devido à visco-plasticidade do fluido intersticial. Como  $\tau_k$  é a tensão de cisalhamento devido à migração das partículas, então  $\tau_k$  pode ser incluída no termo referente à tensão da mistura turbulenta,  $\tau_t$  (TAKAHASHI, 2009).

Então, sob a condição de concentração de sólidos constante, as relações  $\tau_c/\tau$ ,  $\tau_v/\tau$  e  $\tau_t/\tau$  devem elucidar a compreensão dos mecanismos que regem os comportamentos das corridas de detritos dinâmicas. A partir dessa análise, Takahashi (2009) concluiu que as corridas de detritos dinâmicas podem ser classificadas em três tipos, de acordo com o mecanismo de fluxo predominante. Os três tipos são esquematizados em um diagrama ternário, apresentado na Figura 7.

**Figura 7 - Diagrama ternário dos tipos de corridas de detritos dinâmicas.**



Fonte: Takahashi (2009).

As corridas de detritos em que a tensão total é dominada pelas colisões entre as partículas são chamadas de “corridas de detritos rochosas (*stony debris flow*)”. Aquelas em que a tensão total é dominada pela tensão de mistura turbulenta  $\tau_t$  são denominadas de “corridas de detritos lamacentas turbulentas (*turbulent muddy debris flow*)”. E as corridas de

detritos nas quais a tensão viscosa  $\tau_v$  prevalece sobre as demais são chamadas de “corridas de detritos viscosas (*viscous debris flow*)” (TAKAHASHI, 2009).

No diagrama ternário da Figura 7, os três lados são representados pelo número de Bagnold ( $N_{BAG}$ ), pela profundidade relativa ( $h/d$ ) e pelo número de Reynolds ( $N_{REY}$ ).

O número de Bagnold ( $N_{BAG}$ ) foi proposto inicialmente por Bagnold (1954) e adaptado por Iverson (1997).  $N_{BAG}$  é definido como sendo a razão entre a tensão devido às colisões entre os grãos  $\tau_c$  e a tensão viscosa  $\tau_v$ .  $N_{BAG}$  é expresso por:

$$N_{BAG} = \frac{v_s}{1 - v_s} \frac{\rho_s \delta^2 (du/dz)}{\mu} \quad (2)$$

na qual  $v_s$  representa a fração volumétrica dos sólidos e  $\mu$  representa a viscosidade efetiva do fluido da corrida de detritos.

Os experimentos de Bagnold (1954) constataram que as tensões devido às colisões entre os grãos  $\tau_c$  prevalecem sobre as tensões viscosas  $\tau_v$  no fluxo se  $N_{BAG} > 200$ . Assim, o número de Bagnold ( $N_{BAG}$ ) é utilizado para diferenciar as corridas de detritos rochosas das viscosas, pois estas apresentam valores baixos de  $N_{BAG}$ , enquanto aquelas apresentam valores elevados de  $N_{BAG}$ .

A profundidade relativa ( $h/d$ ) estabelece a razão entre a profundidade do fluxo  $h$  e o diâmetro representativo dos grãos  $d$ . Esse parâmetro é utilizado para diferenciar as corridas de detritos lamacentas turbulentas das rochosas. Valores elevados de  $h/d$  caracterizam as corridas de detritos lamacentas turbulentas, enquanto que valores baixos de  $h/d$  caracterizam as corridas de detritos rochosas.

O número de Reynolds ( $N_{REY}$ ) pode ser definido como a razão entre a tensão de mistura turbulenta  $\tau_t$  e a tensão viscosa  $\tau_v$ .  $N_{REY}$  é expresso por:

$$N_{REY} = \frac{\rho_f h U}{\mu} \quad (3)$$

na qual  $U$  é a velocidade média na seção transversal do fluxo.

O número de Reynolds ( $N_{REY}$ ) é utilizado para classificar o fluxo em turbulento ou laminar, diferenciando, assim, as corridas de detritos lamacentas turbulentas, que apresentam valores elevados de  $N_{REY}$ , das viscosas, que apresentam valores baixos de  $N_{REY}$ .

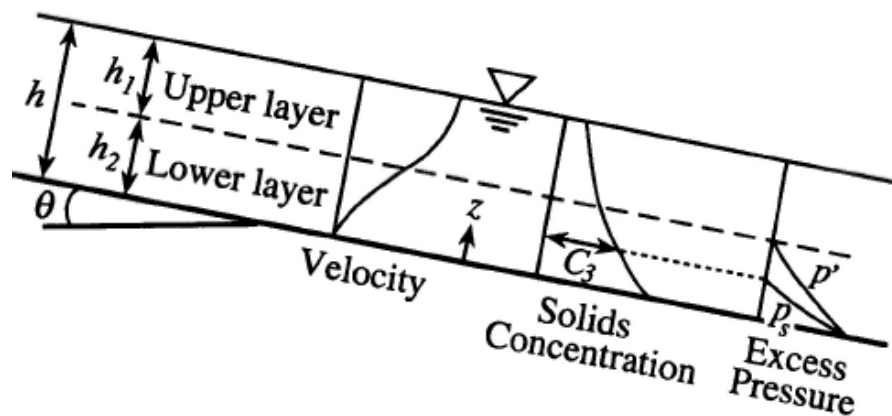
A região do diagrama ternário (Figura 7) onde as corridas de detritos rochosas (*stony debris flow*) ocorrem apresenta valores elevados do número de Bagnold ( $N_{BAG} > 200$ ) e a profundidade relativa ( $h/d$ ) é pequena. Na região em que o número de Bagnold é pequeno ( $N_{BAG} < 200$ ), assim como o número de Reynolds também é pequeno, as corridas de detritos

viscosas (*viscous debris flow*) ocorrem. E na região em que profundidade relativa ( $h/d$ ) é elevada, assim como o número de Reynolds também é elevado, as corridas de detritos lamacentas turbulentas (*turbulent muddy debris flow*) ocorrem. Então, as áreas próximas aos três vértices do diagrama são ocupadas por áreas que representam as corridas de detritos rochosas, viscosas e lamacentas turbulentas. O restante da área do triângulo é ocupado por um tipo híbrido dos três tipos de corridas de detritos dinâmicas.

Corridas de detritos que ocorrem no domínio adjacente ao lado que representa a profundidade relativa  $h/d$  são frequentemente denominadas de “corridas de detritos inerciais (*inertial debris flow*)” devido às tensões inerciais ( $\tau_c$  e/ou  $\tau_t$ ) prevalecerem no fluxo. As corridas de detritos inerciais apresentam muitas características diferentes das corridas de detritos viscosas, nas quais a tensão viscosa  $\tau_v$  prevalece no fluxo.

A Figura 8 esquematiza a estrutura geral das corridas de detritos inerciais. O comportamento híbrido do fluxo nestas corridas consiste na predominância do contato e das colisões entre as partículas mais grossas na camada inferior, enquanto que na camada superior predomina uma suspensão turbulenta das partículas mais finas.

**Figura 8 - Estrutura geral de corridas de detritos inerciais.**



Fonte: Takahashi (2009).

A relação entre a extensão das duas camadas do fluxo depende da profundidade relativa  $h/d$  e da concentração dos sólidos  $v_s$ . Se a profundidade relativa  $h/d$  é pequena e a camada de contato das partículas (camada inferior) ocupa praticamente toda a profundidade do fluxo, então o fluxo é uma corrida de detritos do tipo pedregosa. Se a profundidade relativa  $h/d$  é grande e a camada da suspensão turbulenta das partículas ocupa quase a profundidade inteira do fluxo, então o fluxo é uma corrida de detritos do tipo lamacenta turbulenta.

Hirano *et al.* (1992) concluíram que quanto maiores são o diâmetro das partículas e a concentração dos sólidos, mais espessa se torna a camada inferior.

As corridas de detritos que ocorrem no domínio adjacente ao lado que representa o número de Reynolds são frequentemente chamadas de “fluxos hiper concentrados (*hyper-concentrated flow*)”. Esses fluxos apresentam muitas características diferentes das corridas de detritos rochosas, pois são constituídos, principalmente, de partículas finas. As corridas de detritos que ocorrem no domínio adjacente ao lado que representa o número de Bagnold não têm nenhum nome geral, mas tanto as corridas de detritos viscosas quanto as rochosas caracterizam-se pelo regime de escoamento laminar.

As corridas de detritos rochosas (*stony debris flow*) são caracterizadas pela elevada concentração de sólidos. Esses sólidos são constituídos de grãos mais grossos, os quais estão distribuídos ao longo de toda a profundidade do fluxo. A camada inferior (Figura 8) deste tipo de fluxo é espessa, enquanto que a camada superior é muito fina. Esse tipo de corrida de detritos apresenta, predominantemente, condições laminares de escoamento. Isto se deve à elevada resistência ao fluxo proporcionada pelo contato frequente entre as partículas. As corridas de detritos rochosas apresentam maior resistência ao fluxo até mesmo do que as corridas de detritos viscosas.

As corridas de detritos lamacentas turbulentas (*turbulent muddy debris flow*) caracterizam-se por uma violenta turbulência, a qual é mais elevada na parte frontal do fluxo do que na parte traseira (TAKAHASHI, 2007). A concentração de sólidos neste tipo de fluxo frequentemente excede 50% em volume. Porém, esses sólidos são constituídos, em geral, de grãos mais finos, com tamanho médio entre 0,3 e 1 milímetro de diâmetro. A fração de grãos com diâmetros inferiores a 0,1 mm corresponde de 10 a 30% do volume de sólidos. As partículas ficam em suspensão no fluido intersticial na camada superior do fluxo e a camada inferior é muito delgada. Pesquisadores japoneses aplicaram a fórmula de Manning para calcular a resistência ao fluxo deste tipo de corrida de detritos e obtiveram valores muito próximos à resistência ao escoamento da água pura (TAKAHASHI, 2009). Essa baixa resistência explica a elevada turbulência, característica desse tipo de fluxo.

As corridas de detritos viscosas (*viscous debris flow*) caracterizam-se pela dispersão de grãos grossos no fluido intersticial durante o fluxo, formando assim, uma lama densa. A concentração das partículas grossas na lama é maior que 50% em volume. Essa lama apresenta viscosidade elevada, fazendo com que o fluxo apresente regime laminar de escoamento. Apesar da elevada resistência ao fluxo devido à alta viscosidade da lama, essa resistência ainda é menor que a resistência ao fluxo nas corridas de detritos rochosas.



Comparando-se as velocidades das corridas de detritos viscosas e das lamacentas turbulentas, observa-se que as corridas de detritos viscosas têm uma mobilidade ligeiramente menor do que as corridas de detritos lamacentas turbulentas. Uma característica visível marcante desse tipo de corrida de detritos é a intermitência do fluxo. As estatísticas existentes mostram que a duração do evento situa-se entre poucas dezenas de minutos e muitas dezenas de horas. Porém, a duração mais frequente do fenômeno é de cerca de 2 horas. Cerca de 70% da duração consiste na continuação de ondas intermitentes (TAKAHASHI, 2007).

### 2.3.2 Classificação e caracterização das corridas de detritos proposta por Iverson (1997)

Iverson (1997) utiliza uma análise dimensional que define parâmetros adimensionais significativos, que podem ser usados para classificar as corridas de detritos e identificar os limites dos tipos de comportamento.

Através da análise dimensional, Iverson (1997) definiu três números adimensionais, que combinados podem caracterizar as corridas de detritos. Esses parâmetros adimensionais são: o número de Bagnold ( $N_{BAG}$ ), o número de Savage ( $N_{SAV}$ ) e o número de Darcy ( $N_{DAR}$ ).

O número de Bagnold ( $N_{BAG}$ ) e o número de Savage ( $N_{SAV}$ ) foram introduzidos na Seção 2.3.1 deste trabalho.  $N_{BAG}$  é definido como sendo a razão entre a tensão devido às colisões entre os grãos  $\tau_c$  e a tensão viscosa  $\tau_v$ , e é expresso pela Equação (2), enquanto que  $N_{SAV}$  indica a predominância relativa entre tensão devido às colisões entre os grãos  $\tau_c$  e tensão de atrito quase-estática  $\tau_s$ .  $N_{SAV}$  é expresso pela Equação (1).

Iverson (1997) define o número de Darcy,  $N_{DAR}$ , como sendo um número adimensional que descreve a tendência da poro-pressão do fluido originada pelo movimento entre as partículas para reduzir o contato entre elas.  $N_{DAR}$  é expresso por:

$$N_{DAR} = \frac{\mu}{v_s \rho_s (du/dz) k} \quad (4)$$

onde  $k$  representa a permeabilidade hidráulica.

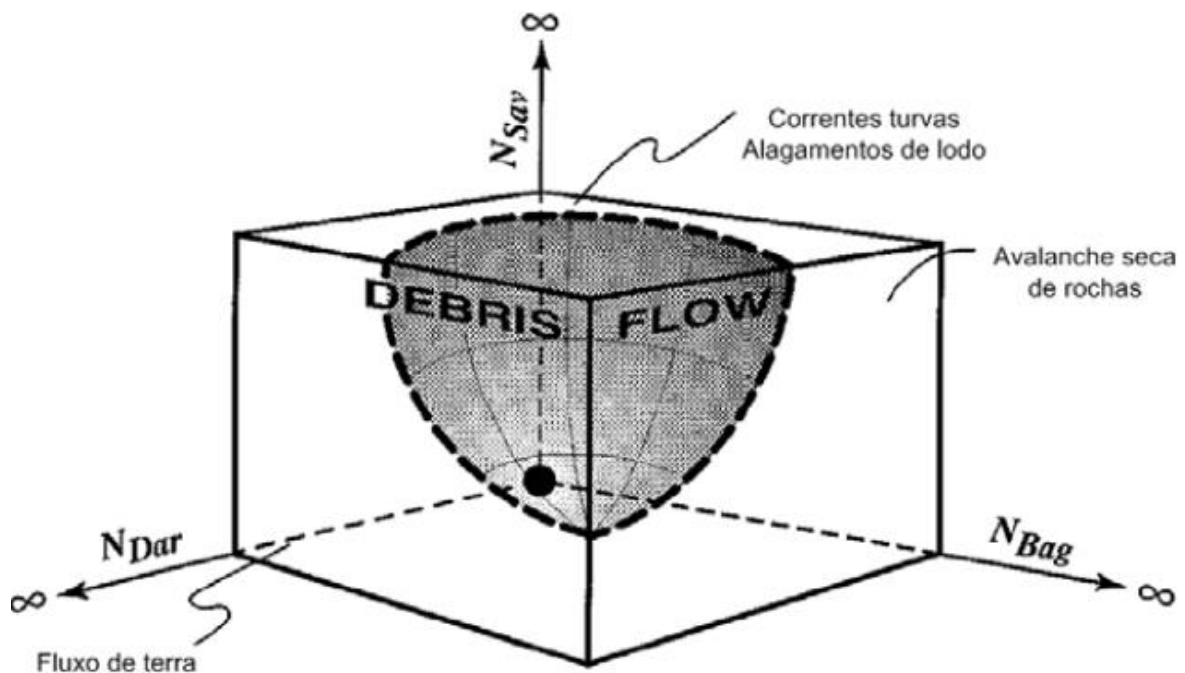
Esses números adimensionais ( $N_{BAG}$ ,  $N_{SAV}$  e  $N_{DAR}$ ) possibilitam a compreensão dos mecanismos predominantes nas corridas de detritos, fornecendo diretrizes para a caracterização e a classificação desses fenômenos. Por exemplo, Savage e Hutter (1989) analisaram uma série de evidências experimentais e concluíram que, se  $N_{SAV} > 0,1$ , as colisões entre os grãos têm forte efeito na dinâmica do fluxo. Ou seja, as tensões relacionadas às colisões entre os grãos dominam as tensões de atrito quando  $N_{SAV} > 0,1$ .

Os experimentos de Bagnold (1954) constataram que as tensões devido às colisões entre os grãos  $\tau_c$  prevalecem sobre as tensões viscosas  $\tau_v$  no fluxo se  $N_{BAG} > 200$ .

Existem poucos dados disponíveis para  $N_{DAR}$ , embora Iverson e Lahusen (1989) relataram experimentos com  $1000 < N_{DAR} < 6000$ , nos quais se constatou forte interação entre os sólidos e o fluido. Iverson (1997) afirma que grandes valores de  $N_{DAR}$  indicam que a força de arrasto viscoso, associada às interações dos sólidos com o fluido tem contribuição significativa na dinâmica do movimento.

O esquema de classificação proposto por Iverson (1997) utilizando os parâmetros adimensionais chave  $N_{BAG}$ ,  $N_{SAV}$  e  $N_{DAR}$  é apresentado na Figura 9.

**Figura 9 - Esquema de classificação com base nos parâmetros adimensionais  $N_{BAG}$ ,  $N_{SAV}$  e  $N_{DAR}$ .**



Fonte: Iverson (1997).

Neste esquema mostrado na Figura 9, vários fenômenos podem se assemelhar ou se transformar em corrida de detritos. Avalanches de rochas secas, fluxos de solo e inundações de lama representam casos limites, nos quais os parâmetros  $N_{BAG}$ ,  $N_{SAV}$  e  $N_{DAR}$  apresentam valores que são muito grandes ou muito pequenos.

O espaço dos parâmetros intermediários entre esses casos limites inclui a variedade de comportamentos que constituem o fenômeno de corrida de detritos. Atualmente, esse esquema de classificação tem sido utilizado principalmente como uma ferramenta conceitual. Através dele, pode-se ilustrar o comportamento híbrido da corrida de detritos (IVERSON, 1997).

Vale ressaltar que essa classificação de Iverson (1997) utilizando os parâmetros adimensionais possui suas limitações. A análise dimensional feita para chegar aos parâmetros adimensionais utilizados assume muitas idealizações cinemáticas, como negligenciar as variações na temperatura granular e nas frações volumétricas.

### **3 TÉCNICAS ANALÍTICAS E NUMÉRICAS PARA MODELAGEM E SIMULAÇÃO DE CORRIDAS DE DETRITOS**

As corridas de detritos são constituídas pela mistura de sólidos e água, nas quais os sólidos são grãos de granulometria amplamente distribuída. Portanto, o modelo essencial para descrever a mecânica do fluxo deve considerar a massa como uma mistura de um fluido contínuo (água ou lama) e um aglomerado de partículas discretas. Esse modelo deve ser capaz de explicar o comportamento macroscópico do movimento, através de parâmetros como a velocidade média e o alcance do corpo de massa, bem como explicar o comportamento microscópico das partículas, através do cálculo de seus deslocamentos (TAKAHASHI, 2007).

Entretanto, os modelos de elementos discretos existentes, que são apropriados para descrever o movimento das partículas individualmente, não tratam a interação sólido-fluido de maneira adequada nas corridas de detritos. Atualmente, a teoria da mistura contínua, que divide a massa em uma fase sólida contínua e em uma fase fluida contínua, leva em consideração a interação entre as fases de maneira mais significativa e é a teoria mais aceita para a modelagem de corridas de detritos (TAKAHASHI, 2007).

#### **3.1 Modelos Contínuos**

Ao descrever corridas de detritos através de modelos contínuos, os efeitos do fluido intersticial não podem ser desprezados. O problema essencial neste caso são as equações constitutivas que regem o fenômeno, considerando as interações entre os sólidos e o fluido intersticial. Neste contexto, há duas formas diferentes de abordagem do problema. Uma das abordagens utiliza um modelo monofásico que considera a mistura (sólidos e fluido) como sendo um tipo de fluido contínuo cujas propriedades refletem implicitamente nos efeitos da interação entre as partículas e o fluido. Nesse modelo, apenas uma equação constitutiva para o fluido hipotético é necessária. A teoria de corridas de detritos iniciou-se com essa abordagem e, ainda hoje, ela é amplamente aplicada (TAKAHASHI, 2007).

A outra abordagem consiste na utilização de um modelo bifásico, no qual a fase sólida e a fase fluida são tratadas como meios contínuos independentes. A equação constitutiva para cada fase é obtida levando em consideração a interação entre as elas. O estado da arte para a

descrição dos efeitos de interação entre as duas fases ainda é insuficiente, porém as teorias recentes de corridas de detritos tendem a utilizar o modelo bifásico (TAKAHASHI, 2007).

### 3.1.1 Modelos contínuos monofásicos

Nos modelos contínuos monofásicos para corridas de detritos, a mistura de partículas e fluido é considerada como sendo um tipo de fluido contínuo que se comporta como uma corrida de detritos em diversas situações. As características do fluido aparente são determinadas através da relação entre a tensão de cisalhamento  $\tau$  e a taxa de deformação  $du/dz$ . Essa relação é chamada de lei constitutiva ou lei da viscosidade. Algumas dessas relações para diferentes tipos de fluidos são mostradas na Figura 10, nas quais  $\mu$  é a viscosidade efetiva do fluido Newtoniano;  $\eta$ ,  $K_1$  e  $K_2$  são as viscosidades aparentes dos respectivos fluidos não-Newtonianos; e  $\tau_0$  é o valor da tensão inicial para que haja movimento do fluido. As equações constitutivas das respectivas curvas são dadas a seguir:

$$\text{Fluido Newtoniano:} \quad \tau = \mu(du/dz) \quad (5)$$

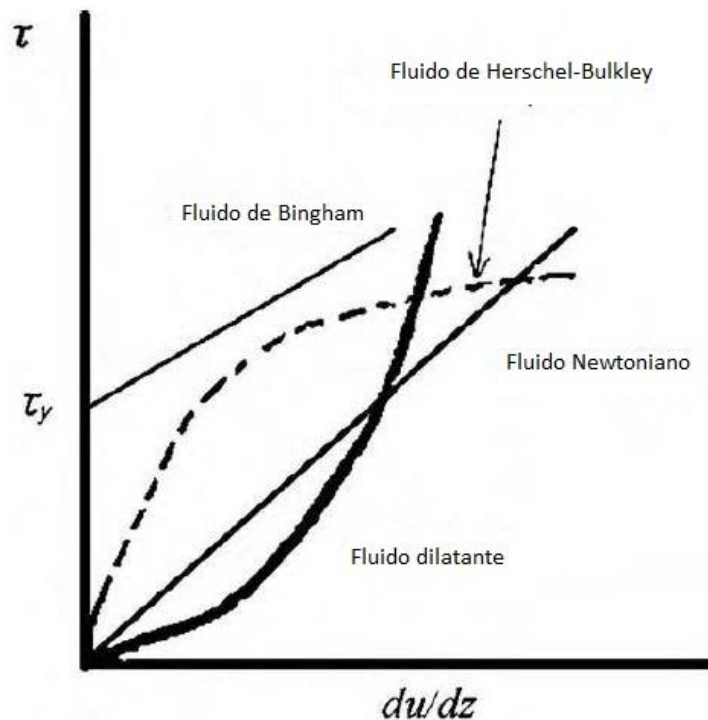
$$\text{Fluido de Bingham:} \quad \tau = \tau_0 + \eta(du/dz) \quad (6)$$

$$\text{Fluido de Herschel-Bulkley:} \quad \tau = \tau_0 + K_1(du/dz)^n, \quad n \leq 1 \quad (7)$$

$$\text{Fluido dilatante:} \quad \tau = K_2(du/dz)^n, \quad n > 1 \quad (8)$$

O fluido Newtoniano caracteriza-se pela proporcionalidade linear entre a tensão de cisalhamento  $\tau$  e taxa de deformação  $du/dz$ , onde a constante de proporcionalidade  $\mu$  é a viscosidade dinâmica. Esse tipo de fluido é representado pelo fluxo laminar de água pura. Os outros fluidos são classificados como fluidos não Newtonianos. Dentre eles, o fluido de Bingham necessita de uma tensão de cisalhamento inicial  $\tau_0$  para começar a se deformar e o coeficiente de proporcionalidade  $\eta$  é chamado de viscosidade do fluido de Bingham. O fluido de Herschel-Bulkley aumenta sua mobilidade com o aumento da tensão de cisalhamento, e o fluido de Bingham é um caso particular do fluido de Herschel-Bulkley, quando  $n$  é igual a 1. O fluido dilatante, ao contrário, diminui sua mobilidade com o aumento da tensão de cisalhamento.

Figura 10 - Curvas de viscosidade para alguns tipos de fluidos.



Fonte: Adaptado de Takahashi (2007).

As corridas de detritos, em geral, não se comportam como um fluido Newtoniano, então é apropriado considerá-las como fluxos de fluidos não Newtonianos. Diferentes modelos estão disponíveis, e nestes buscam-se definir a relação característica entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação.

Takahashi (2007) destaca os dois modelos reológicos mais utilizados na modelagem de corrida de detritos: o modelo do fluido visco-plástico e o modelo do fluido dilatante.

O modelo do fluido visco-plástico é comumente utilizado para a modelagem de corridas de detritos viscosas, nas quais as tensões viscosas  $\tau_v$  são predominantes no fluxo. O fluido não Newtoniano mais empregado no modelo em questão é o fluido de Bingham, que foi proposto inicialmente e independentemente por Yano e Daido (1965) e Johnson (1970). Desde então, o modelo do fluido de Bingham é usado para explicar muitos casos de corridas de detritos. A grande deficiência desse modelo é a dificuldade na determinação de parâmetros cruciais, tais como  $\tau_0$  e  $\eta$ . Usualmente, esses valores são obtidos através de testes no reômetro de amostras coletadas do campo de observação.

Usualmente utiliza-se o modelo de fluido dilatante para modelagem de corridas de detritos rochosas. Takahashi (1977) foi o primeiro a propor esse tipo de modelagem. Através de seus experimentos, constatou que o modelo do fluido dilatante apresenta uma boa

aproximação do comportamento da distribuição da velocidade nas corridas de detritos rochosas.

### 3.1.2 Modelo contínuo bifásico (Teoria da Mistura)

O modelo contínuo bifásico, também conhecido como teoria da mistura, considera a fase sólida e a fase fluida como meios contínuos independentes e analisa as características do fluxo através da solução das equações de momento e de conservação de massa para as respectivas fases, considerando a interação entre elas.

Vale ressaltar que na concepção de se dividir a mistura em uma fase sólida e uma fase fluida, a fase fluida não corresponde ao fluido puro, pois este contém as partículas mais finas em suspensão. A fase sólida corresponde apenas à fração de partículas mais grossas que não estão suspensas no fluido.

Iverson e Denlinger (2001) propuseram a teoria da mistura de Coulomb, aplicada às corridas de detritos quase-estáticas, nas quais as tensões de atrito quase-estáticas  $\tau_s$  prevalecem no fluxo. Os autores calcularam os números de Savage  $N_{SAV}$  para corridas de detritos naturais e para seus próprios experimentos em larga escala. Eles encontraram sempre valores pequenos para  $N_{SAV}$  e concluíram que nas corridas de detritos naturais, a tensão de atrito de quase-estática é predominante sobre a tensão devido às colisões entre grãos e as demais tensões. Assim, pode-se considerar a maioria das corridas de detritos naturais como sendo quase-estáticas, e portanto, a teoria da mistura de Coulomb é aplicável na modelagem desses movimentos.

## 3.2 Modelos Descontínuos

Nos anos recentes, a modelagem de problemas multifásicos, em que dois ou mais sistemas físicos contribuem para a resposta global do sistema, tornou-se um foco de atividades de pesquisa importantes. Dentre essas atividades, o estudo quantitativo das interações do fluido nos sistemas particulados é de fundamental importância (OÑATE e OWEN, 2011). Por exemplo, nas corridas de detritos o movimento das partículas é regido conjuntamente pela gravidade e pelas forças hidrodinâmicas exercidas pelo fluido, e também pode ser alterado pelas interações entre as próprias partículas. A modelagem desse problema de transporte de partículas requer a interação entre as partículas e o fluido.

Os fenômenos físicos fundamentais envolvidos nesses sistemas geralmente não são bem entendidos e, frequentemente, são descritos de forma empírica. Isto se deve, principalmente, à complexidade intrínseca das interações hidrodinâmicas (OÑATE e OWEN, 2011).

O Método dos Elementos Discretos (MED) é o método mais efetivo na simulação de fluxos que são regidos pelas colisões entre as partículas, sendo, então, eficaz na simulação de problemas de natureza discreta ou descontínua.

No escopo do método, um sistema discreto é considerado como sendo um conjunto de partículas discretas individuais, as quais são tratadas como corpos rígidos independentes e representadas por entidades geométricas simples (OÑATE e OWEN, 2011). Através do monitoramento do movimento de cada partícula, bem como suas interações entre as mesmas e com o ambiente, o comportamento dinâmico do sistema pode ser estabelecido.

O MED foi inicialmente proposto por Cundall e Strack (1979) e tem sofrido evoluções com o passar dos anos, tendo suas fronteiras de aplicação constantemente expandidas. Este método tem sido utilizado como ferramenta numérica para compreensão e interpretação de diversos fenômenos e problemas de interesse na engenharia. Dentre os quais, podem-se destacar a simulação de movimentos de partículas de materiais granulares e rochosos, e o estudo de problemas de fluxo.

A partir do entendimento das propriedades microscópicas das partículas e do comportamento de interação entre as partículas, e destas com o ambiente circundante, o MED permite avaliar de maneira macroscópica o comportamento físico e mecânico do modelo.

Apesar das vantagens supracitadas, a aplicabilidade do MED na modelagem e simulação das corridas de detritos ainda não é tão eficaz. Isso se deve a dificuldades em se contabilizar os efeitos das interações do fluido intersticial no movimento das partículas (TAKAHASHI, 2009). Entretanto, Takahashi (2007) afirma que o Método dos Elementos Discretos pode se tornar no futuro um método viável e eficaz para a simulação de corridas de detritos.

Tentativas de estender a formulação do MED para a simulação de problemas envolvendo o acoplamento com o fluido têm sido realizadas por vários pesquisadores (TSUJI *et al.*, 1993; SHAFIPOUR e SOROUSH, 2008; ZEGHAL e EL SHAMY, 2004). No entanto, muitos desafios ainda estão por vir, pois a simulação ainda apresenta várias incertezas, tais como a determinação de parâmetros e condições de contorno (LI *et al.*, 2012).

Métodos computacionais oriundos da fluidodinâmica convencional têm obtido sucesso limitado na simulação de fluxos de fluidos em meios particulados, nos quais há a interação



entre as partículas e o fluido. Essas limitações ocorrem quando o número de partículas é elevado, pois há a necessidade de geração de novas malhas adaptadas geometricamente durante o decorrer da simulação. Esta tarefa requer um tempo computacional alto, especialmente em situações tridimensionais (OÑATE e OWEN, 2011).

Em contraste, o Método de Lattice Boltzmann (MLB) (CHEN e DOOLEN, 1998) supera as limitações desses métodos numéricos convencionais através da utilização de um sistema de malha fixa e não adaptativa (Euleriana) para representar o domínio do fluxo. Assim, o Método de Lattice Boltzmann pode modelar eficientemente fluxos de fluidos em geometrias complexas, como é o caso do fluxo em meios particulados.

A técnica numérica de acoplamento do MED e do MLB é utilizada para solucionar as interações entre o fluido e as partículas. Então, esse acoplamento pode ser viável para a simulação de corridas de detritos, pois o Método de Lattice Boltzmann simula o campo do fluido, enquanto que o Método dos Elementos Discretos modela a dinâmica das partículas. As interações hidrodinâmicas entre as partículas e o fluido são feitas através de condições de contorno.

O SPH (*Smoothed Particle Hydrodynamics*) é um método para a obtenção de soluções numéricas aproximadas das equações da fluidodinâmica através da substituição do fluido por um conjunto de partículas (MONAGHAN, 2005). Trata-se de um método poderoso, que é adequado para problemas de fluxos multifásicos complexos. Ele é particularmente apropriado para fluxos em superfícies livres, nos quais há a interação do fluido com os corpos em movimento e com as partículas discretas. O SPH se adequa muito bem a situações em que o histórico do fluxo ou do material é essencial (OÑATE e OWEN, 2011). O método foi desenvolvido inicialmente para fluxos incompressíveis por Monaghan (1994). Muitos exemplos de aplicações do SPH são mostrados no trabalho de Cleary *et al.* (2007).

O acoplamento do SPH com o MED permite a modelagem de uma ampla gama de diferentes problemas. Essa combinação tem obtido sucesso na simulação fluxos particulados em que há a interação entre o fluido e as partículas (POTAPOV *et al.*, 2001). Por se tratar de duas técnicas numéricas Lagrangeanas, de flexibilidade inerente, acredita-se que esse acoplamento possa também ser viável e eficaz para a simulação de corridas de detritos.

Este trabalho, dentro de suas limitações, utiliza o Método dos Elementos Discretos para a simulação das corridas de detritos. Para a tratativa de contabilizar os efeitos das interações do fluido intersticial no movimento das partículas, alteram-se alguns parâmetros físicos das partículas do MED para que estas assumam comportamento adequado para representar o fluido intersticial.

#### 4 MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS

A evolução dos recursos computacionais permitiu que os métodos descontínuos passassem a ser viáveis para vários problemas de engenharia, incluindo aplicações industriais e científicas (SILVA FILHO, 2013).

O MED consiste de uma ferramenta numérica adequada para análise de problemas de natureza descontínua e com fluxo individual de partículas (FERNANDES, 2012).

O Método dos Elementos Discretos trata as partículas como corpos sólidos independentes, que transmitem forças através dos pontos de contato entre eles. Assim, para todas as partículas e em cada instante de tempo, os deslocamentos, rotações e forças de contato são conhecidos (SILVA FILHO, 2013).

O pressuposto básico no MED é que durante um intervalo de tempo pequeno, as perturbações não podem se propagar a partir de qualquer partícula às outras, exceto os seus vizinhos imediatos (CUNDALL e STRACK, 1979). Esse pressuposto evita o uso de processos iterativos e otimiza o uso de memória computacional, permitindo, assim, a representação de interações não lineares entre uma grande quantidade de partículas (CINTRA e CARVALHO JR, 2006).

O método consiste em um ciclo de cálculos básicos, iniciando com a determinação das condições iniciais, ou seja, define-se o modelo a ser simulado. A partir dessa definição são determinados os contatos entre as partículas, e calculadas as forças exercidas entre as mesmas. Após o cálculo das forças de contato, integra-se a equação de movimento (Segunda Lei de Newton) e, assim, a posição de cada partícula é atualizada. Esse processo é feito de maneira incremental. Por se tratar de uma análise dinâmica que utiliza algoritmos de integração explícitos, o incremento de tempo utilizado é geralmente bastante pequeno (SILVA FILHO e VIEIRA, 2011).

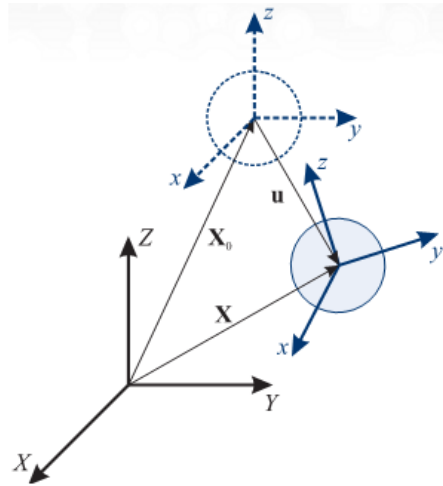
Na formulação clássica do MED, apresentada por CUNDALL e STRACK (1979), cada partícula é tomada como rígida e permite-se que haja uma sobreposição de partículas, de modo que a magnitude desta seja pequena comparada ao tamanho das mesmas (CINTRA e CARVALHO JR, 2006).

#### 4.1 Equação de Movimento

A formulação do Método dos Elementos Discretos para uma dada análise considera um sistema de coordenadas global (fixo) e um sistema de coordenadas local, associado ao centro de massa de cada partícula e que acompanha seus movimentos de translação e rotação. Esses sistemas são mostrados na Figura 11, na qual  $\mathbf{u}$  é o vetor deslocamento de uma determinada partícula em um tempo  $t$  qualquer. Esse vetor é calculado com base em  $\mathbf{X}_0$  e  $\mathbf{X}$ , que são os vetores posição inicial e final para um determinado intervalo de tempo, respectivamente.

O histórico de deslocamentos, velocidades e acelerações que compõem o sistema de coordenadas local é calculado com base no centróide de cada partícula. No espaço tridimensional, essas grandezas são representadas, para a  $i$ -ésima partícula como é mostrado na Equação (9). Os vetores  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{v}$  e  $\mathbf{a}$  representam os deslocamentos, as velocidades e as acelerações translacionais, respectivamente. Os vetores  $\boldsymbol{\theta}$ ,  $\boldsymbol{\omega}$  e  $\dot{\boldsymbol{\omega}}$  representam os deslocamentos, as velocidades e as acelerações rotacionais, respectivamente.

**Figura 11 - Representação dos sistemas de coordenadas global e local.**



Fonte: Silva Filho (2013).

$$\mathbf{u}^i = \begin{bmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \\ \theta_x \\ \theta_y \\ \theta_z \end{bmatrix}, \quad \mathbf{v}^i = \dot{\mathbf{u}} = \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \\ \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{bmatrix} \quad \text{e} \quad \mathbf{a}^i = \ddot{\mathbf{u}} = \frac{d^2\mathbf{u}}{dt^2} = \begin{bmatrix} a_x \\ a_y \\ a_z \\ \dot{\omega}_x \\ \dot{\omega}_y \\ \dot{\omega}_z \end{bmatrix} \quad (9)$$

O sistema de coordenadas global é definido por um vetor massa  $\mathbf{m}^i$ , o qual engloba a massa e os momentos de inércia de cada partícula, como mostra as Equações (10) e (11). Para o caso em que as partículas são esféricas e que o sistema de coordenadas local de cada partícula é coincidente com os eixos de inércia principais, os três momentos de inércia  $I_x$ ,  $I_y$  e  $I_z$  são iguais ( $I$ ), como ilustra a Equação (12).

$$\mathbf{m}^i = \begin{bmatrix} m \\ m \\ m \\ I \\ I \\ I \end{bmatrix} \quad (10)$$

onde

$$m = \int_{vol} \rho dV \quad (11)$$

$$I = I_x = \int_V (y^2 + z^2) \rho dV = I_y = \int_V (x^2 + z^2) \rho dV = I_z = \int_V (x^2 + y^2) \rho dV \quad (12)$$

sendo  $V$  o volume,  $\rho$  a densidade e  $x$ ,  $y$ ,  $z$  as coordenadas da partícula.

A Equação (13) representa a equação de movimento dos corpos rígidos, a qual governa o movimento translacional e rotacional de uma dada partícula  $i$  (Segunda Lei de Newton). Os vetores  $\ddot{\mathbf{u}}$  e  $\mathbf{m}$  são os definidos anteriormente nas Equações (9) e (10), respectivamente. O vetor  $\mathbf{f}$  representa as forças ( $F_x$ ,  $F_y$  e  $F_z$ ) e os momentos ( $T_x$ ,  $T_y$  e  $T_z$ ) resultantes no centróide da partícula  $i$ , de acordo com a Equação (14).

$$\mathbf{m}^i \ddot{\mathbf{u}}^i = \mathbf{f}^i \quad (13)$$

$$\mathbf{f}^i = \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \\ T_x \\ T_y \\ T_z \end{bmatrix} \quad (14)$$

O vetor  $\mathbf{f}^i$  é o somatório de todas as forças e momentos que atuam na partícula  $i$ , como mostra a Equação (15):

$$\mathbf{f}^i = \mathbf{f}_{ext} - \mathbf{f}_{int} - \mathbf{f}_{amt} \quad (15)$$

Na Equação (15), o termo  $\mathbf{f}_{ext}$  representa as forças aplicadas devido a cargas externas; o termo  $\mathbf{f}_{int}$  representa as forças e os momentos resultantes das interações com outras partículas, obstáculos ou meio envolvente; e o termo  $\mathbf{f}_{amt}$  representa a parcela proveniente das forças de amortecimento do sistema, ou amortecimento global (SILVA FILHO, 2013).

As forças externas são geralmente aplicadas no centróide da partícula, podendo ser permanentes, como a força peso, ou variáveis com o tempo (SILVA FILHO, 2013).

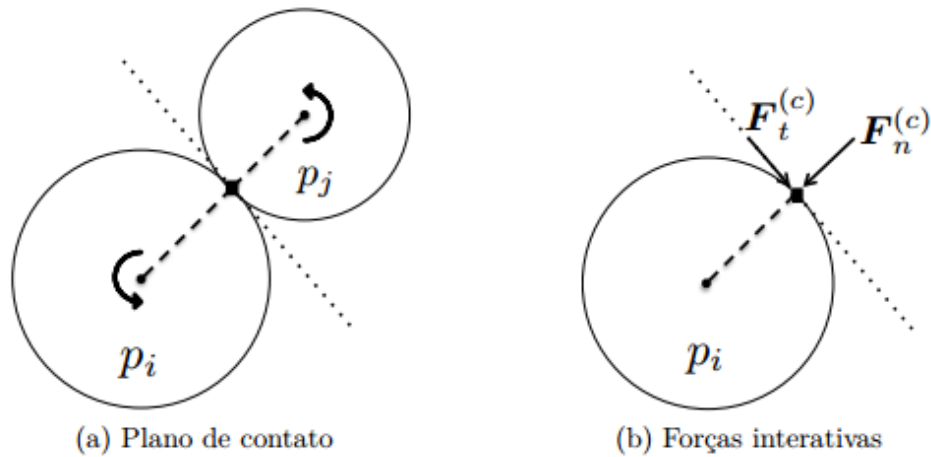
As forças e os momentos de contato  $\mathbf{f}_{int}$  são provenientes das interações entre as partículas e destas com os obstáculos e meios envolventes. A intensidade e direção dessas forças são estabelecidas por relações forças-deslocamento.

## 4.2 Modelos de Contato

Os contatos entre as partículas do MED são tratados através do surgimento de forças repulsivas que são regidas pelas leis de força-deslocamento. O plano de contato entre as partículas  $p_i$  e  $p_j$  é definido conforme mostrado na Figura 12 e, a partir deste, calculam-se as forças de interação nas direções normal e tangencial ao plano. As forças resultantes são aplicadas no ponto de contato entre as partículas  $p_i$  e  $p_j$  conforme ilustra a Figura 12, com mesma intensidade e direção, porém com sentidos opostos (CINTRA, 2016).

Diversas relações de força-deslocamento estão disponíveis na literatura para o cálculo das forças de interação. Algumas destas relações utilizam somente molas elásticas para a geração das forças repulsivas provenientes dos contatos. Todavia esses modelos de contato não dispõem de mecanismos de dissipação de energia nas colisões, portanto os modelos viscosos são mais relevantes e utilizados (CINTRA, 2016).

Figura 12 - Contato entre as partículas.

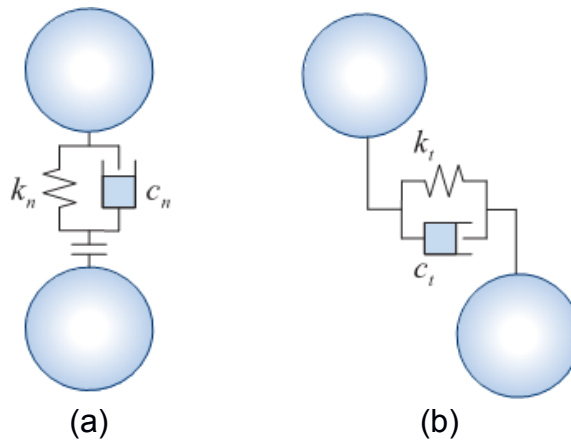


Fonte: Cintra (2016).

#### 4.2.1 Modelo de Kelvin

O Modelo Kelvin é formado por uma associação em paralelo de um elemento elástico linear com um elemento viscoso linear, como ilustra a Figura 13.

Figura 13 - (a) Modelo Kelvin para a direção normal; (b) Modelo Kelvin para a direção tangencial.



Fonte: Silva Filho (2013).

As forças normal e tangencial calculadas não são funções somente dos deslocamentos relativos, mas também das velocidades relativas. As Equações (16) e (17) mostram o cálculo da força normal e da força tangencial, respectivamente.

$$\mathbf{f}_n = k_n \mathbf{u}_m + c_n \mathbf{v}_m \quad (16)$$

$$\mathbf{f}_t = k_t \mathbf{u}_{rt} + c_t \mathbf{v}_{rt} \quad (17)$$

onde  $\mathbf{f}_n$ ,  $\mathbf{f}_t$ ,  $k_n$ ,  $k_t$ ,  $c_n$  e  $c_t$  são as forças normal e tangencial, as rigidezes normal e tangencial e os coeficientes de amortecimento normal e tangencial, respectivamente.  $\mathbf{u}_{rn}$  e  $\mathbf{u}_{rt}$  são os deslocamentos relativos normal e tangencial.  $\mathbf{v}_m$  e  $\mathbf{v}_{rt}$  e representam as velocidades relativas normal e tangencial dadas pelas Equações (18) e (19), respectivamente.

$$\mathbf{v}_m = (\mathbf{v}_r \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} \quad (18)$$

$$\mathbf{v}_{rt} = \mathbf{v}_{r\theta} - \mathbf{v}_{m\theta} \quad (19)$$

sendo  $\mathbf{v}_{r\theta}$  a velocidade relativa devido à rotação,  $\mathbf{v}_{m\theta}$  a velocidade relativa normal devido à rotação e  $\mathbf{n}$  a direção do vetor normal.

Os parâmetros do modelo Kelvin são a rigidez normal ( $k_n$ ), a rigidez tangencial ( $k_t$ ), o coeficiente de amortecimento normal ( $c_n$ ) e o coeficiente de amortecimento tangencial ( $c_t$ ). Os valores de  $k_n$  e  $k_t$  impedem a sobreposição das partículas e o deslocamento angular relativo do contato, respectivamente. Os parâmetros  $c_n$  e  $c_t$  correspondem a fatores de amortecimento, utilizados na modelagem numérica visando dissipar a energia de movimento das partículas. Desse modo, o método é capaz de simular de maneira eficaz choques não elásticos, comuns nas simulações de problemas físicos, nos quais há perda de energia durante o choque.

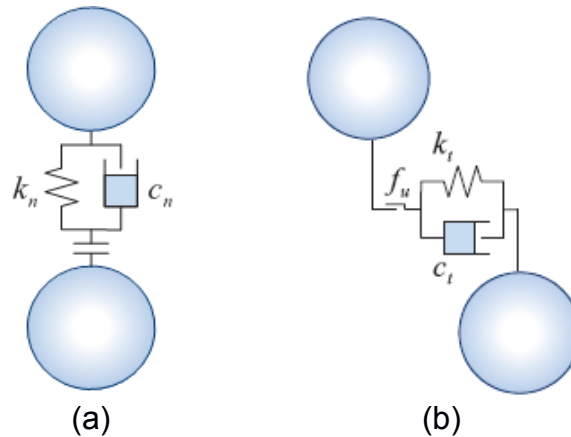
#### 4.2.2 Modelo de Kelvin-Coulomb

Embora o modelo de Kelvin tenha sua aplicabilidade, em geral é comum o uso de um seus modelos derivados para a simulação de problemas que consideram o atrito. Modelos de força-deslocamento aplicados na simulação de elementos discretos comumente utilizam o modelo de Kelvin-Coulomb para a determinação das forças de contato na direção tangencial. (CINTRA, 2016).

O Modelo Kelvin-Coulomb é semelhante ao Modelo Kelvin, pois este também possui uma associação de um elemento elástico linear a um elemento viscoso linear. Os modelos diferenciam-se somente no cálculo da força tangencial ( $\mathbf{f}_t$ ), pois no Modelo Kelvin-Coulomb inclui-se um elemento de atrito de Coulomb (Figura 14), limitando o valor da força tangencial ao valor da força de atrito ( $\mathbf{f}_\mu$ ), como mostra a Equação (20).

$$\mathbf{f}_t = \begin{cases} k_t \mathbf{u}_{rt} + c_t \mathbf{v}_{rt} & \text{se } \|k_t \mathbf{u}_{rt} + c_t \mathbf{v}_{rt}\| < \mathbf{f}_\mu \\ \mathbf{f}_\mu \cdot \text{sign}(k_t \mathbf{u}_{rt} + c_t \mathbf{v}_{rt}) & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (20)$$

**Figura 14 - (a) Modelo Kelvin-Coulomb para a direção normal; (b) Modelo Kelvin-Coulomb para a direção tangencial.**



Fonte: Silva Filho (2013).

Os parâmetros do modelo Kelvin-Coulomb são a rigidez normal ( $k_n$ ), a rigidez tangencial ( $k_t$ ), o coeficiente de amortecimento normal ( $c_n$ ), o coeficiente de amortecimento tangencial ( $c_t$ ) e o coeficiente de atrito ( $\mu$ ).

#### 4.2.3 Torque e atrito de rolamento

O torque atuante em uma dada partícula  $i$  ( $\mathbf{T}_i$ ) pode surgir das forças normais e tangenciais definidas no contato entre as partículas. Isso se deve ao fato das geometrias das partículas poderem assumir formas não perfeitamente circulares ou esféricas. Esta característica acarreta em componentes de atrito que impedem o movimento de rolamento livre, podendo, por exemplo, reduzir a velocidade de partículas que rolam livremente em uma superfície plana. Isso ocorre mediante a excentricidade entre o eixo de aplicação da força e o eixo de reação. No caso da partícula perfeitamente circular ou esférica, os dois eixos são coincidentes, e não há, portanto, esse impedimento (CINTRA, 2016).

Considerando as forças normais e as tangenciais para um conjunto de partículas não perfeitamente circular ou esférico, define-se o torque de cada partícula conforme expresso na Equação (21):

$$\mathbf{T}_i = -r_i \sum_{c=1}^{N_c} \mathbf{n}^{(c)} \times \mathbf{F}_t^{(c)} + \mu_r R_i \sum_{c=1}^{N_c} \|\mathbf{F}_n^{(c)}\| \frac{\mathbf{n}^{(c)} \times \mathbf{v}_{rn}^{(c)}}{\|\mathbf{n}^{(c)} \times \mathbf{v}_{rn}^{(c)}\|} \quad (21)$$

onde  $\mathbf{n}^{(c)}$  é o vetor que define a direção normal do contato;  $\mathbf{F}_n^{(c)}$  é a força normal do contato;  $\mathbf{F}_t^{(c)}$  é a força tangencial do contato;  $\mathbf{v}_{rn}^{(c)}$  é a velocidade relativa entre as partículas;  $R_i$  é o raio da partícula  $i$ ; e  $\mu_r$  é o coeficiente de atrito de rolamento.



Nota-se que quando  $\mu_r$  é nulo, uma das componentes da equação é desprezível devido à ausência do atrito de rolamento.

### 4.3 Métodos de Integração

Para a resolução das equações diferenciais presentes na formulação do Método dos Elementos Discretos deve-se definir o tipo de técnica a ser utilizada.

Os métodos numéricos de integração dividem-se em métodos implícitos e explícitos, os quais têm por característica a solução de um problema de valor inicial. Comumente utilizam-se os métodos explícitos associados ao MED. Os algoritmos de integração explícitos apresentam um baixo custo computacional para cada intervalo de tempo, devido ao fato do sistema de equações diferenciais gerado pela formulação ser desacoplado, e, desse modo, os processos iterativos não são necessários na solução do sistema.

Cundall e Strack (1979) afirmaram que o incremento de tempo no MED deve ser pequeno o suficiente para que, durante um único passo de tempo, as perturbações não possam se propagar além da vizinhança de cada partícula. Assim, os métodos de integração explícitos são os mais adequados ao MED, pois estes garantem estabilidade (capacidade de não propagar erros numéricos) quando o incremento de tempo está abaixo do valor crítico ( $\Delta t_{crit}$ ). Cundall e Strack (1979) definem o intervalo de tempo crítico com base em um sistema contendo um corpo de massa  $m$  conectado a uma base através de uma mola de rigidez  $k$ , para o qual o intervalo de tempo crítico é calculado pela Equação (22), na qual  $m_{min}$  é o menor valor de massa associado a uma partícula e  $k_{max}$  o maior valor de rigidez associado a um contato.

$$\Delta t_{crit} = 2 \sqrt{\frac{m_{min}}{k_{max}}} \quad (21)$$

### 4.4 Calibração de Parâmetros

Uma das dificuldades do Método dos Elementos Discretos é a determinação de parâmetros que possam propiciar uma simulação realística do problema apresentado. Esses parâmetros representam as propriedades do material simulado e devem ser especificados de tal forma que o fluxo de milhares de partículas se comporte da mesma maneira que o material granular. Experimentos de laboratório, tais como ensaios de cisalhamento, testes biaxial e

triaxial, podem ser usados na tentativa de determinar esses parâmetros antes da modelagem numérica utilizando o MED.

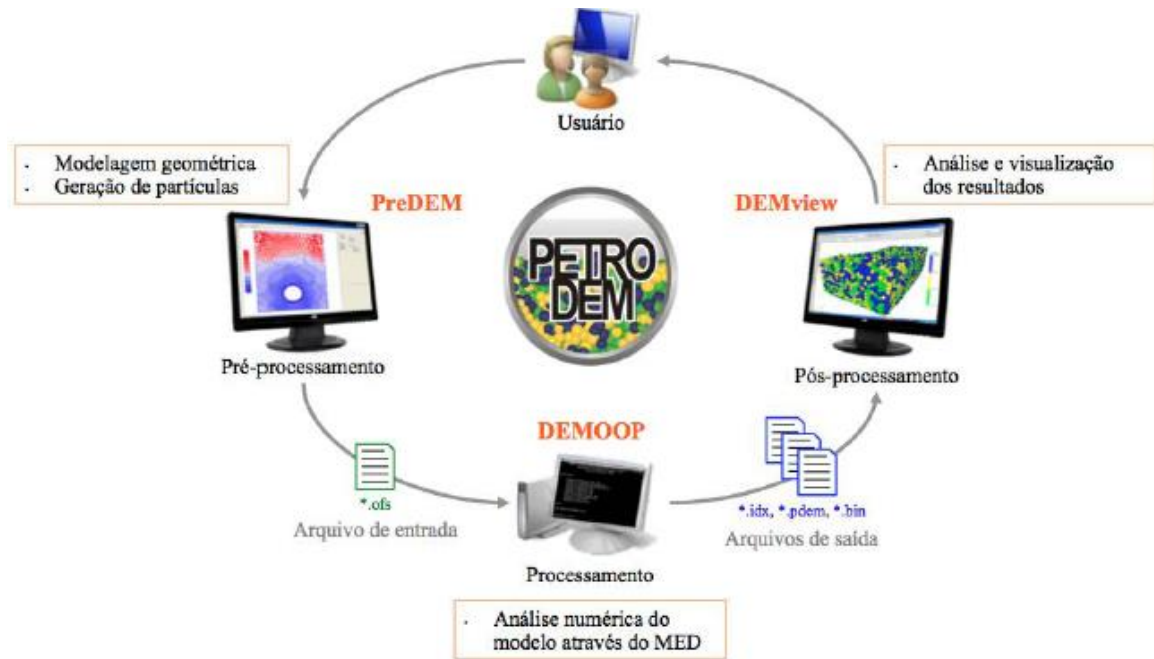
Alguns pesquisadores têm tentado determinar estas propriedades experimentalmente. VU-QUOC *et al.* (2000) mediram o coeficiente de restituição da soja através da realização de simples testes de queda de várias alturas. TANAKA *et al.* (2000) realizaram testes de penetração e compararam os resultados com aqueles obtidos a partir de simulações utilizando o MED. COETZEE e ELS (2009) analisaram técnicas para validar e selecionar parâmetros adequados para que o MED pudesse ter sucesso nas simulações de meios granulares. GRIMA e WYPYCH (2009) investigaram através de simples experimentos de bancada a calibração de parâmetros para a modelagem do Método dos Elementos Discretos. NASE *et al.* (2001) também contribuíram no estudo da determinação dos parâmetros adequados para o MED. Esses fizeram a análise de três experimentos diferentes, observando a influência de parâmetros adimensionais na determinação da coesão do material granular.

#### **4.5 Sistema Computacional PETRODEM**

O sistema PETRODEM (*Petrobras Discrete Element Method*) é um sistema computacional que busca a utilização do MED no estudo de problemas envolvendo a dinâmica de meios descontínuos (PETRODEM, 2016). O objetivo do sistema PETRODEM é a unificação de uma série de pesquisas relacionadas ao MED desenvolvidas em algumas universidades brasileiras em um sistema computacional integrado. O sistema foi projetado para lidar com elevadas demandas por processamento numérico de dados e técnicas avançadas de computação gráfica. Esta elevada demanda por recursos computacionais é um dos principais desafios motivadores de pesquisa para o método numérico atualmente (CINTRA, 2016).

O sistema PETRODEM é composto por módulos distintos responsáveis pelas atividades de pré-processamento, análise numérica e visualização de resultados. Essa divisão apresenta vantagens na relação entre o sistema e os usuários ou programadores. A comunicação entre as partes é feita através de arquivos com uma formatação previamente estabelecida. Desta forma, os processos se tornam independentes e acabam facilitando seu manuseio (CINTRA e CARVALHO JR, 2006). A Figura 15 apresenta um fluxograma com as etapas do sistema, que engloba desde a entrada dos dados da análise pelo usuário até a visualização dos resultados.

**Figura 15 - Fluxograma com as etapas do processamento no sistema PETRODEM.**



O MED necessita de um módulo computacional capaz de ler os dados de entrada da simulação, processá-los segundo a formulação do método e armazenar os resultados para análise posterior. Neste trabalho, o programa utilizado para realizar tais funções é o DEMOOP (*Discrete Element Method Object Oriented Programming*) (CINTRA, 2009), módulo integrante do sistema PETRODEM. No desenvolvimento do DEMOOP, novas tecnologias têm sido constantemente incorporadas com o intuito de viabilizar simulações de modelos computacionais cada vez mais robustos em intervalos de tempo cada vez menores e expandir as fronteiras de aplicações do Método dos Elementos Discretos.

O pré-processamento corresponde à etapa inicial em uma simulação computacional. Nesta etapa, busca-se, através do estabelecimento de um modelo numérico, um modo eficaz de traduzir informações de problemas reais em dados que o método empregado para a solução numérica proposta possa entender e avaliar (CINTRA e CARVALHO JR, 2006).

Neste trabalho, utiliza-se o módulo computacional PreDEM para realizar a etapa do pré-processamento, o qual dispõe de diferentes técnicas de geração de partículas. O PreDEM também dispõe de uma interface gráfica onde se estabelece as condições iniciais e os parâmetros globais e das partículas necessários para a realização das simulações numéricas. Além do PreDEM, desenvolveram-se rotinas computacionais especificamente aplicáveis para a geração das diferentes configurações iniciais dos modelos numéricos utilizados neste trabalho.

A etapa de visualização dos resultados das análises é feita a partir do módulo computacional DEMView, o qual é compatível com o simulador DEMOOP. Sua tarefa principal consiste na transformação dos arquivos de saída fornecidos pelo DEMOOP em dados gráficos de fácil manuseio. Através dele, permite-se a visualização da cinemática das partículas, de campos vetoriais como velocidade, deslocamento e rotação, dentre outros recursos de visualização.

Os módulos PreDEM, DEMOOP e DEMView integram o sistema computacional PETRODEM e foram desenvolvidos pelo Laboratório de Computação Científica e Visualização (LCCV), do Centro de Tecnologia (CTEC), da Universidade Federal de Alagoas (UFAL).

## 5 METODOLOGIA

As corridas de detritos são compostas basicamente por três partes: os grãos (sólidos), o fluido intersticial e o terreno (relevo). Para simular de maneira eficaz esse movimento de massa, os grãos necessitam ser tratados e analisados como grãos úmidos em suas interações, devido à presença do fluido intersticial. Há a necessidade também de um modelo que possa representar o fluido intersticial e seus contatos com as demais partes de maneira satisfatória.

Este capítulo tem o objetivo de apresentar o modelo coesivo utilizado para representar os grãos úmidos, além do modelo utilizado para a simulação do fluido intersticial nas corridas de detritos deste trabalho e do modelo de contato entre os grãos e o terreno. Além disso, demonstra-se a metodologia para o cálculo dos parâmetros adimensionais propostos por Iverson (1997) e Takahashi (2009), apresentados no Capítulo 2. Apresenta-se, ainda, uma metodologia desenvolvida neste trabalho para a caracterização das corridas de detritos através de parâmetros adimensionais de energia do Método dos Elementos Discretos.

### 5.1 Modelo Coesivo dos Grãos

Os grãos componentes das corridas de detritos caracterizam-se pela apresentação de relativo teor de umidade devido à presença de um fluido intersticial entre os mesmos. Sendo assim, esses grãos apresentam um grau de coesão maior em seus contatos do que os grãos secos. Portanto, faz-se necessário a inclusão de um modelo de contato coesivo para a simulação do comportamento das partículas nas corridas de detritos.

O modelo adotado neste trabalho para representar a coesão entre as partículas do Método dos Elementos Discretos se assemelha ao modelo proposto por Rabinovich (2005). O modelo coesivo deste autor assemelha-se a um modelo de capilaridade, no qual a coesão entre as partículas ocorre devido a forças capilares. O modelo coesivo de Rabinovich (2005) considera um volume de líquido constante no contato entre as partículas. Quando duas partículas se aproximam em um determinado raio de ação, instantaneamente se forma uma ponte capilar formada pelo fluido presente no interstício das partículas.

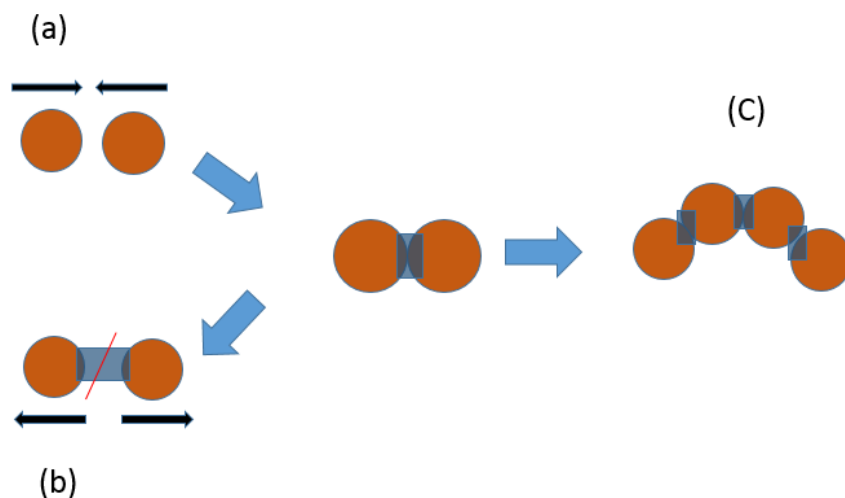
A coesão entre as partículas resulta de forças atrativas, tais como as forças de Van der Waals, as forças eletrostáticas ou pontes líquidas (forças capilares). Dependendo da quantidade de fluido presente entre as partículas e do grau de saturação do sistema, diferentes

regimes de distribuição de forças capilares podem ocorrer, como o regime pendular, o regime funicular e o regime de lama (*slurry*). O regime pendular ocorre quando a quantidade de fluido entre as partículas é relativamente baixa, formando pontes capilares independentes nos pontos de contato entre as partículas. No regime funicular, em que a quantidade de fluido é média (maior que o regime pendular e menor que o regime de lama), as pontes capilares não são independentes umas das outras. À medida que se aumenta a presença de fluido no sistema, ocorre a imersão das partículas e verifica-se a perda de coesão, como é o caso do regime de lama (ANAND *et al.*, 2009).

A formulação utilizada neste trabalho considera apenas o regime pendular, no qual as pontes líquidas são independentes nos contatos. Segundo Anand *et al.* (2009), para que a formulação seja aplicável ao regime pendular, o valor máximo do grau de saturação do sistema deve ser de 23%.

As etapas da formulação desse modelo coesivo podem ser ilustradas na Figura 16. Quando as partículas se aproximam, ocorre a formação das pontes capilares, atribuindo a coesão ao contato, Figura 16 (a). As pontes capilares se desfazem quando a distância entre as partículas for superior à distância de ruptura, conforme ilustra a Figura 16 (b). Nessa formulação considera-se, ainda, que o volume de líquido formado entre as partículas é constante e as pontes de líquido não interagem entre si, estas são independentes umas das outras. Uma ponte de líquido conecta-se a apenas duas partículas, conforme mostra a Figura 16 (c).

**Figura 16 - Etapas da formulação do modelo coesivo.**



As forças capilares têm sua atuação limitada nos contatos a um raio de ação chamado de distância de ruptura  $h_{ruptura}$ , a qual é dada por:

$$h_{ruptura} = (1 + 0,5\theta). V_C^{1/3} \quad (23)$$

na qual  $V_C$  é o volume da ponte capilar e  $\theta$  é o ângulo de contato na interface líquido-ar. Geralmente, a literatura adota o valor de  $\theta$  igual a  $4^\circ$  no contato entre as partículas (GLADKYY e SCHWARZE, 2014).

A formulação utilizada neste trabalho para o modelo coesivo calcula a força capilar ( $F_C$ ), devido à presença de uma ponte líquida entre duas partículas, segundo o modelo de Rabinovich (2005), como:

$$F_C = \frac{2\pi R\gamma_f \cos \theta}{1 + \frac{a}{2d_{sp/sp}}} \quad (24)$$

onde

$$d_{sp/sp} = \frac{a}{2} \cdot \left( -1 + \sqrt{\frac{2V_C}{\pi R a}} \right) \quad (25)$$

Nas Equações (24) e (25),  $\gamma_f$  representa a tensão superficial do fluido;  $a$  é a distância entre as partículas;  $d_{sp/sp}$  representa a distância de imersão; e  $R$  é o raio das partículas. No caso das partículas possuírem raios diferentes, a formulação utiliza um raio equivalente, o qual será a média dos raios das partículas envolvidas.

Essa formulação foi devidamente implementada no DEMOOP e os parâmetros de entrada que definem a intensidade da força capilar, e, conseqüentemente, a coesão da simulação no DEMOOP são:

- Fator de volume  $f_V$ ;
- Tensão superficial do fluido  $\gamma_f$ ;
- Ângulo de contato na interface líquido-ar  $\theta$ .

O fator de volume  $f_V$  é a razão entre o volume da ponte capilar  $V_C$  e o volume da partícula  $V$  conforme expresso por:

$$f_V = \frac{V_C}{V} \quad (26)$$

Esse fator de volume expressa o grau de saturação do sistema, haja vista que ele representa a relação entre o volume de fluido presente no contato em relação ao volume do sólido, neste caso é a partícula. Para o ângulo de contato na interface líquido-ar  $\theta$  segue-se a

literatura conforme supracitado e adota-se o valor de  $\theta$  igual a  $4^\circ$  no contato entre as partículas.

De acordo com Nase *et al.* (2001), a tensão superficial do fluido  $\gamma_f$  pode ser relacionada com o peso da partícula  $W$  através do *Granular Bond Number*  $Bo_g$ , o qual é definido pelos autores como sendo a razão entre a força capilar máxima e o peso da partícula, conforme:

$$Bo_g = \frac{F_{cmax}}{W} = \frac{2\pi R\gamma_f}{W} \quad (27)$$

Para problemas bidimensionais, tais como os problemas tratados neste trabalho, a tensão superficial do fluido  $\gamma_f$  pode ser dada em função do *Granular Bond Number*  $Bo_g$  conforme:

$$\gamma_f = \frac{Bo_g \cdot \rho R g}{2} \quad (28)$$

onde  $\rho$  é a densidade da partícula e  $g$  é a aceleração da gravidade.

Nase *et al.* (2001) mostraram a relevância do *Granular Bond Number*  $Bo_g$  como ferramenta de caracterização através do estudo da coesividade dos grãos em diversos experimentos. Os autores constataram que havia um ponto de transição do regime de fluxo livre das partículas (menos coesivo) para o regime coesivo das partículas em todos os experimentos, o qual se dava quando  $Bo_g = 1$ . Ou seja, ao analisar de maneira simplificada a coesão entre as partículas através do  $Bo_g$ , verifica-se que quando o peso da partícula se torna inferior ao valor da força coesiva intersticial ocorre a transição do sistema para o regime coesivo.

## 5.2 Modelo para Simulação do Fluido Intersticial

Para a tratativa de solução da problemática da simulação do fluido intersticial nas corridas de detritos, este trabalho utiliza uma metodologia simples, porém promissora.

Liao *et al.* (1996) em seu estudo acerca das relações tensão-deformação para materiais granulares apresentam a hipótese de *best fit*. Dentre outros fins, a hipótese de *best fit* objetiva estabelecer relações entre os parâmetros intrínsecos das partículas, como  $k_n$  e  $k_t$ , com parâmetros globais do material granular, tais como o módulo de elasticidade  $E$  e o coeficiente de Poisson  $\nu$ . Essas relações para simulações de partículas esféricas são expressas através das Equações (29) e (30):



$$E = \frac{20N_{CV}R^2k_n}{3V_R} \left[ \frac{k_t}{2k_n + 3k_t} \right] \quad (29)$$

$$v = \frac{k_n - k_t}{2k_n + 3k_t} \quad (30)$$

sendo que  $N_{CV}$  é o número de contatos entre as partículas no volume representativo;  $V_R$  é o volume representativo; e  $R$  é o raio das partículas.

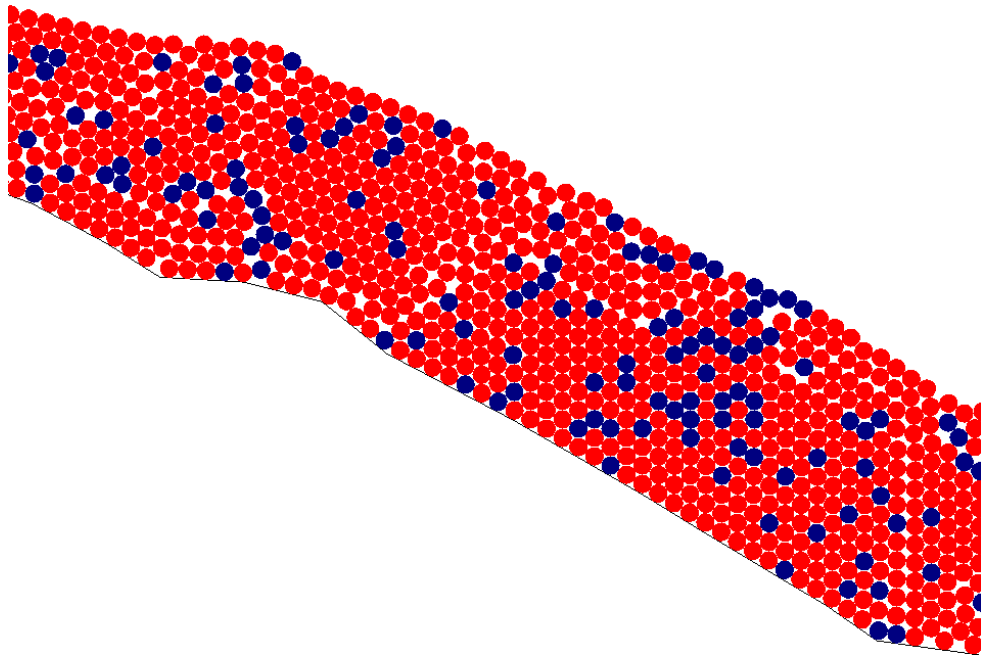
Uma das conclusões da hipótese de *best fit* apresentada por Liao *et al.* (1996) é que quando a rigidez tangencial  $k_t$  se aproxima de zero, o coeficiente de Poisson  $v$  tende a 0,5 enquanto que o módulo de elasticidade  $E$  se aproxima de zero. Fisicamente, isto implica que o material granular com rigidez tangencial nula entre as partículas apresenta partículas perfeitamente lisas e não apresenta módulo de cisalhamento. Assim, o material granular pode resistir apenas a tensões volumétricas isotrópicas. Então, o material granular de partículas com rigidez tangencial nula se comporta como fluido (LIAO *et al.*, 1996).

**Baseado na conclusão supracitada da hipótese de *best fit* apresentada por Liao *et al.* (1996), este trabalho utiliza partículas com rigidez tangencial ( $k_t$ ) nula para a simulação da parcela correspondente ao fluido intersticial na corrida de detritos. A metodologia utilizada para este fim consiste inicialmente em se definir a quantidade percentual de fluido presente na corrida de detritos; posteriormente, gera-se o modelo particulado com a diferenciação do material das partículas sólidas e das partículas que compõem o fluido, conforme mostra a**

Figura 17.

As partículas sólidas (grãos) apresentam modelo de contato entre as mesmas com rigidezes normal e tangencial não nulas e com coesão nos contatos. As partículas que compõem o fluido apresentam material diferente dos grãos, e, conseqüentemente, densidade e modelo de contato também diferentes. O modelo de contato das partículas que compõem o fluido apresenta  $k_n \neq 0$  e  $k_t = 0$ . Este modelo de contato é utilizado para os contatos entre as próprias partículas que compõem o fluido; entre elas e os grãos; e entre elas e os obstáculos.

**Figura 17 - Corte do modelo particulado com materiais diferentes para os grãos (cor vermelha) e para as partículas que compõem o fluido (cor azul).**

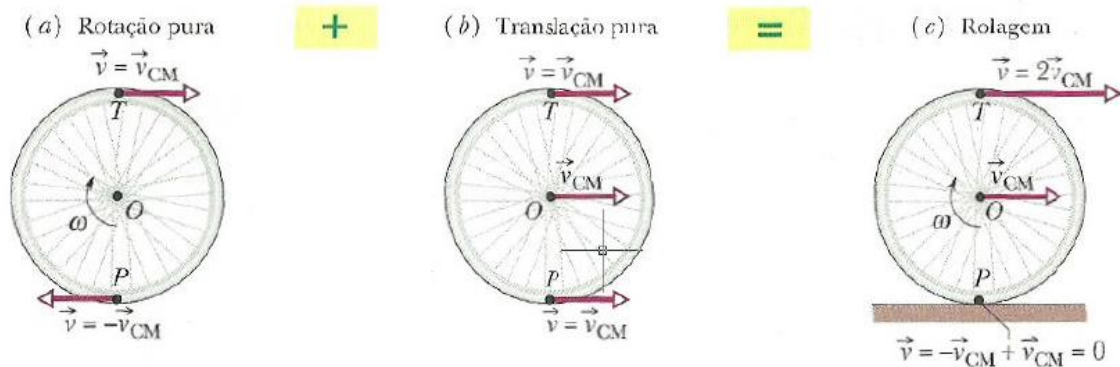


### **5.3 Modelo de Contato entre os Grãos e o Terreno**

Nos contatos entre os grãos e os obstáculos que representam o terreno, este trabalho utiliza uma nova formulação de modelo de contato implementada no DEMOOP, a qual acrescenta parcelas concernentes à equação do movimento de rolamento da partícula ao cálculo da força tangencial.

Em geral, corpos de seção transversal circular sob a ação de uma força, realizam um movimento denominado de rolamento. O rolamento pode ser definido como a composição dos movimentos de rotação de um corpo em torno do seu centro de massa (rotação pura) e de translação do mesmo (translação pura), conforme apresenta a Figura 18 (HALLIDAY *et al.*, 2008), sendo  $v_{CM}$  a velocidade linear do centro de massa e  $\omega$  a velocidade angular do corpo.

**Figura 18 - Composição do movimento de rolamento.**



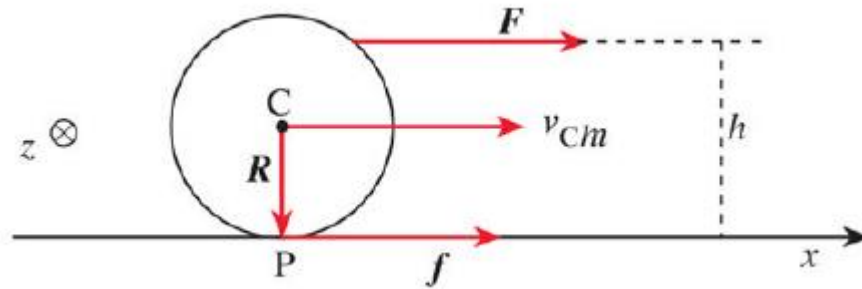
Fonte: Halliday *et al.* (2008).

Através da Figura 18, observa-se no ponto de contato da roda com a superfície (ponto P) que a velocidade linear é nula. Nesse caso, o corpo está em movimento de rolamento puro, ou seja, o mesmo não desliza sobre a superfície. Quando a velocidade no ponto P não é nula, há o movimento dito por rolamento com escorregamento. A variação da velocidade no ponto P relaciona-se com o atrito do contato entre o corpo e a superfície.

Para simplificar o entendimento acerca do assunto, analisa-se o rolamento em corpos rígidos. Neste tipo de movimento, a força de atrito pode ocorrer no mesmo sentido do rolamento ou no sentido inverso, diferentemente do movimento de translação de um corpo, no qual o sentido da força de atrito sempre é oposto ao movimento. Na dinâmica dos corpos rígidos há dois tipos de atrito: o estático e o cinético (BRAGA, 2014).

Supondo que um corpo de massa  $m$  e raio  $R$  esteja inicialmente em repouso sobre uma superfície plana, conforme ilustra a Figura 19. Aplica-se uma força  $F$  a uma determinada altura  $h$  da esfera, então o corpo passa a se deslocar com velocidade linear no centro de massa  $v_{CM}$  de acordo com a intensidade de  $F$ . A força de atrito  $f$  atua no corpo com a finalidade de reduzir a velocidade de translação do corpo e realizar o torque, aumentando a velocidade angular  $\omega$  (ANDRADE NETO *et al.*, 2013). As forças atuantes no corpo também estão esquematizadas na Figura 19.

Figura 19 - Esquema de forças atuantes no corpo.



Fonte: Braga (2014).

Para verificar a existência do escorregamento no movimento, calcula-se a velocidade no ponto P ( $v_P$ ) através da Equação (31):

$$v_P = v_{CM} - \omega \quad (31)$$

A condição para que não haja o escorregamento é que  $v_P = 0$ , portanto:

$$v_{CM} = \omega \quad (32)$$

Nessas condições, o movimento é rolamento puro e o atrito é dito estático. O valor máximo que a força de atrito estático pode assumir é dado através da Equação (33):

$$|f| = \mu_e F_N \quad (33)$$

na qual  $\mu_e$  é o coeficiente de atrito estático; e  $F_N$  representa a força normal.

Se a força  $F$  aplicada ao corpo superar o valor máximo da força de atrito estático, a velocidade de translação  $v_{CM}$  tende a aumentar. Como o atrito estático atingiu seu valor máximo, então não há aumento de torque exercido por essa força. Assim, de acordo com a Equação (31),  $v_P$  passa a ser diferente de zero e o corpo passa a deslizar. Portanto, uma força de atrito cinético passa a atuar no corpo e pode ser calculada através da Equação (34):

$$|f| = \mu_c F_N \quad (34)$$

na qual  $\mu_c$  é o coeficiente de atrito cinético.

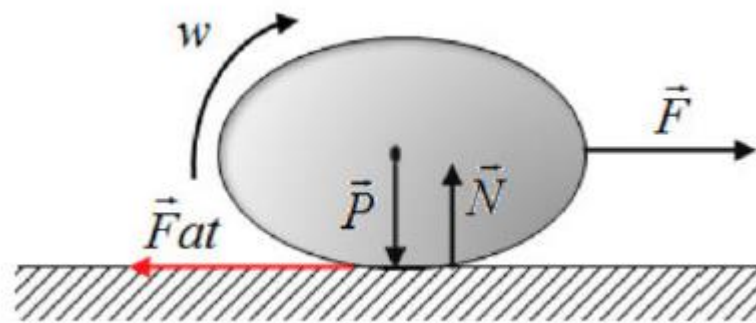
O valor do coeficiente de atrito estático  $\mu_e$  deve ser sempre superior ao valor do coeficiente de atrito cinético  $\mu_c$ , haja vista que se  $\mu_c > \mu_e$  o corpo se manteria em condição de rolamento puro.

Analisando agora o movimento de uma esfera que é lançada em plano horizontal rígido com velocidade linear  $v$  e sem rotação, desprezando a resistência do ar. Neste caso, a velocidade  $v_{CM}$  é superior à velocidade de rotação  $\omega$  da partícula. Inicialmente, a força de atrito que atua no corpo é cinética, haja vista que  $v_P \neq 0$ . Então, a força de atrito reduz  $v_{CM}$  e aumenta a velocidade angular  $\omega$ . Como, nesse caso, não há uma força que realize trabalho na

esfera, esta tende a realizar movimento de rolamento puro. Andrade Neto *et al.* (2013) realizaram esse estudo e verificaram que, após os corpos rígidos atingirem esse movimento, a força de atrito é nula e a velocidade se torna constante.

Todavia, na prática a tendência é que a esfera pare com o tempo. Sendo assim, há a necessidade de se estudar o movimento de rolamento em corpos deformáveis. A Figura 20 ilustra as forças atuantes em um corpo deformável em contato com a superfície plana.

**Figura 20 - Forças atuantes em um corpo deformável em uma superfície plana.**



Fonte: Andrade Neto *et al.* (2013).

Através da Figura 20, é possível verificar que a força normal  $F_N$  em corpos deformáveis se desloca do centro de massa. Desse modo, passa a atuar o atrito de rolamento, cujo coeficiente é dado pela Equação (35):

$$\mu_r = \frac{x}{R} \quad (35)$$

onde  $\mu_r$  é o coeficiente de atrito de rolamento; e  $x$  representa a distância horizontal do centro de massa ao ponto onde a força normal atua.

Andrade Neto *et al.* (2013) em seu trabalho ainda encontraram a função horária da velocidade de uma esfera deformável, a qual é expressa na Equação (36):

$$v(t) = v_0 - \frac{5}{7} g \mu_r t \quad (36)$$

onde  $v_0$  é a velocidade inicial da esfera e  $t$  é o tempo. Assim, a esfera para no momento em que a velocidade é nula, em um tempo  $t_p$  dado pela Equação (37):

$$t_p = \frac{7}{5} \frac{v_0}{g \mu_r} \quad (37)$$

A formulação do DEMOOP considera apenas que todas as esferas são rígidas. Portanto, a estratégia utilizada para que a partícula pare é a verificação do movimento, ou

seja, quando o corpo tender a uma velocidade constante, aplica-se o valor do atrito de rolamento no equacionamento (BRAGA, 2014).

Então, o modelo de contato utilizado para quantificar as interações entre os grãos e os obstáculos que representam o terreno é análogo ao modelo de Kelvin apresentado na Seção 4.2.1, com o acréscimo de três parâmetros, concernentes à equação do movimento de rolamento da partícula, ao cálculo da força tangencial, os quais são o coeficiente de atrito estático  $\mu_e$ , o coeficiente de atrito cinético  $\mu_c$  e o coeficiente de atrito de rolamento  $\mu_r$ .

#### 5.4 Cálculo dos Parâmetros Adimensionais Apresentados por Iverson (1997) e Takahashi (2009)

Analisando-se as expressões de  $N_{SAV}$ ,  $N_{BAG}$ ,  $N_{REY}$  e  $N_{DAR}$ , Equações (1), (2), (3) e (4), respectivamente, verifica-se a necessidade de expressões que correlacionem as variáveis  $N$ ,  $v_s$  e  $k$  presentes nessas equações com parâmetros mais prontamente mensuráveis.

Iverson (1997) utiliza a profundidade do fluxo  $h$  no cálculo dos parâmetros adimensionais em substituição à variável  $N$ , através da relação expressa pela Equação (38):

$$h = N\delta \quad (38)$$

O parâmetro  $v_s$  representa a fração volumétrica dos sólidos, que pode ser definido como sendo a razão entre o volume dos sólidos e o volume total. Sendo assim, a fração volumétrica dos sólidos  $v_s$  pode ser calculada em função da porosidade  $p$  da amostra (DAS, 2007), como mostra a Equação (39):

$$v_s = 1 - p \quad (39)$$

A permeabilidade hidráulica  $k$  pode ser calculada em função da condutividade hidráulica  $K$ , da viscosidade da água  $\mu_w$  e do peso específico da água  $\gamma_w$  (DAS, 2007) como:

$$k = \frac{\mu_w}{\gamma_w} K \quad (40)$$

O cálculo da condutividade hidráulica  $K$  pode ser feito a partir da Equação (41):

$$K = 2,4622 \left[ \delta^2 \frac{e^3}{1+e} \right]^{0,7825} \quad (41)$$

na qual  $e$  representa o índice de vazios da amostra,  $\delta$  representa o diâmetro médio da amostra dado em mm e  $K$  é dado em cm/s (CHAPUIS, 1989).

O índice de vazios  $e$  pode ser calculado como (DAS, 2007):

$$e = \frac{p}{1 - p} \quad (42)$$

Como os sólidos mais finos, como o silte e a argila, podem ser carregados em suspensão no fluido durante o movimento de massa, então a viscosidade efetiva do fluido da corrida de detritos é diferente da viscosidade do fluido homogêneo em questão. O raciocínio é análogo para a densidade efetiva. Então, faz-se necessário calcular a densidade efetiva  $\rho_f$  e a viscosidade efetiva do fluido da corrida de detritos  $\mu$ , utilizando fatores de correção, que dependem da fração volumétrica do fluido ocupado por grãos finos (silte, argila), representado por  $v_{fines}$  (IVERSON, 1997).

Segundo Iverson (1997), a densidade efetiva do fluido da corrida de detritos  $\rho_f$  é expressa pela Equação (43):

$$\rho_f = \rho_s v_{fines} + \rho_w (1 - v_{fines}) \quad (43)$$

Iverson (1997) também define a viscosidade efetiva do fluido da corrida de detritos  $\mu$  através da Equação (44):

$$\mu = \mu_w (1 + 2,5v_{fines} + 10,05v_{fines}^2 + 0,00273e^{16,6v_{fines}}) \quad (44)$$

As Equações (43) e (44) são válidas apenas quando se utiliza a água como fluido. Além disso, estas têm sentido físico apenas se  $v_{fines} \leq 0,4$  e se a forma dos grãos não diferir bastante do formato esférico (IVERSON, 1997).

Então, todas as variáveis necessárias para o cálculo dos parâmetros adimensionais  $N_{SAV}$ ,  $N_{BAG}$ ,  $N_{REY}$  e  $N_{DAR}$  estão prontamente definidas e podem ser calculadas. Com isso, pode-se calcular  $N_{SAV}$ ,  $N_{BAG}$ ,  $N_{REY}$  e  $N_{DAR}$  para qualquer corrida de detritos, que tenha sido simulada com o DEMOOP, através de um *parser* no DEMview que fornece os valores dos números adimensionais. O *parser* é uma rotina implementada no DEMview, a qual é utilizada para extrair algumas informações específicas acerca da simulação.

## 5.5 Parâmetros Adimensionais de Energia do MED

Os parâmetros adimensionais de caracterização apresentados por Takahashi (2009) e Iverson (1997) são capazes de elucidar os mecanismos dominantes nas corridas de detritos. Porém, observa-se que são parâmetros globais, definidos em função do centro de massa do

corpo deslizante, além do fato de algumas variáveis, tais como a velocidade, analisarem o escoamento de forma homogênea.

Nas simulações de corridas de detritos utilizando o Método dos Elementos Discretos (MED), observa-se que essa uniformidade não condiz com a essência do movimento, pois a composição da massa deslizante varia em diversos pontos das corridas e as variáveis de interesse variam de forma significativa no decorrer do movimento.

Isso se deve à natureza discreta do MED, no qual as partículas são tratadas individualmente em cada instante de tempo. Assim, uma abordagem de caracterização de corridas de detritos simuladas através do MED utilizando parâmetros globais não se mostra tão atrativa para a compreensão dos mecanismos dominantes durante o movimento da massa.

Assim, mediante aos conhecimentos adquiridos com o estudo das abordagens de caracterização de Takahashi (2009) e Iverson (1997), desenvolve-se uma metodologia de caracterização das corridas de detritos através de parâmetros adimensionais de energia do MED. Estes parâmetros são calculados em cada passo de tempo, de forma descontínua, podendo, assim, fornecer informações relevantes para a compreensão dos mecanismos dominantes nas corridas de detritos simuladas através do MED.

Os parâmetros adimensionais de energia são provenientes da Lei de Conservação de Energia, Equação (45):

$$E_c + E_{pg} + E_{pe} + E_d = E_t \quad (45)$$

na qual  $E_c$  representa a energia cinética;  $E_{pg}$  é a energia potencial gravitacional;  $E_{pe}$  é a energia potencial elástica;  $E_d$  representa a energia dissipada; e  $E_t$  representa a energia total do sistema.

Em um dado instante de tempo, cada parcela de energia é calculada para cada partícula. Depois, somam-se as parcelas de energia de todas as partículas, obtendo-se a parcela de energia naquele instante de tempo. A energia cinética  $E_c$  para uma simulação bidimensional em um dado instante de tempo  $k$  é dada por:

$$E_c^{(k)} = \sum_{i=1}^{N_{particulas}} (1/2) [m(v^{(k)})^2 + I(\omega_z^{(k)})^2] \quad (46)$$

na qual  $N_{particulas}$  é o número de partículas;  $m$  representa a massa da partícula;  $v^{(k)}$  é a norma das velocidades da partícula nas componentes  $x$  e  $y$  no instante de tempo  $k$ ;  $I$  representa o momento de inércia da partícula; e  $\omega_z^{(k)}$  é a velocidade rotacional da partícula na direção  $z$  no instante de tempo  $k$ .

A energia potencial gravitacional  $E_{pg}$  em um dado instante de tempo  $k$  é dada por:



$$E_{pg}^{(k)} = \sum_{i=1}^{N_{particulas}} mg(y^{(k)} - y_0) \quad (47)$$

na qual  $g$  representa a aceleração da gravidade;  $y^{(k)}$  é a posição da partícula na coordenada  $y$  no dado instante de tempo  $k$ ; e  $y_0$  é a altura do plano de referência. A energia potencial elástica  $E_{pe}$  para uma simulação bidimensional em um dado instante de tempo  $k$  é expressa como:

$$E_{pe}^{(k)} = \sum_{i=1}^{N_{particulas}} \sum_{j=1}^{N_{contatos}} \frac{\|F_n\|^2}{2k_n} + \frac{\|F_t\|^2}{2k_t} \quad (48)$$

onde:

$$\|F_n\| = \sqrt{(F_{nx})^2 + (F_{ny})^2} \quad (49)$$

$$\|F_t\| = \sqrt{(F_{tx})^2 + (F_{ty})^2} \quad (50)$$

na qual  $F_n$  representa a força normal proveniente do contato da partícula;  $k_n$  é a rigidez normal do contato;  $F_t$  representa a força tangencial proveniente do contato da partícula;  $k_t$  é a rigidez tangencial do contato;  $F_{nx}$  e  $F_{ny}$  são as forças normais do contato nas direções  $x$  e  $y$ , respectivamente;  $F_{tx}$  e  $F_{ty}$  representam as forças tangenciais do contato nas direções  $x$  e  $y$ , respectivamente.

No instante inicial,  $t = 0$ , não há dissipação de energia, logo  $E_d = 0$ . Assim, no instante inicial ( $t = 0$ ), pode-se calcular a  $E_t$  como:

$$E_t = E_c^{(0)} + E_{pg}^{(0)} + E_{pe}^{(0)} \quad (51)$$

A partir da Lei da Conservação de Energia, sabe-se que  $E_t$  é constante durante todo o movimento, assim, pode-se calcular a parcela de energia dissipada  $E_d$  em um dado passo de tempo  $k$  através da Equação (51):

$$E_d^{(k)} = E_t - E_c^{(k)} - E_{pg}^{(k)} - E_{pe}^{(k)} \quad (52)$$

Vale ressaltar que todas as variáveis necessárias para calcular as parcelas de energia são obtidas através do DEMView, módulo responsável pelo pós-processamento no sistema PetroDEM. Assim, com as parcelas de energia prontamente definidas e calculadas em cada instante de tempo da simulação, podem-se definir os parâmetros adimensionais de energia do DEM, relevantes no estudo de corridas de detritos. Estes são definidos para um dado passo de tempo  $k$  pelas seguintes equações:

$$\alpha^{(k)} = \frac{E_c^{(k)}}{E_t} \quad (53)$$

$$\beta^{(k)} = \frac{E_{pg}^{(k)}}{E_t} \quad (54)$$

$$\gamma^{(k)} = \frac{E_{pe}^{(k)}}{E_t} \quad (55)$$

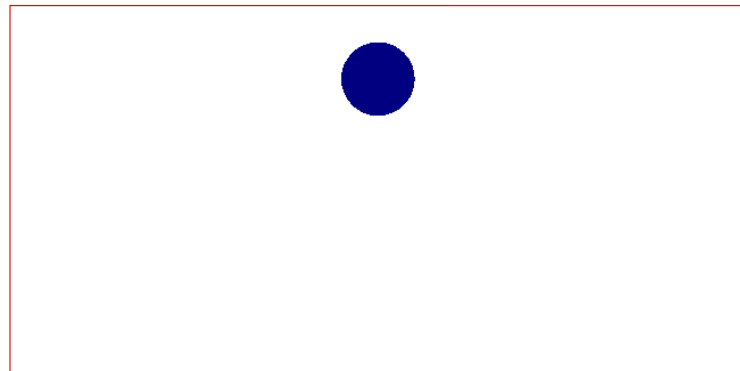
$\alpha$  é o parâmetro adimensional de energia que explicita a contribuição da parcela de energia cinética no movimento;  $\beta$  é o parâmetro que mostra a relevância da parcela de energia potencial gravitacional na corrida; e  $\gamma$  é o parâmetro que explicita a contribuição da parcela de energia potencial elástica no movimento. Vale ressaltar que os três parâmetros adimensionais são calculados em cada instante de tempo  $k$  da simulação.

O objetivo desta metodologia de caracterização é a possibilidade de obter um diagrama ternário com os parâmetros adimensionais  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  para cada corrida de detritos simulada, de maneira semelhante ao diagrama ternário proposto por Takahashi (2009). A grande diferença encontra-se no fato de que no diagrama ternário de Takahashi (2009) só há um ponto, pois os parâmetros adimensionais são globais, obtidos tomando o movimento de massa como contínuo, enquanto que a metodologia de caracterização proposta neste trabalho obtém uma curva de pontos no diagrama ternário, pois os parâmetros adimensionais são avaliados em cada instante de tempo. Desse modo, pode-se avaliar de maneira mais eficiente os mecanismos predominantes em uma corrida de detritos.

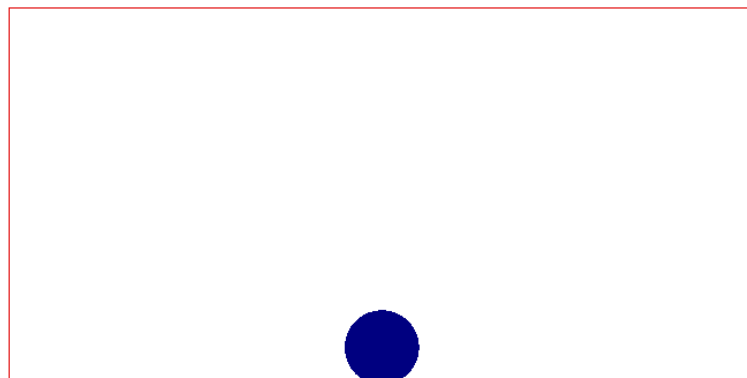
Com o intuito de validar a metodologia de caracterização adotada, dois testes são realizados. Esses testes buscam verificar a conservação da energia ( $E_t$  constante) e observar a transferência de uma forma energia para outra.

O primeiro teste consiste no abandono de uma partícula de raio igual a 0,1 m e densidade de 2670 kg/m<sup>3</sup> da parte superior de uma caixa bidimensional sob o efeito da gravidade, resultando no contato com o obstáculo horizontal inferior que representa a base da caixa, como mostra a Figura 21. A caixa é retangular, cujas dimensões correspondem a 2 m de comprimento e a 1 m de altura. A partícula é abandonada a uma altura de 0,8 m e o contato da mesma com a base apresenta rigidez normal  $k_n = 1e7$  N/m e não há qualquer tipo de amortecimento, logo não há dissipação de energia.

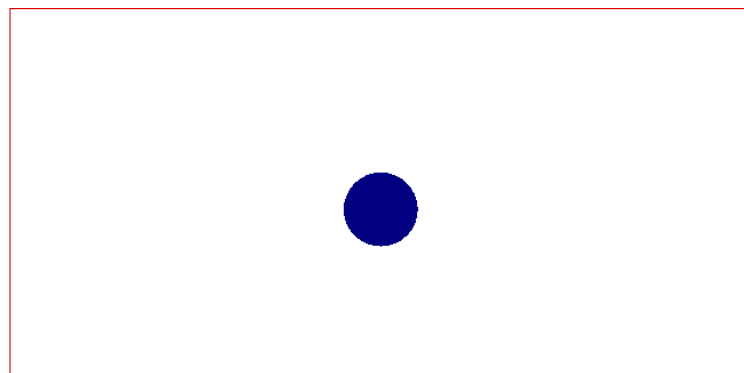
**Figura 21 - Evolução da posição da partícula em função do tempo na simulação: (a) 0 s; (b) 0,38 s; (c) 0,5 s.**



**(a)**



**(b)**



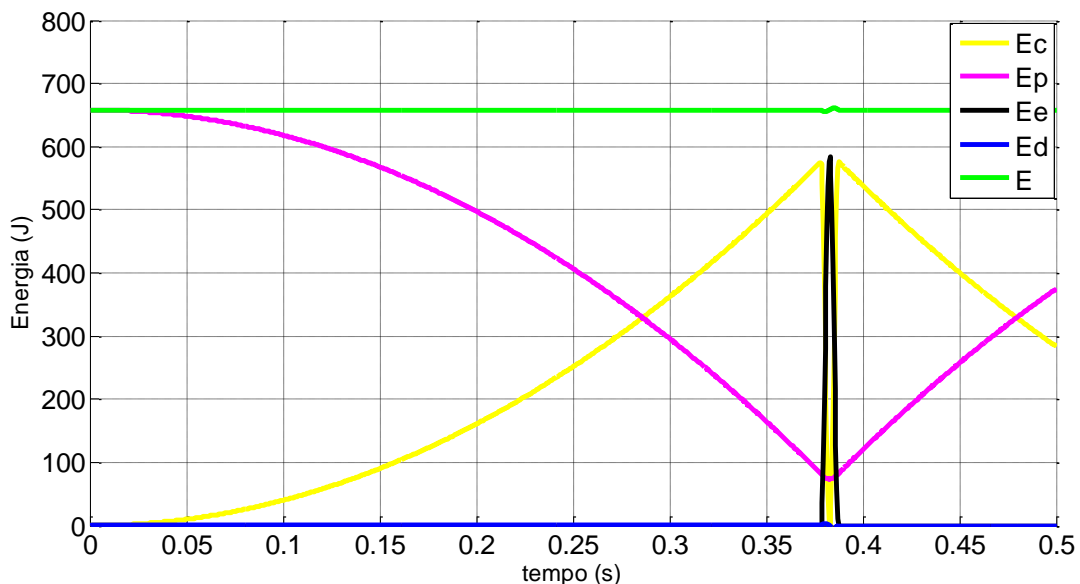
**(c)**

No gráfico da Figura 22, observa-se que no instante inicial ( $t = 0$ ) a energia total é composta exclusivamente da parcela da energia potencial gravitacional. À medida que a partícula prossegue seu movimento de queda livre, a energia potencial gravitacional vai se transformando em energia cinética. Porém, entre os instantes de tempo de 0,37 s e 0,39 s, no

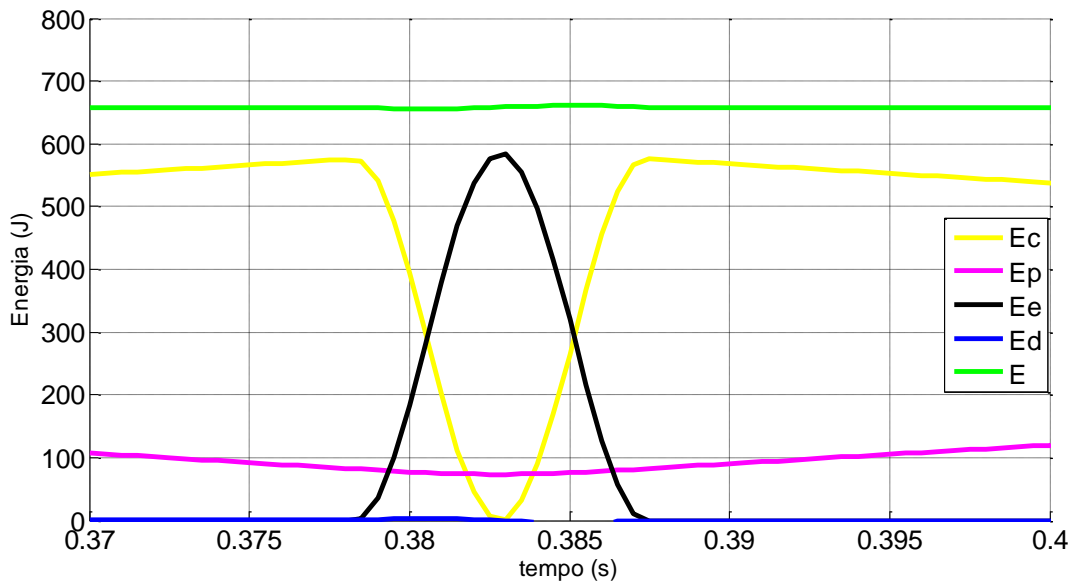
momento da colisão entre a partícula e o obstáculo, a energia total é composta de três parcelas de energia: a energia cinética, a energia potencial gravitacional e energia potencial elástica.

A Figura 23 apresenta o gráfico das parcelas de energia em função do tempo entre os instantes de tempo de 0,37 s e 0,4 s da simulação, possibilitando assim, uma análise mais detalhada da distribuição das parcelas de energia no momento da colisão entre a partícula e o obstáculo. Entre os instantes de 0,375 s e 0,39 s, momento da colisão entre a partícula e o obstáculo, inicialmente ocorre a transformação da parcela da energia cinética em energia potencial elástica, até o momento da sobreposição parcial da partícula através do obstáculo devido à colisão, no qual a velocidade é nula, e conseqüentemente, a energia cinética também é nula, resultando no momento da simulação em que a energia potencial elástica é máxima. Após o instante da sobreposição do contato, a partícula e o obstáculo vão se afastando devido à colisão e a energia potencial elástica vai se transformando em energia cinética, até o ponto em que a energia potencial elástica volta a ser nula, pois não há mais contato entre a partícula e o obstáculo, enquanto que a energia cinética volta a ser máxima. Nos instantes correspondentes ao momento da colisão, a energia potencial gravitacional apresenta variação bem suave, se mantendo praticamente constante.

**Figura 22 - Parcelas de energia em função do tempo no primeiro teste de validação.**



**Figura 23 - Parcelas de energia em função do tempo entre os instantes de tempo de 0,037 s e 0,04 s da simulação do primeiro teste.**



Passado o momento da colisão entre a partícula e o obstáculo, a energia cinética vai se transformando em energia potencial gravitacional, e a energia total é composta somente por estas duas parcelas como se observa na Figura 22. É importante observar também que a energia total do sistema é conservada durante toda a simulação.

O segundo teste consiste na colisão entre duas partículas de raio igual a 0,1 m e densidade de 7830 kg/m<sup>3</sup>. A fim de promover a colisão, as partículas possuem velocidades iniciais prescritas de 3 m/s em sentidos opostos, resultando na colisão elástica ( $k_n = 1e7$  N/m) mostrada na Figura 24. A distância inicial entre as partículas é 0,5 m. Além disso, desconsidera-se a gravidade, então a parcela da energia potencial gravitacional é nula. Não há qualquer tipo de amortecimento, logo não há dissipação de energia.

**Figura 24 - Evolução da posição das partículas em função do tempo na simulação: (a) 0 s; (b) 0,056 s; (c) 0,1 s.**



(a)



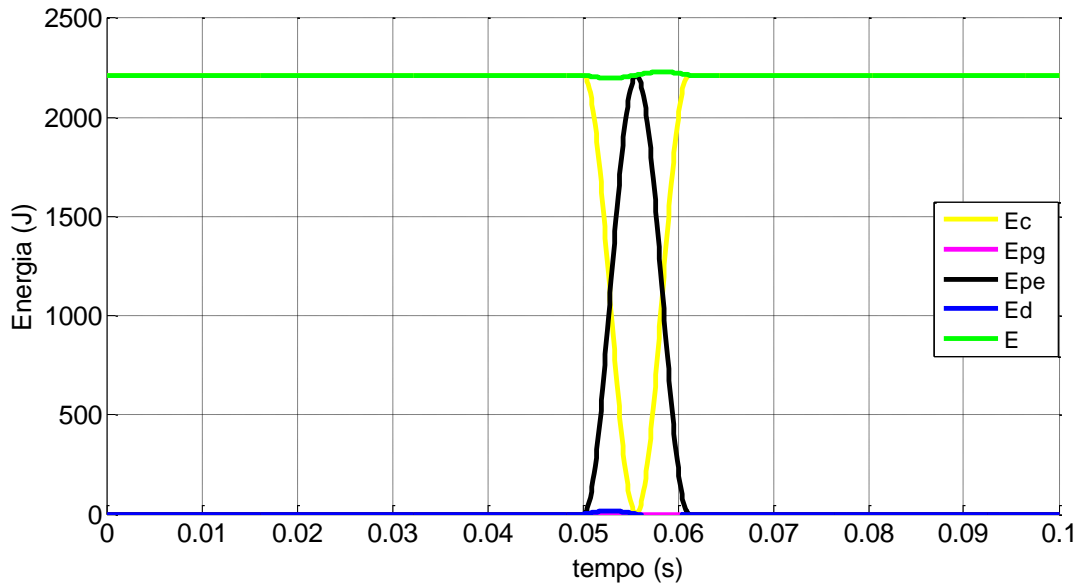
(b)



(c)

No gráfico da Figura 25, observa-se que a parcela de energia cinética corresponde à energia total em quase toda a simulação do segundo teste. A exceção se dá somente nos instantes de tempo entre 0,05 s e 0,06 s que compreendem o momento da colisão elástica entre as partículas. A partir do instante 0,05 s da simulação, a energia cinética, que até então correspondia à energia total do sistema, começa a se transformar em energia potencial elástica. O instante 0,056 s da simulação é o momento da sobreposição parcial das partículas na colisão, o qual a velocidade é nula, e consequentemente, a energia cinética também é nula, resultando no momento da simulação em que a energia potencial elástica é máxima, correspondendo a todo o quantitativo da energia total do sistema. Após o instante 0,056 s, as partículas vão se afastando devido à colisão e a energia potencial elástica vai se transformando em energia cinética. A partir do instante 0,061 s, a energia potencial elástica volta a ser nula, pois não há mais contato entre as partículas, enquanto que a energia cinética volta a ser máxima, correspondendo novamente a todo o quantitativo da energia total do sistema. É importante observar através da Figura 25 que a energia total do sistema é conservada durante toda a simulação.

**Figura 25 - Parcelas de energia em função do tempo no segundo teste de validação, a colisão elástica entre duas partículas.**



Verifica-se, em ambos os testes de validação apresentados, a existência de uma pequena perturbação na curva da energia total do sistema no momento da colisão, tanto entre as partículas (Figura 25), quanto entre a partícula e o obstáculo (Figura 22). Isto se deve ao fato do incremento de tempo não ser pequeno o suficiente para se evitar esse tipo de perturbação nas respostas do sistema, entretanto quanto menor é o incremento de tempo, maior é o custo computacional requerido para a simulação, acarretando maior tempo de processamento da simulação, e muitas vezes, inviabilizando o processamento computacional em tempo hábil.

Através dos dois testes de validação apresentados, observa-se a distribuição das parcelas de energia no decorrer da simulação, e, principalmente, que o princípio da conservação da energia foi respeitado. Portanto, a metodologia apresentada para o cálculo dos parâmetros adimensionais de energia do MED é satisfatória.

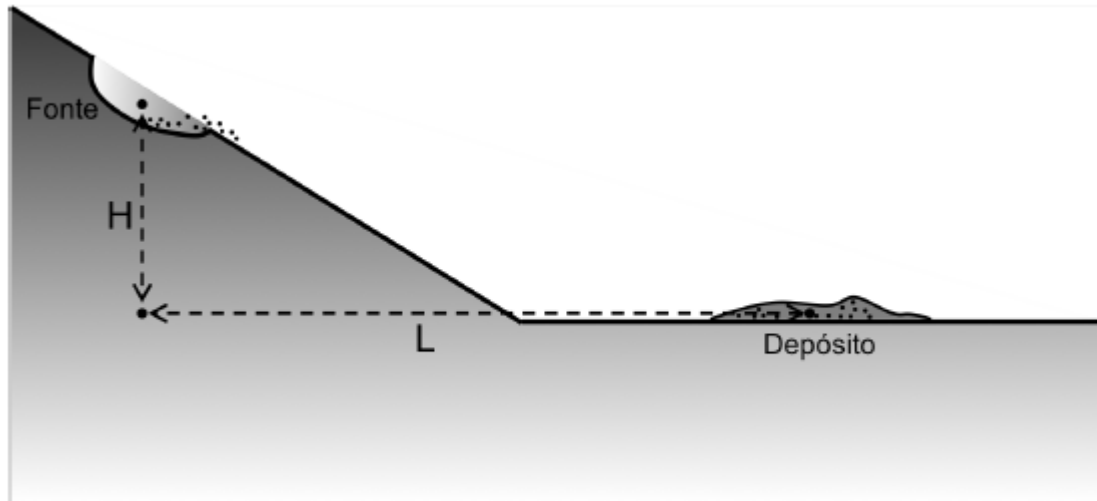
Após os testes de validação da metodologia adotada, esta será utilizada como ferramenta de caracterização dos cenários de interesse das corridas de detritos. Possibilitando, portanto, a elucidação dos mecanismos dominantes em cada caso.

## 5.6 Parâmetros Geométricos Adimensionais de Caracterização

Iverson (1997) aponta a relação entre o deslocamento horizontal  $L$  e deslocamento vertical  $H$  do centro de massa do volume deslocado (Figura 26), como um valor

representativo a ser observado. O autor cita diversas referências que utilizam também o parâmetro adimensional  $L/H$  como relevante na caracterização de corridas de detritos.

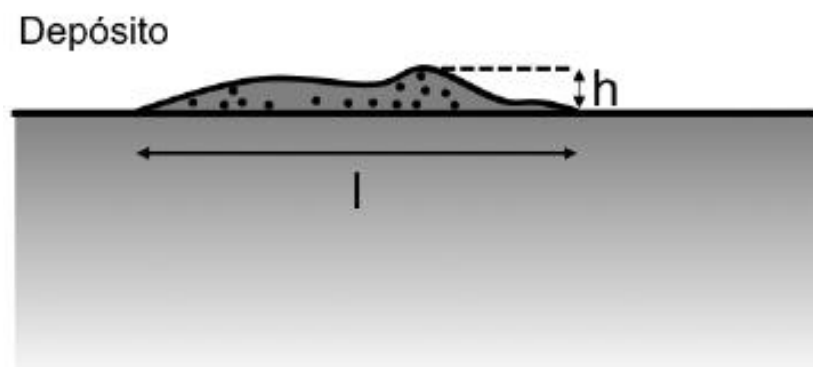
**Figura 26 - Deslocamento horizontal ( $L$ ) e vertical ( $H$ ) do centro de massa.**



Iverson (1997) calculou o parâmetro adimensional  $L/H$  de algumas corridas de detritos através de experimentos de campo que mapeavam o campo de deslocamento do movimento de massa e obtinham alguns dados detalhados. O autor concluiu que os valores  $L/H$  são superiores para corridas de detritos saturadas com água quando comparadas às corridas de detritos compostas por sedimentos secos. Ele constatou também que  $L/H$  depende da geometria da trajetória e das condições de fronteira do leito (existência de erosão ou sedimentação) e que  $L/H$  varia conforme o volume do movimento de massa.

A relação  $l/h$  entre o espalhamento  $l$  e a altura dos sedimentos depositados  $h$ , conforme mostra a Figura 27, é outro parâmetro adimensional geométrico relevante na caracterização das corridas de detritos, estudado por Li *et al.* (2012).

**Figura 27 - Espalhamento ( $l$ ) e altura ( $h$ ) do pacote de sedimentos depositados.**





## 6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Este capítulo tem a finalidade de aplicar as metodologias desenvolvidas para a simulação e a caracterização de corridas de detritos. Para isto, o Capítulo 6 apresenta um modelo de corrida de detritos proposto por Li *et al.* (2012), o qual é modelado com o sistema PETRODEM. A partir deste modelo de corrida de detritos, estuda-se o comportamento da corrida de detritos em três análises. Uma das análises estuda o comportamento do parâmetro de caracterização  $L/H$  da corrida de detritos em função da variação de  $\mu_r$ . Nas outras duas análises estuda-se o comportamento dos parâmetros de caracterização em função da quantidade de fluido intersticial presente na corrida de detritos.

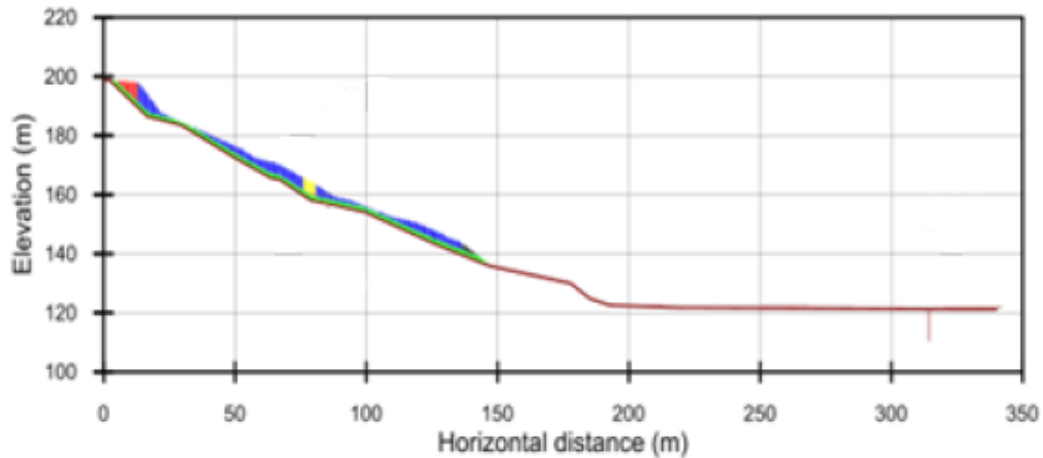
### 6.1 Modelo de Corrida de Detritos

O caso selecionado para exemplo de aplicação, apresentado por Li *et al.* (2012) é uma corrida de detritos catastrófica induzida por chuva na encosta Yangbaodi de Shenzhen, uma cidade no Sudeste da China. O incidente ocorreu em Setembro de 2002 depois de uma chuva prolongada na encosta.

Apesar desse movimento de massa ser oriundo da ação de chuvas prolongadas, Li *et al.* (2012) desconsideraram os efeitos do fluido na corrida de detritos, simulando, na verdade, um fluxo de grãos secos. Para isto, os autores consideraram que a massa deslizante consistia basicamente de granito completamente decomposto. Eles utilizam essa consideração devido à dificuldade em se incorporar o efeito da fase fluida nos corpos granulares utilizando o MED. Os autores também reiteram que os efeitos do fluido podem afetar bastante o comportamento das corridas de detritos.

O modelo de corrida de detritos utilizando o MED proposto por Li *et al.* (2012) é apresentado na Figura 28. A massa deslizante foi modelada por 3022 partículas com raio de 0,2 m e densidade de 2670 kg/m<sup>3</sup>. Com o intuito de uma apresentação mais nítida dos cenários de movimento, as partículas em diferentes regiões foram atribuídas cores diferentes, como se observa na Figura 28, definindo as regiões do topo (vermelho), do meio (amarelo) e do fundo (preto).

**Figura 28 - Modelo numérico de corridas de detritos proposto por Li *et al.* (2012).**



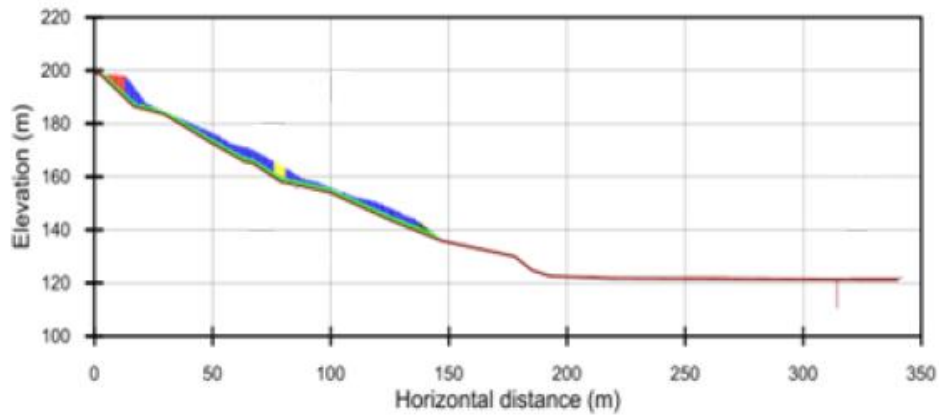
Fonte: Li *et al.* (2012).

Visando à reprodução do modelo de corrida de detritos apresentado por Li *et al.* (2012), gerou-se a modelagem bidimensional da geometria do talude e das partículas a partir de uma imagem do modelo gerado por Li *et al.* (2012). Esta modelagem utilizando o sistema PETRODEM é apresentada na Figura 29. A Figura 30 mostra o modelo particulado gerado com mais detalhes. O modelo gerado com o sistema PETRODEM apresenta 3877 partículas, entretanto as propriedades físicas das partículas e da superfície de deslizamento, assim como as propriedades mecânicas de contato entre as partículas são as mesmas utilizados por Li *et al.* (2012). Os parâmetros do modelo são mostrados na Tabela 3.

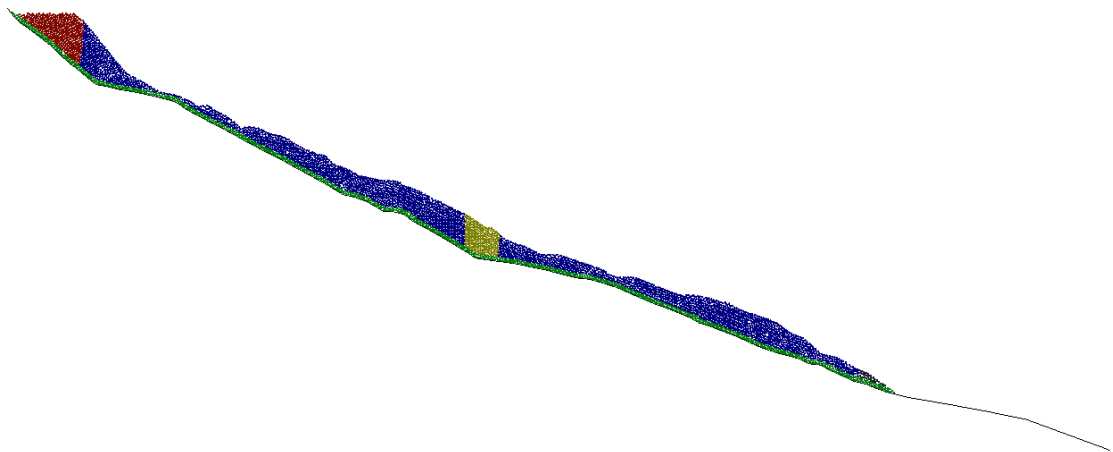
**Tabela 3 - Parâmetros do modelo de corrida de detritos.**

Modelo de contato entre as partículas	Kelvin-Coulomb
Rigidez normal	$1,5 \times 10^8$ N/m
Rigidez tangencial contato grão-grão	$1,5 \times 10^8$ N/m
Fator do coeficiente de amortecimento normal crítico	0,7
Fator do coeficiente de amortecimento tangencial crítico	0,7
Coeficiente de atrito	0,2
Raio das partículas	0,2 m
Densidade das partículas	$2670 \text{ kg/m}^3$
Gravidade	$9,81 \text{ m/s}^2$

**Figura 29 - Modelo numérico gerado com o sistema PETRODEM.**



**Figura 30 - Modelo particulado gerado com o sistema PETRODEM em detalhes.**



Diferentemente do modelo apresentado por Li *et al.* (2012), os grãos do modelo utilizado neste trabalho são úmidos, apresentando, portanto, a coesão em seus contatos. O modelo de contato coesivo para a simulação do comportamento dos grãos é descrito na Seção 5.1. Os parâmetros do modelo de contato coesivo utilizados nas simulações de corridas de detritos deste trabalho são apresentados na Tabela 4.

**Tabela 4 - Parâmetros do modelo de contato coesivo.**

<i>Granular Bond Number</i> ( $Bo_g$ )	5
Tensão superficial do fluido ( $\gamma_f$ )	$1,3083 \times 10^4$ N/m
Fator de volume ( $f_V$ )	0,1
Ângulo de contato na interface líquido-ar ( $\theta$ )	4°

Os parâmetros da Tabela 4 foram definidos qualitativamente e através de simulações para calibrar os parâmetros do modelo. Para a simulação de uma corrida de detritos, na qual os grãos são úmidos e apresentam um relativo grau de coesão nos contatos, *Granular Bond Number*  $Bo_g$  deve ser maior que 1, segundo Nase *et al.* (2001) constataram em seus experimentos. Este trabalho adota  $Bo_g = 5$  em suas simulações para representar os grãos úmidos, haja vista que a coesão aparente neste patamar é satisfatória para a formação de blocos com os grãos durante o movimento de massa. Através das simulações de calibração, constatou-se qualitativamente que valores superiores do  $Bo_g$  causam uma força coesiva demasiada para os propósitos do modelo. O valor da tensão superficial do fluido  $\gamma_f = 1,3083 \times 10^4$  N/m advém da definição do valor do *Granular Bond Number*.

O fator de volume ( $f_V$ ) utilizado nas simulações foi definido qualitativamente também através das simulações de calibração com o volume da ponte capilar  $V_C$  sendo 10% do volume da partícula. O valor do ângulo de contato na interface líquido-ar  $\theta$  foi definido conforme a literatura com o valor de  $\theta$  igual a 4° no contato entre os grãos.

A Tabela 3 apresenta os parâmetros do modelo de contato entre os grãos. Todavia, conforme explicado na Seção 5.3, as interações entre os grãos e os obstáculos que representam o terreno são quantificadas através do modelo de contato descrito na Seção 5.3, o qual é análogo ao modelo de Kelvin (Seção 4.2.1) com o acréscimo de três parâmetros, concernentes à equação do movimento de rolamento da partícula, ao cálculo da força tangencial, os quais são o coeficiente de atrito estático  $\mu_e$ , o coeficiente de atrito cinético  $\mu_c$  e o coeficiente de atrito de rolamento  $\mu_r$ . A Tabela 5 mostra os valores dos parâmetros do modelo de contato entre os grãos e o terreno utilizados nas simulações.

**Tabela 5 - Valores dos parâmetros do modelo de contato entre os grãos e o terreno.**

Rigidez normal	$1,5 \times 10^8$ N/m
Rigidez tangencial contato grão-terreno	$1,5 \times 10^8$ N/m
Fator do coeficiente de amortecimento normal crítico	0,7
Coeficiente de atrito estático ( $\mu_e$ )	0,5
Coeficiente de atrito cinético ( $\mu_c$ )	0,3

O valor do coeficiente de atrito de rolamento  $\mu_r$  não é definido no modelo de contato, pois ao se analisar o trabalho de Li *et al.* (2012), observa-se que  $\mu_r$  tem influência relevante no comportamento da corrida de detritos.

Li *et al.* (2012) analisam o comportamento da corrida de detritos mediante a variação da relação  $k_n/k_t$  e do coeficiente de atrito de rolamento  $\mu_r$ . Os autores concluíram que a variação do comportamento da corrida de detritos é bem mais significativa quando se varia  $\mu_r$  do que  $k_n/k_t$ . Eles fizeram testes de calibração com alguns valores de  $\mu_r$  e compararam os valores de alcance (deslocamento horizontal)  $L$  obtidos em cada caso com o valor de  $L$  da corrida real, a qual eles simularam. A partir dessa comparação, verificaram que  $\mu_r = 0,2$  é o valor do coeficiente de atrito de rolamento que mais aproximava o modelo simulado da corrida real. Li *et al.* (2012) também constataram que a variação do coeficiente de atrito de rolamento  $\mu_r$  afeta significativamente o valor do alcance  $L$ , assim como o padrão da superfície de depósito, que pode ser caracterizada por  $l/h$  como visto na Seção 5.6.

Mediante aos resultados dos testes de calibração de Li *et al.* (2012), este trabalho investiga o comportamento do modelo da corrida de detritos com a variação  $\mu_r$  na Análise I presente na próxima seção. A partir dessa análise, pode-se definir o valor de  $\mu_r$  utilizado nas próximas simulações, as quais contemplam o fluido intersticial na corrida de detritos.

## 6.2 Análise I

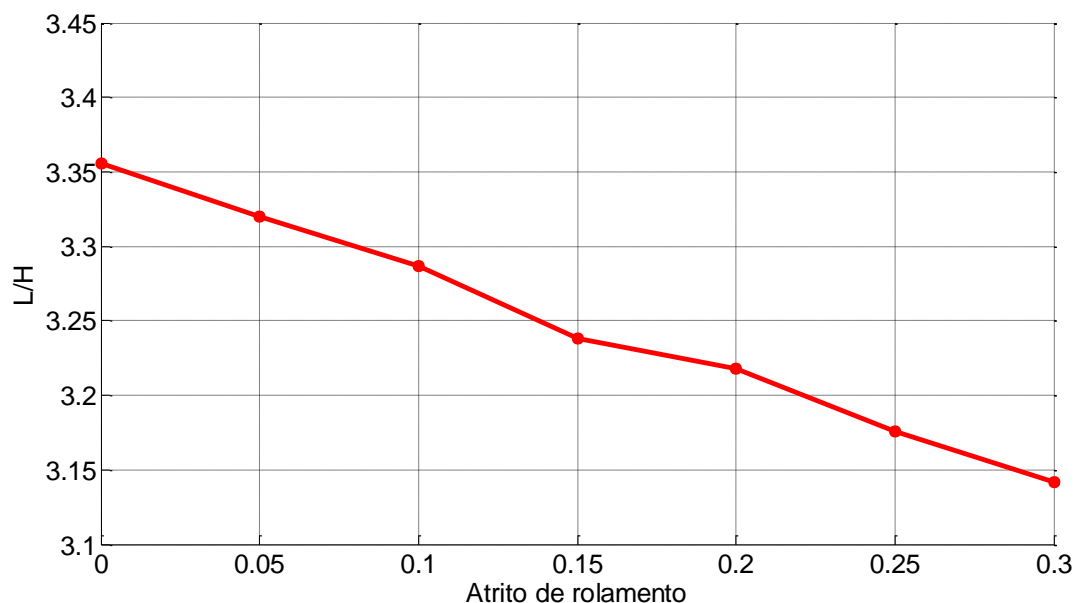
O objetivo desta análise é definir o valor de  $\mu_r$  com o qual o modelo de corrida de detritos mais aproxima do comportamento da corrida real apresentada por Li *et al.* (2012). Esse estudo consiste em variar o valor de  $\mu_r$  entre 0,0 e 0,3 com intervalo de 0,05 entre os pontos, resultando em 7 simulações. O comportamento da corrida de detritos para cada valor de  $\mu_r$  é quantificado através do parâmetro adimensional  $L/H$  (apresentado na Seção 5.6), a

partir do qual se pode calcular  $L$ . Sendo assim, através da comparação dos valores do alcance  $L$  obtidos com o valor do alcance da corrida real, pode-se verificar em que faixa de valores de  $\mu_r$  o modelo de corrida de detritos simulado apresenta comportamento mais próximo à corrida real apresentada por Li *et al.* (2012).

Vale ressaltar que se busca calibrar através da Análise I o valor de  $\mu_r$  para que o modelo de corrida de detritos simulado apresente comportamento próximo à corrida real, e conseqüentemente, à corrida de detritos simulada por Li *et al.* (2012). Entretanto, é importante enfatizar que os grãos do modelo de corrida de detritos deste trabalho são úmidos e apresentam coesão nos contatos enquanto que os grãos da corrida de Li *et al.* (2012) são secos e os contatos não apresentam força coesiva. Outro detalhe importante é que, na Análise I, o modelo de corrida de detritos é composto somente pelos grãos úmidos e o terreno, haja vista que a presença do fluido intersticial acarreta em outra variável ao problema de calibração. Então, as partículas que compõem o fluido intersticial são incorporadas somente a partir das simulações da Análise II na seção seguinte.

O gráfico da Figura 31 apresenta a variação do parâmetro adimensional  $L/H$  em função do coeficiente de atrito de rolamento  $\mu_r$  no modelo de corrida de detritos gerado com o sistema PETRODEM.

**Figura 31 - Variação de  $L/H$  em função de  $\mu_r$  no modelo de corrida de detritos gerado com o sistema PETRODEM.**



Observa-se através do gráfico da Figura 31 que o parâmetro adimensional  $L/H$  decresce com o aumento do coeficiente de atrito de rolamento  $\mu_r$ . De maneira geral, o

deslocamento horizontal  $L$  do centro de massa da corrida diminui, enquanto que deslocamento horizontal  $H$  aumenta com o aumento do valor de  $\mu_r$ . Observa-se também que o decréscimo de  $L/H$  em função de  $\mu_r$  é praticamente linear.

A Tabela 6 apresenta os valores do alcance (deslocamento horizontal)  $L$  para cada valor de  $\mu_r$  simulado na Análise I.

**Tabela 6 - Valores do alcance  $L$  para os valores de  $\mu_r$  simulados na Análise I.**

<b>Coefficiente de atrito de rolamento <math>\mu_r</math></b>	<b>Alcance <math>L</math> (m)</b>
0,0	135,70
0,05	129,87
0,1	124,49
0,15	124,96
0,2	123,91
0,25	115,93
0,3	114,06

Os valores do alcance  $L$  são decrescentes com o aumento do valor  $\mu_r$ , com exceção da simulação com  $\mu_r = 0,15$ , na qual há um pequeno acréscimo no valor de  $L$  ao se comparar com a simulação anterior com  $\mu_r = 0,1$ . Na verdade, a faixa de  $\mu_r$  correspondente entre 0,1 e 0,2 apresenta valores bem próximos de  $L$ , haja vista que a variação máxima entre os valores do alcance  $L$  calculados para essa faixa é de 0,85%.

A corrida de detritos real, apresentada e simulada por Li *et al.* (2012), apresenta o valor de alcance (deslocamento horizontal)  $L$ , medido experimentalmente, em torno de 140 m. Haja vista que o modelo de corrida de detritos proposto neste trabalho é composto por grãos úmidos que apresentam coesão nos contatos enquanto que os grãos da corrida de Li *et al.* (2012) são secos e os contatos não apresentam força coesiva, é coerente e satisfatório adotar o valor de  $\mu_r = 0,05$  para a simulação dos modelos seguintes, o qual apresenta um decréscimo de 7,24% do valor do alcance  $L$  da corrida de detritos real apresentada por Li *et al.* (2012). Esse decréscimo do valor do alcance  $L$  da corrida simulada com  $\mu_r = 0,05$  em comparação à corrida real pode ser explicado com base na coesão dos grãos, pois o fluxo de partículas tem sua mobilidade reduzida com o aumento da coesão, conforme observado por Nase *et al.* (2001) em seus experimentos.

O valor de  $\mu_r = 0,0$  não foi adotado, mesmo o valor do alcance  $L$  se aproximando mais da corrida real, porque fisicamente não atende às condições requeridas neste trabalho, o qual enfatiza que o movimento mais coerente dos grãos no terreno é composto pelo menos de uma parcela mínima do movimento de rolamento.

### 6.3 Análise II

Esta análise consiste em verificar o comportamento do modelo de corridas de detritos em função da variação da quantidade de fluido intersticial presente no volume da corrida de detritos. A variação no comportamento da corrida de detritos é quantificada através dos parâmetros de resposta utilizados na caracterização, tais como os parâmetros geométricos adimensionais  $L/H$  e  $l/h$ , a velocidade média do centro de massa  $v_{med}$  e os parâmetros adimensionais  $N_{BAG}$ ,  $N_{SAV}$  e  $N_{DAR}$ . O valor do coeficiente de atrito de rolamento  $\mu_r$  utilizado nas simulações é fixo e igual a 0,05, como definido na Análise I.

**As partículas que compõem o fluido são geradas da seguinte forma: inicialmente, tem-se a configuração dos grãos do modelo de corrida de detritos gerado e descrito na Seção 6.1; posteriormente, define-se a quantidade percentual de fluido presente na corrida de detritos e, a partir desta, um algoritmo implementado para este fim seleciona de modo aleatório as partículas do modelo inicial que vão ter seu material alterado, e conseqüentemente, vão deixar de se comportar como grãos no modelo para compor o fluido intersticial da corrida. A**

Figura 17 da Seção 5.2 ilustra essa diferenciação das partículas que se comportam como grãos e as que compõem o fluido intersticial. Com a alteração do material dessas partículas, além de terem a cor alterada de vermelho (grãos) para azul (fluido), estas também têm os modelos de contatos entre elas mesmas; entre elas e os grãos; e entre elas e o terreno; alterados para o modelo de contato com  $k_n \neq 0$  e  $k_t = 0$ .

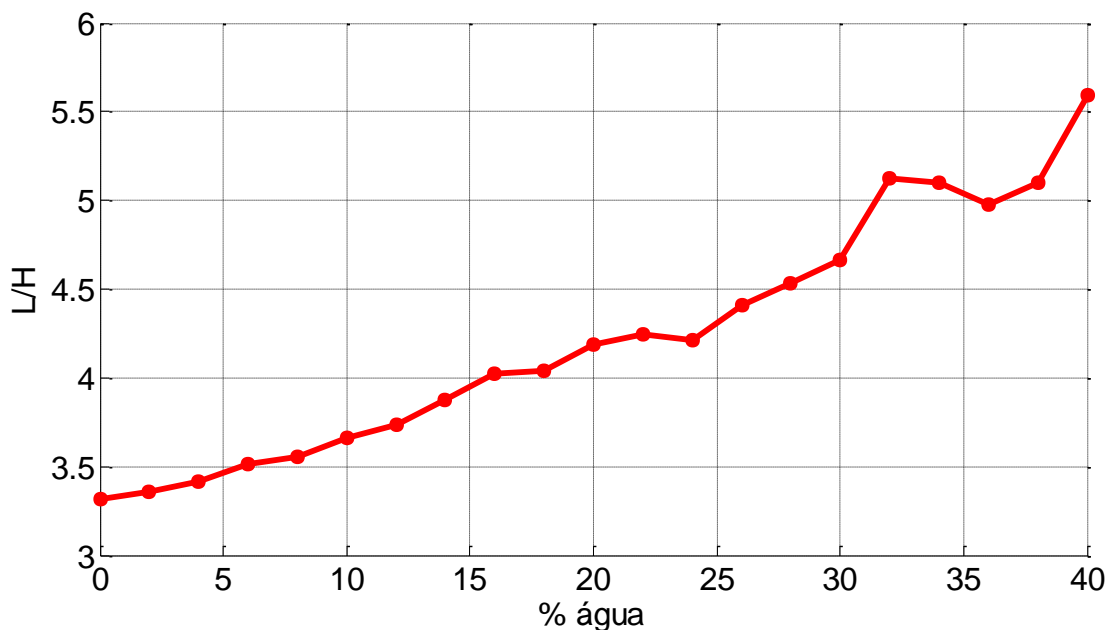
O estudo da Análise II consiste em variar a quantidade de fluido intersticial entre 0% e 40% do volume da corrida de detritos com intervalo de 2% entre os pontos, resultando em 21 simulações. Considera-se a água pura, sem grãos finos dissolvidos, ou seja,  $v_{fines} = 0$ , como o fluido intersticial das simulações das corridas de detritos deste trabalho. As propriedades físicas do fluido intersticial são descritas na Tabela 7.



Tabela 7 - Propriedades físicas do fluido intersticial.

Massa específica efetiva $\rho_f$	1000 kg/m <sup>3</sup>
Viscosidade efetiva $\mu$	1,0E-3 Pa.s

A Figura 32 mostra o gráfico da variação do parâmetro adimensional  $L/H$  em função da quantidade percentual de fluido presente no modelo de corrida de detritos (% água).

Figura 32 - Variação de  $L/H$  em função do % água no modelo de corrida de detritos.

Observa-se através do gráfico da Figura 32 que parâmetro geométrico  $L/H$ , em geral, cresce à medida que o percentual de água na corrida de detritos aumenta. O deslocamento vertical do centro de massa  $H$  apresenta variação pequena, de modo que o deslocamento horizontal (alcance) é predominante na definição da relação  $L/H$ . Então, o comportamento crescente de  $L/H$  com o aumento da quantidade de água na corrida pode ser explicado com base no aumento da mobilidade da corrida de detritos devido ao aumento da “fluidez”, haja vista que as partículas que compõem o fluido movimentam-se mais livremente no fluxo, pois estas apresentam rigidez tangencial nula em seus contatos. O aumento da mobilidade da corrida de detritos acarreta em uma extensão mais elevada do escorregamento, ou seja, um deslocamento horizontal (alcance) mais acentuado, o que resulta em valores mais elevados de  $L/H$ . Este comportamento observado de  $L/H$  em função do percentual de água na corrida de detritos condiz com os resultados encontrados por Iverson (1997), o qual relata que os valores

$L/H$  são superiores para corridas de detritos saturadas com água quando comparadas às corridas de detritos compostas por sedimentos secos.

Observa-se também na Figura 32 que o crescimento de  $L/H$  é praticamente linear no intervalo entre 0% e 30% de água, havendo um crescimento mais acentuado quando o percentual de água passa de 30% para 32%. A partir de então, no intervalo entre 32% e 38% o valor de  $L/H$  se mantém em um patamar de pequenas variações, até que quando a quantidade de água atinge o valor de 40%, o valor de  $L/H$  sai desse patamar e apresenta crescimento mais acentuado novamente.

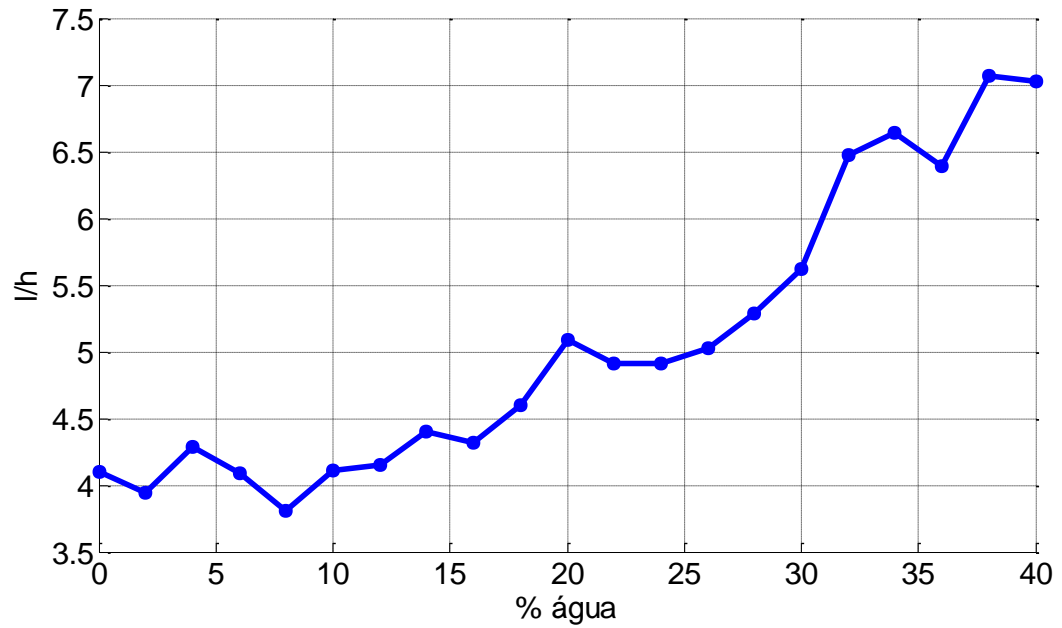
Verifica-se que o comportamento do parâmetro geométrico  $L/H$  em função da quantidade de água do modelo de corrida de detritos apresenta flutuações entre os pontos. Este comportamento pode ser explicado pelo fato dos resultados terem sido gerados através de somente uma malha de pontos, ou seja, somente uma simulação para cada valor da variável estudada, neste caso, a quantidade de água. Por se tratar de um problema de natureza discreta, o arranjo e a distribuição dos grãos e das partículas que compõem o fluido podem influenciar no comportamento global da corrida de detritos. Vale ressaltar que o mesmo comportamento, com flutuações entre os pontos, ocorre no estudo das demais variáveis em função da quantidade de água do modelo de corrida de detritos e justifica-se pelo mesmo argumento mencionado anteriormente.

Para evitar essas flutuações nos resultados do problema estudado, deve-se utilizar na análise a simulação dos pontos de várias malhas iniciais e tomar a média dos resultados obtidos para cada valor do parâmetro estudado, e com isso, suavizar a curva do comportamento do parâmetro de resposta.

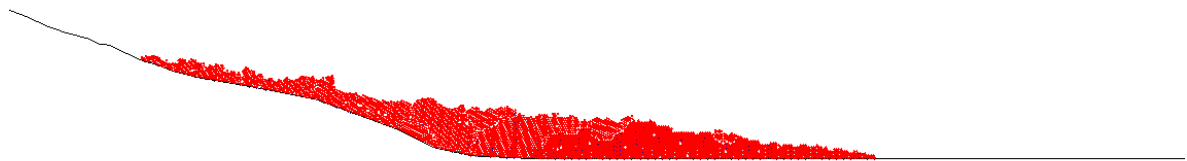
O gráfico da Figura 33 apresenta o comportamento da relação geométrica  $l/h$  através da variação da quantidade do fluido intersticial no modelo de corrida de detritos (% água).

A Figura 33 mostra que o parâmetro adimensional  $l/h$ , que quantifica a geometria do depósito formado, apresenta comportamento, em geral, crescente (com algumas flutuações) com o aumento da quantidade de água no modelo da corrida de detritos. Em geral, à medida que a quantidade percentual de fluido aumenta na corrida, o espalhamento dos sedimentos depositados  $l$  se eleva, enquanto que altura dos sedimentos depositados  $h$  diminui. Tal comportamento do parâmetro geométrico do depósito  $l/h$  pode ser visualizado qualitativamente na Figura 34, a qual ilustra o fato mostrando a configuração do depósito formado nas corridas com 0, 20 e 40% de água.

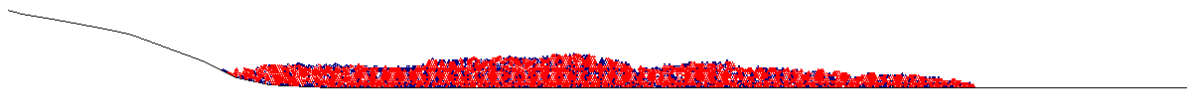
**Figura 33 - Variação de  $l/h$  em função do % água no modelo de corrida de detritos.**



**Figura 34 - Configuração do depósito formado nas corridas de detritos com: (a) 0% de água; (b) 20% de água; (c) 40% de água.**



(a)



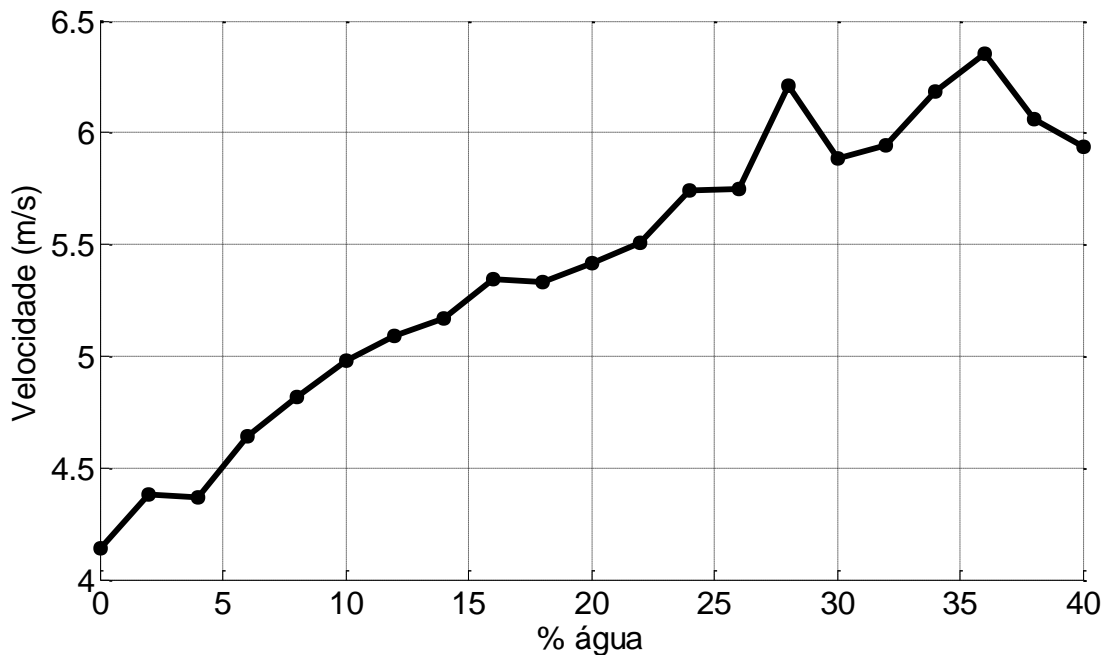
(b)



(c)

O gráfico da Figura 35 sintetiza a variação da velocidade média do centro de massa da corrida de detritos ( $v_{med}$ ) mediante a variação da quantidade percentual do fluido intersticial presente (% água). Verifica-se no gráfico da Figura 35 que a velocidade média do centro de massa da corrida de detritos ( $v_{med}$ ) também apresenta, em geral, comportamento crescente mediante ao aumento da quantidade de água presente na corrida. Assim como ocorre para o comportamento de  $L/H$  (Figura 32), o comportamento crescente de  $v_{med}$  mostrado na Figura 35 justifica-se devido ao ganho de mobilidade da corrida de detritos devido ao aumento da “fluidez”, ou seja, com o aumento da quantidade água na corrida, haja vista que as partículas que compõem o fluido movimentam-se mais livremente no fluxo, pois estas apresentam rigidez tangencial nula em seus contatos. A movimentação mais livre dessas partículas, com menor perda de energia cinética devido aos contatos, acarreta no aumento da velocidade da corrida de detritos.

**Figura 35 - Variação da velocidade média do centro de massa  $v_{med}$  em função do % água no modelo de corrida de detritos.**



As Figuras 36, 37 e 38 mostram o comportamento dos parâmetros adimensionais  $N_{BAG}$ ,  $N_{SAV}$  e  $N_{DAR}$ , respectivamente, em função da quantidade percentual do fluido no modelo de corrida de detritos (% água).

Figura 36 - Variação de  $N_{BAG}$  em função do % água no modelo de corrida de detritos.

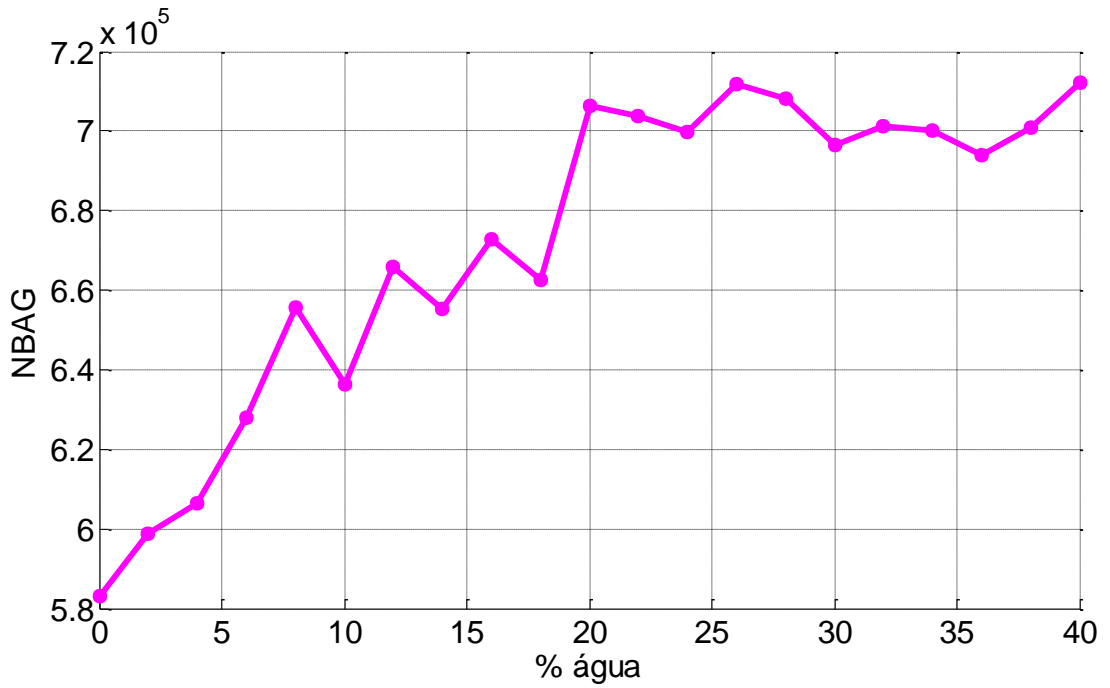
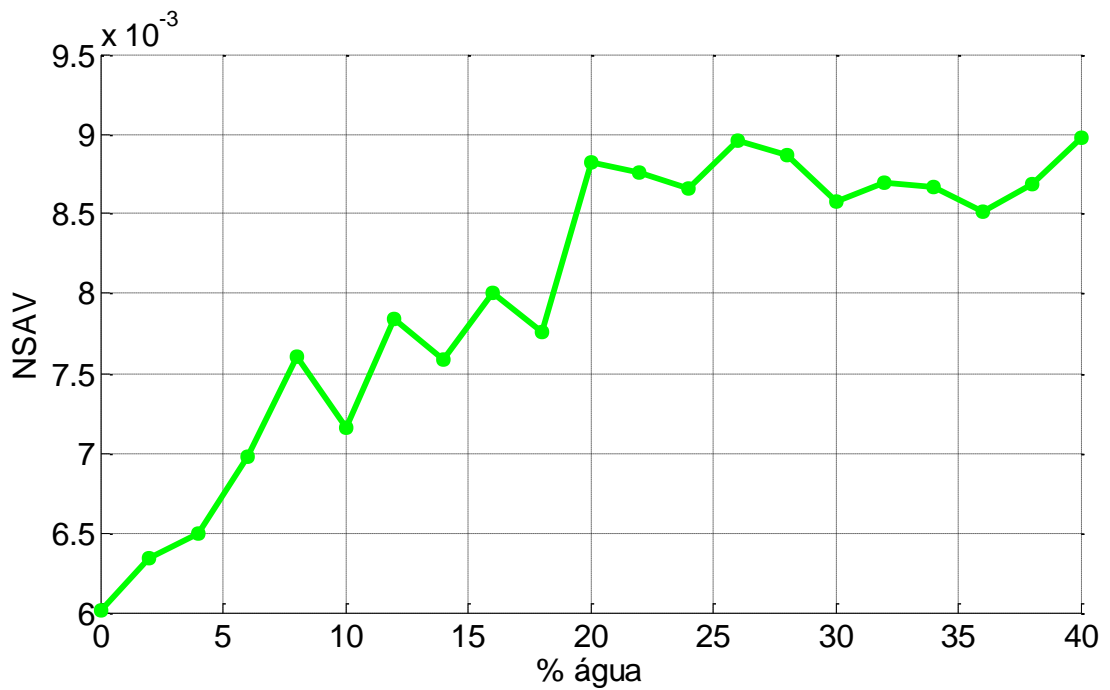
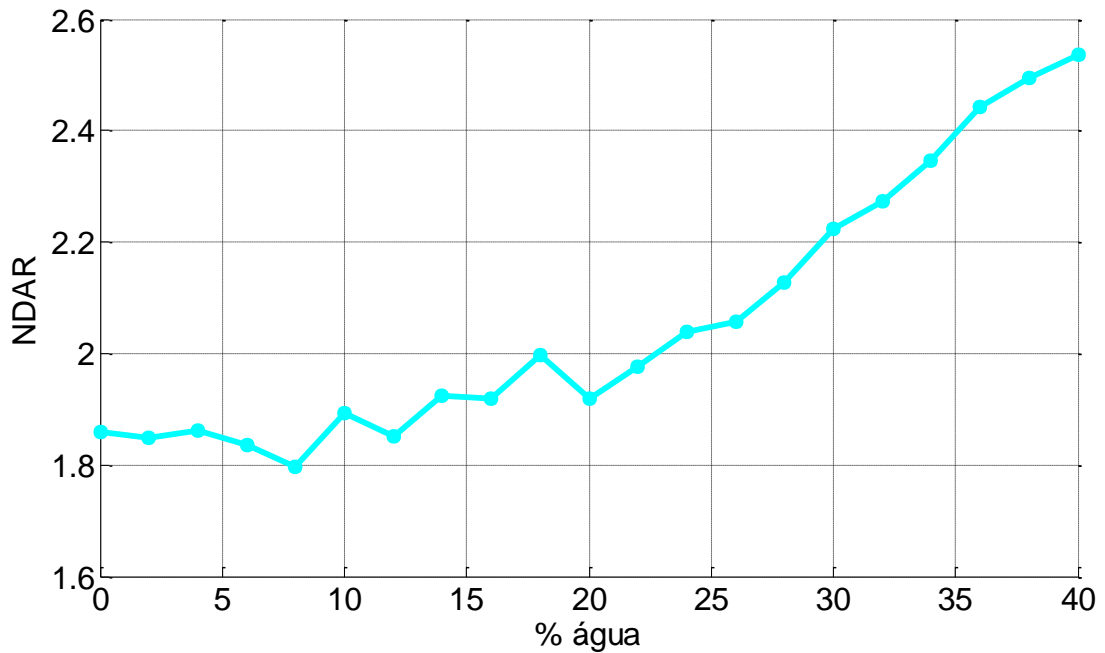


Figura 37 - Variação de  $N_{SAV}$  em função do % água no modelo de corrida de detritos.



**Figura 38 - Variação de  $N_{DAR}$  em função do % água no modelo de corrida de detritos.**



A Figura 36 e a Figura 37 mostram um comportamento bem similar de  $N_{BAG}$  e  $N_{SAV}$ , respectivamente, com a variação da quantidade percentual de água na corrida de detritos. No intervalo entre 0% e 20% de água, ambos os valores dos parâmetros adimensionais crescem à medida que o percentual de água na corrida se eleva.

O aumento no valor de  $N_{BAG}$  eleva a predominância das tensões devido às colisões entre os grãos  $\tau_c$  sobre as tensões viscosas  $\tau_v$ . Já o aumento do valor de  $N_{SAV}$  indica um aumento na relevância de  $\tau_c$  sobre a tensão de atrito quase-estática  $\tau_s$ , entretanto como  $N_{SAV}$  continua sendo menor que 0,1 em todos os casos, todas as simulações de corridas de detritos estudadas podem ser classificadas como corridas de detritos quase-estáticas.

Todavia, a partir da faixa de 20%, os parâmetros adimensionais de  $N_{BAG}$  e  $N_{SAV}$  se mantêm em uma faixa de valores bem próximos, variando pouco no intervalo entre 20% e 40% de água.

Observa-se no gráfico da Figura 38 que o parâmetro adimensional  $N_{DAR}$  tem, em geral, comportamento crescente com o aumento da quantidade percentual de água presente na corrida de detritos. O comportamento de  $N_{DAR}$  no intervalo entre 0% e 20% é crescente, porém não tão explícito e com flutuações no comportamento. Porém, a partir do ponto em que a quantidade de água na corrida é 20%,  $N_{DAR}$  cresce de forma praticamente linear e com inclinação da reta tangente mais elevada, o que caracteriza elevação relativamente acentuada

dos valores do parâmetro, resultando em um acréscimo de aproximadamente 34,2% no valor de  $N_{DAR}$  no intervalo entre 20% e 40% de água presente na corrida de detritos.

O aumento nos valores de  $N_{DAR}$  indica a elevação da poro-pressão do fluido originada pelo movimento entre as partículas para reduzir o contato entre elas, porém os valores obtidos de  $N_{DAR}$  nas corridas de detritos estudadas são pequenos, o que caracteriza que as interações entre os sólidos e o fluido ainda não são tão relevantes na dinâmica desses movimentos de massa.

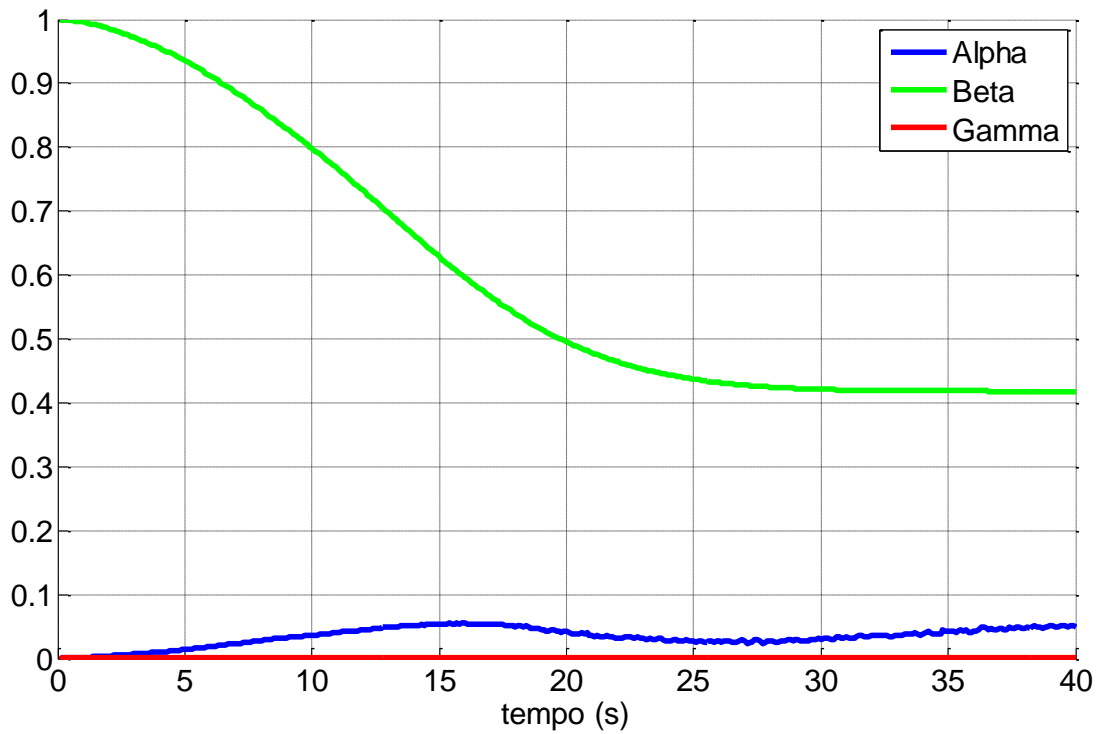
Vale ressaltar que os parâmetros adimensionais  $N_{BAG}$ ,  $N_{SAV}$  e  $N_{DAR}$  analisam a corrida de detritos de forma contínua, com parâmetros definidos em função do centro de massa do corpo deslizante. Sendo assim, além da dificuldade em se calcular algumas variáveis desses parâmetros, essa uniformidade não condiz com a essência do movimento, pois a composição da massa deslizante varia em diversos pontos das corridas e as variáveis de interesse variam de forma significativa no decorrer do movimento. Esses fatores motivam a Análise III na seção seguinte, a qual utiliza a metodologia de caracterização desenvolvida na Seção 5.5, calculando os parâmetros adimensionais de energia do MED para três casos selecionados do modelo de corrida de detritos.

#### **6.4 Análise III**

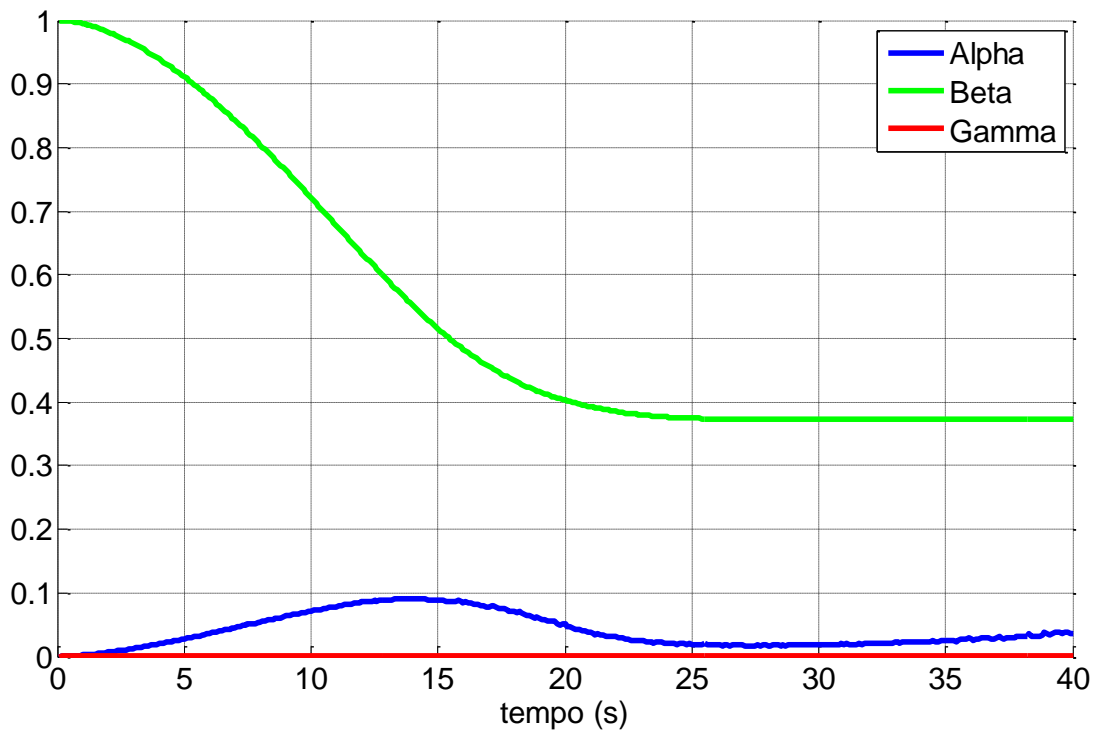
Esta análise estuda o comportamento dos parâmetros adimensionais de energia do MED em três casos distintos do modelo de corrida de detritos. Os parâmetros físicos e geométricos são os mesmos utilizadas nas simulações da Análise II. O que varia entre os casos na Análise III é a quantidade percentual de água presente no volume da corrida de detritos. Os parâmetros adimensionais de energia do MED são obtidos em cada passo de tempo para três casos, os quais apresentam 0%, 10% e 30% de água na corrida de detritos.

As Figuras 39, 40 e 41 apresentam o comportamento dos parâmetros adimensionais de energia do MED  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  em função do tempo para os modelos de corrida de detritos com 0%, 10% e 30% de água, respectivamente.

**Figura 39 - Gráfico dos parâmetros adimensionais de energia  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  em função do tempo para o modelo de corrida de detritos com 0% de água.**

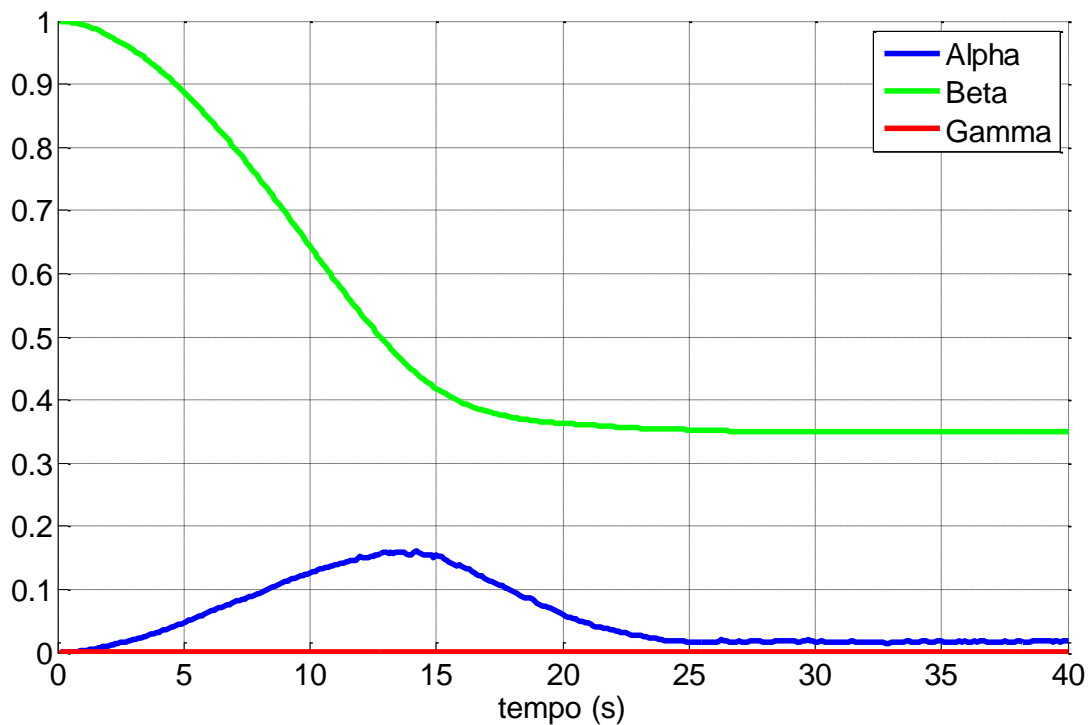


**Figura 40 - Gráfico dos parâmetros adimensionais de energia  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  em função do tempo para o modelo de corrida de detritos com 10% de água.**





**Figura 41 - Gráfico dos parâmetros adimensionais de energia  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  em função do tempo para o modelo de corrida de detritos com 30% de água.**



Através da análise do comportamento dos parâmetros adimensionais de energia do MED  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  nas Figuras 39, 40 e 41, observa-se que há uma ampla predominância de  $\beta$  na energia total do sistema, parcela correspondente à energia potencial gravitacional. Fato este que é bem plausível, haja vista que a energia das corridas de detritos é proveniente do movimento gravitacional, iniciando com a energia potencial gravitacional sendo a energia total do sistema, e no decorrer do percurso, transformando a  $E_{pg}$  em outras formas de energia, tais como a energia cinética e a energia potencial elástica, além da grande dissipação de energia proveniente do movimento. Em ordem de predominância na composição da energia total, tem-se a parcela  $\alpha$ , a qual corresponde à energia cinética, e por fim, a parcela  $\gamma$  que corresponde à energia potencial elástica e apresenta magnitude bem inferior às outras duas parcelas de energia, apresentando valores na ordem de  $10^{-4}$ .

Com relação ao comportamento dos parâmetros  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  com o aumento da quantidade percentual de água na corrida de detritos, observa-se que ocorre a diminuição da relevância da parcela  $\beta$  e o aumento da contribuição da parcela  $\alpha$  na energia total do sistema com o aumento da quantidade de água na corrida de detritos. Este fato pode ser observado através da comparação do comportamento de  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  nas Figuras 39, 40 e 41, e visto, principalmente, entre o intervalo de tempo de 5 a 25 s, o qual corresponde ao momento

acentuado de descida da corrida, compreendendo o movimento na parte mais inclinada do terreno. Então, verifica-se que ocorre uma transformação mais acentuada e mais rápida da parcela de energia potencial gravitacional em energia cinética com o aumento da quantidade de água no modelo de corrida de detritos.

## 7 CONCLUSÕES

Neste trabalho desenvolveu-se uma metodologia para a simulação e a caracterização de cenários de corridas de detritos de interesse. No decorrer dos capítulos, estudaram-se as definições e as principais características dos movimentos de massa, abordando a distinção e a classificação dos diferentes tipos de fenômenos. Dentre eles, destacaram-se as corridas de detritos, as quais foram o objeto de estudo do trabalho, estudando suas principais características e as principais formas de classificação e caracterização disponíveis na literatura. Além disso, apresentaram-se os conceitos e a formulação do Método dos Elementos Discretos (MED), bem como as ferramentas do sistema PETRODEM.

As corridas de detritos são compostas basicamente por três partes: os grãos (sólidos), o fluido intersticial e o terreno (relevo). Para simular de maneira eficaz esse movimento, desenvolveram-se metodologias para o modelo coesivo utilizado para representar os grãos úmidos, para simulação do fluido intersticial e para o modelo de contato entre os grãos e o terreno. Para a tentativa de solução da quantificação dos efeitos das interações entre os grãos e o fluido intersticial, a qual se destaca na literatura como a grande dificuldade a ser superada na modelagem e simulação de corridas de detritos, este trabalho utilizou uma metodologia simples, baseada na conclusão da hipótese de *best fit* apresentada por Liao *et al.* (1996), a qual mostrou que o material granular de partículas com rigidez tangencial nula se comporta como fluido. Portanto, a metodologia deste trabalho utilizou partículas com rigidez tangencial ( $k_t$ ) nula para a simulação da parcela correspondente ao fluido intersticial na corrida de detritos.

Além disso, demonstrou-se a metodologia para o cálculo dos parâmetros de caracterização relevantes encontrados na literatura. Apresentou-se, ainda, uma metodologia desenvolvida neste trabalho para a caracterização das corridas de detritos através de parâmetros adimensionais de energia do Método dos Elementos Discretos.

Através dos estudos realizados com o modelo de corrida de detritos proposto por Li *et al.* (2012) e gerado com o sistema PETRODEM, observou-se que o parâmetro adimensional geométrico  $L/H$  decresceu com o aumento do coeficiente de atrito de rolamento  $\mu_r$ . De maneira geral, o deslocamento horizontal  $L$  do centro de massa da corrida diminuiu, enquanto que deslocamento horizontal  $H$  aumentou com o aumento do valor de  $\mu_r$ . Observou-se também que o decréscimo de  $L/H$  em função de  $\mu_r$  foi praticamente linear.

O parâmetro geométrico  $L/H$  e a velocidade média do centro de massa da corrida de detritos ( $v_{med}$ ) apresentaram, em geral, comportamento crescente à medida que a quantidade percentual de água na corrida de detritos aumentou. Esse comportamento crescente dos parâmetros citados justificou-se devido ao ganho de mobilidade da corrida de detritos devido ao aumento da “fluidez”, ou seja, com o aumento da quantidade água na corrida, haja vista que as partículas que compunham o fluido movimentavam-se mais livremente no fluxo, com menor perda de energia cinética devido aos contatos, pois estas apresentavam rigidez tangencial nula em seus contatos. O aumento da mobilidade da corrida de detritos acarretou em uma extensão mais elevada do escorregamento, ou seja, um deslocamento horizontal (alcance) mais acentuado, o que resultou em valores mais elevados de  $L/H$ , haja vista que o deslocamento vertical do centro de massa  $H$  apresentou variação pequena. Este comportamento observado de  $L/H$  em função do percentual de água na corrida de detritos condiz com os resultados encontrados por Iverson (1997), o qual relatou que os valores  $L/H$  foram superiores para corridas de detritos saturadas com água quando comparadas às corridas de detritos compostas por sedimentos secos.

O parâmetro adimensional  $l/h$ , que quantifica a geometria do depósito formado, apresentou, em geral, comportamento crescente com o aumento da quantidade de água no modelo da corrida de detritos. Em geral, à medida que a quantidade percentual de fluido aumentou na corrida, o espalhamento dos sedimentos depositados  $l$  se elevou, enquanto que altura dos sedimentos depositados  $h$  diminuiu.

$N_{BAG}$  e  $N_{SAV}$  apresentaram um comportamento bem similar com a variação da quantidade percentual de água na corrida de detritos. No intervalo entre 0% e 20% de água, ambos os valores dos parâmetros adimensionais cresceram à medida que o percentual de água na corrida se elevou. O aumento no valor de  $N_{BAG}$  elevou a predominância das tensões devido às colisões entre os grãos  $\tau_c$  sobre as tensões viscosas  $\tau_v$ . Já o aumento do valor de  $N_{SAV}$  indicou um aumento na relevância de  $\tau_c$  sobre a tensão de atrito quase-estática  $\tau_s$ , entretanto como  $N_{SAV}$  continuou sendo menor que 0,1 em todos os casos, todas as simulações de corridas de detritos estudadas puderam ser classificadas como corridas de detritos quase-estáticas. Todavia, a partir da faixa de 20%, os parâmetros adimensionais de  $N_{BAG}$  e  $N_{SAV}$  se mantiveram em uma faixa de valores bem próximos, variando pouco no intervalo entre 20% e 40% de água.

O parâmetro adimensional  $N_{DAR}$  teve, em geral, comportamento crescente com o aumento da quantidade percentual de água presente na corrida de detritos. O comportamento

de  $N_{DAR}$  no intervalo entre 0% e 20% foi crescente, porém não tão explícito e com flutuações no comportamento. Todavia, a partir do ponto em que a quantidade de água na corrida foi 20%,  $N_{DAR}$  cresceu de forma praticamente linear e com inclinação da reta tangente mais elevada, o que caracterizou elevação relativamente acentuada dos valores do parâmetro, resultando em um acréscimo de aproximadamente 34,2% no valor de  $N_{DAR}$  no intervalo entre 20% e 40% de água presente na corrida de detritos. O aumento nos valores de  $N_{DAR}$  indicou a elevação da poro-pressão do fluido originada pelo movimento entre as partículas para reduzir o contato entre elas, porém os valores obtidos de  $N_{DAR}$  nas corridas de detritos estudadas foram pequenos, o que caracterizou que as interações entre os sólidos e o fluido ainda não foram tão relevantes na dinâmica desses movimentos de massa.

Os parâmetros adimensionais  $N_{BAG}$ ,  $N_{SAV}$  e  $N_{DAR}$  analisam a corrida de detritos de forma contínua, com parâmetros definidos em função do centro de massa do corpo deslizando. Sendo assim, além da dificuldade em se calcular algumas variáveis desses parâmetros, essa uniformidade não condiz com a essência do movimento, pois a composição da massa deslizando varia em diversos pontos das corridas e as variáveis de interesse variam de forma significativa no decorrer do movimento.

Através da análise do comportamento dos parâmetros adimensionais de energia do MED  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  no modelo de corrida de detritos simulado, observou-se que houve uma ampla predominância de  $\beta$  na energia total do sistema, parcela correspondente à energia potencial gravitacional. Fato este que é bem plausível, haja vista que a energia das corridas de detritos é proveniente do movimento gravitacional, iniciando com a energia potencial gravitacional sendo a energia total do sistema, e no decorrer do percurso, transformando a  $E_{pg}$  em outras formas de energia, tais como a energia cinética e a energia potencial elástica, além da grande dissipação de energia proveniente do movimento. Em ordem de predominância na composição da energia total, teve-se a parcela  $\alpha$ , a qual correspondia à energia cinética, e por fim, a parcela  $\gamma$  que correspondia à energia potencial elástica e apresentou magnitude bem inferior às outras duas parcelas de energia, apresentando valores na ordem de  $10^{-4}$ .

Com relação ao comportamento dos parâmetros  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  com o aumento da quantidade percentual de água na corrida de detritos, observou-se que ocorreu a diminuição da relevância da parcela  $\beta$  e o aumento da contribuição da parcela  $\alpha$  na energia total do sistema com o aumento da quantidade de água na corrida de detritos. Este fato pôde ser observado, principalmente, no momento acentuado de descida da corrida, que compreendia o movimento na parte mais inclinada do terreno. Então, verificou-se que ocorreu uma

transformação mais acentuada e mais rápida da parcela de energia potencial gravitacional em energia cinética com o aumento da quantidade de água no modelo de corrida de detritos.

## REFERÊNCIAS

- ALVARADO, L. A. S. **Simulação bidimensional de corridas de detritos usando o Método de Elementos Discretos**. 154 p. Dissertação (Mestrado) – Programa de Pós-graduação em Engenharia Civil. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, 2006.
- ANAND, A. et al. Predicting discharge dynamics of wet cohesive particles from a rectangular hopper using the discrete element method (DEM). **Chemical Engineering Science**, 64: 5268-5275, 2009.
- ANDRADE NETO, A. V. et al. Rolamento e atrito de rolamento ou por que um corpo que rola para. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 35. UEFS. Feira de Santana, BA, 2013.
- BAGNOLD, R. A. Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. **Proc. R. Soc. London**, Ser. A., 225: 49-63, 1954.
- BAGNOLD, R. A. The shearing and dilatation of dry sand and ‘singing’ mechanism. **Proc. Roy. Soc. London**, A295: 219-232, 1966.
- BEVERAGE, J. P.; CULBERTSON, J. K. Hyperconcentrations of suspended sediment. **J. Hydraul. Division**, Proc. Am. Soc. Civil Engin., 90: 117-128, 1964.
- BRAGA, R. M. B. **Calibração dos parâmetros do Método dos Elementos Discretos para modelo simplificado de corrida de detritos**. Monografia (Graduação) – Curso de Engenharia Civil, Universidade Federal de Alagoas, Maceió, 2014.
- CALVETTI, F. et al. **Granular flows and numerical modelling of landslides**. Damocles. Itália, Agosto de 2001.
- CHAPUIS, R. P.; GILL, D. E.; BAASS, K. Laboratory permeability tests on sand: influence of compaction method on anisotropy. **Canadian Geotechnical Journal**, 26: 614 – 622, 1989.
- CHEN, S.; DOOLEN, G. Lattice Boltzmann method for fluid flows. **Annual Review of Fluid Mechanics**, 30: 329-364, 1998.
- CINTRA, D. T. **DEMOOP – Manual Teórico**. LCCV – UFAL, 2009.
- CINTRA, D. T. **Metodologia de paralelização híbrida do DEM com controle de balanço de carga baseado em curva de Hilbert**. Tese (Doutorado) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal de Pernambuco, 2016.
- CINTRA, D. T.; CARVALHO JR., H. **Desenvolvimento de Ferramentas de Análise e Visualização do Método dos Elementos Discretos e suas Aplicações na Engenharia**. Monografia (Graduação) – Curso de Engenharia Civil, Universidade Federal de Alagoas, Maceió, 2006.
- CLEARY, P. W. et al. Smooth particle hydrodynamics: Status and future potential. **Progress in Computational Fluid Dynamics**, 7: 70-90, 2007.

COETZEE, C. J.; ELS, D. N. J. Calibration of granular material parameters for DEM modelling and numerical verification by blade-granular material interaction. **Journal of Terramechanics**, 46: 15-26, 2009.

COUSSOT, P.; MEUNIER, M. Recognition, classification and mechanical description of debris flows. **Earth-Science Rev.**, 40: 209-227, 1996.

CUNDALL, P. A.; STRACK, O. D. L. A discrete numerical model for granular assemblies. **Géotechnique**, 29: 47-65, 1979.

DAS, B. M. **Fundamentos de Engenharia Geotécnica**. Tradução da 6ª Ed. Americana. Thomson Editora, São Paulo, 2007.

FERNANDES, R. A. **Acoplamento MED-MEF associado a modelos da mecânica da fratura coesiva**. Dissertação (Mestrado) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal de Alagoas, 2012.

G1. Website (consulta em Agosto de 2014): <http://g1.globo.com>.

GLADKYY, A.; SCHWARZE, R. Comparison of different capillary bridge models for application in the discrete element method. **Granular Matter**, 16: 911-920, 2014.

GRIMA, A. P.; WYPYCH, P. W. Investigations into Calibration for Discrete Element Modelling of Granular Materials. In: INT. CONF. FOR CONVEYING AND HANDLING OF PARTICLES, 6., 2009, Austrália. **Anais ... Austrália**, 2009.

HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. **Fundamentos de Física – Volume I: Mecânica**. 8ª Ed. Rio de Janeiro. LTC, 2008.

HIRANO, M. et al. Non-dimensional parameters governing hyper-concentrated flow in an open channel. **Proc. Hydraul. Eng.**, 36: 221-226, 1992.

IVERSON, R. M. The physics of debris flows. **Reviews of Geophysics**, 35(3): 245-296, 1997.

IVERSON, R. M.; DENLINGER, R. P. Flow of variably fluidized granular masses across three-dimensional terrain. **Journal Geophysics Res.**, 106B1: 537-552, 2001.

IVERSON, R. M.; LAHUSEN, R. G. Dynamic pore-pressure fluctuations in rapidly shearing granular materials. **Science**, 246: 769-799, 1989.

JOHNSON, A. M. **Physical processes in geology**. Freeman, Cooper, San Francisco, 577 p., 1970.

LI, W. C. et al. Discrete element modelling of a rainfall induced flowslide. **Engineering Geology**, 149-150: 22-34, 2012.

LIAO, C. et al. Stress-strain relationship for granular materials based on the hypothesis of best fit. **International Journal of Solids and Structures**, 34: 4087-4100, 1996.



LOWE, D. R. Grain flow and grain flow deposits. **Journal of Sedimentary Petrology**, 46: 188-199, 1976.

MONAGHAN, J. J. Simulating free surface flows with SPH. **Journal of Computational Physics**, 110: 399-406, 1994.

MONAGHAN, J. J. Smoothed particle hydrodynamics. **Rep. Prog. Phys.**, 68: 1703-1759, 2005.

NASE, T. S. et al. Discrete characterization tools for cohesive granular material. **Powder Technology**, 116: 214-223, 2001.

OÑATE, E.; OWEN, R (Eds.). Particle-based methods: Fundamentals and Applications. **Computational Methods in Applied Sciences**, 25, 268 p., 2011.

**PETRODEM**. Website (consulta em Março de 2016): <http://petrodem.lccv.ufal.br>.

PIERSON, T. C.; COSTA, J. E. A rheologic classification of subaerial sediment-water flows. In J. E. Costa and G. F. Wiczorek (eds.): Debris Flows/Avalanches: process, recognition and mitigation. **Rev. Eng. Geol.**, Geol. Soc. Am., Boulder, Co., 7: 1-12, 1987.

POTAPOV, A. V.; HUNT, M. L.; CAMPBELL, C. S. Liquid-solid flows using smoothed particle hydrodynamics and the discrete element method. **Powder Technology**, 116: 204-213, 2001.

RABINOVICH, Y. I.; ESAYANUR, M. S.; MOUDGIL, B. M. Capillary forces between two spheres with a fixed volume liquid bridge: Theory and experiment. **Langmuir**, 21: 10992-10997, 2005.

SAVAGE, S. B. The mechanics of rapid granular flows. **Adv. Appl. Mech.**, 24: 289-366, 1984.

SAVAGE, S. B.; HUTTER, K. The motion of a finite mass of granular material down a rough incline. **J. Fluid Mech.**, 199: 177-215, 1989.

SHAFIPOUR, R.; SOROUSH, A. Fluid coupled-DEM modelling of undrained behavior of granular media. **Computers and Geotechnics**, 35(5): 673-685, 2008.

SILVA FILHO, J. W. P. **Aplicação do Método dos Elementos Discretos na análise dinâmica do fluxo de partículas em funis de descarga na indústria de processos**. Monografia (Graduação) – Curso de Engenharia Química, Universidade Federal de Alagoas, Maceió, 2013.

SILVA FILHO, J. W. P.; VIEIRA, L. C. L. M. Determinação da rigidez tangencial para um modelo de elementos discretos através da medida do ângulo estático de repouso. In: CONGRESSO IBERO LATINO DE MÉTODOS COMPUTACIONAIS NA ENGENHARIA, 32., 2011, Ouro Preto. **Anais ...** Ouro Preto, MG, 2011.

TAKAHASHI, T. A mechanism of occurrence of mud-debris flows and their characteristics in motion. **Annuals DPRI**, 20B-2: 405-435, 1977.

TAKAHASHI, T. **Debris flow: Mechanics, Prediction and Countermeasures**. Taylor & Francis, Leiden, 2007.

TAKAHASHI, T. A review of Japanese debris flow research. **International Journal of Erosion Control Engineering**, 2(1): 1-14, 2009.

TANAKA, H. et al. Simulation of soil deformation and resistance at bar penetration by the Distinct Element Method. **Journal of Terramechanics**, 37: 41-56, 2000.

TSUJI, Y.; KAWAGUCHI, T; TANAKA, T. Discrete particle simulation of two-dimensional fluidized bed. **Powder Technology**, 77(1): 79-87, 1993.

VARNES, D. J. Slope movement types and processes. In Landslides analysis and control (Scguster, R. L. e Krizek, R. J. eds.), **NAS Sp. Rep.**, 176: 11-33, 1978.

VU-QUOC, L.; ZHANG, X.; WALTON, O. R. A 3-D Discrete-Element method for dry granular flows of ellipsoidal particles. **Computational Methods Applied Mech. Engineering**, 187: 483-528, 2000.

YANO, K.; DAIDO, A. Fundamental study on mud-flow. **Bull. DPRI**, 14: 69-83, 1965.

ZEGHAL, M.; EL SHAMY, U. A continuum-discrete hydromechanical analysis of granular deposit liquefaction. **International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics**, 28(14): 1361-1383, 2004.