

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL E AMBIENTAL

MODELAGEM NUMÉRICA DE ENSAIOS DE ENROCAMENTO

BRUNA MOTA MENDES SILVA TEDESCO

ORIENTADOR: MANOEL PORFÍRIO CORDÃO NETO, DSc

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM GEOTECNIA

PUBLICAÇÃO: G.DM-277/2016

BRASÍLIA/DF: SETEMBRO/2016

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL E AMBIENTAL

MODELAGEM NUMÉRICA DE ENSAIOS DE
ENROCAMENTO

BRUNA MOTA MENDES SILVA TEDESCO

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL DA
UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A
OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE.

APROVADA POR:

MANOEL PORFÍRIO CORDÃO NETO, DSc. (UnB)
(ORIENTADOR)

MÁRCIO MUNIZ DE FARIAS, PhD (UnB)
(EXAMINADOR INTERNO)

CARLOS ALEXANDER RE CAREY MORFA, PhD (UCLV)
(EXAMINADOR EXTERNO)

DATA: BRASÍLIA/DF, 19 de SETEMBRO de 2016.

FICHA CATALOGRÁFICA

TEDESCO, BRUNA MOTA MENDES SILVA

Modelagem numérica de ensaios de enrocamento, Distrito Federal, 2016.

xiv, 87p., 297 mm (ENC/FT/UnB, Mestre, Geotecnia, 2016)

Dissertação de Mestrado - Universidade de Brasília. Faculdade de Tecnologia. Departamento de Engenharia Civil e Ambiental.

1. Método dos Elementos Discretos 2. Enrocamento

3. Compressão unidimensional 4. Cisalhamento direto

I. ENC/FT/UnB

II. Mestre

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

TEDESCO, B.M.M.S. (2016). Modelagem numérica de ensaios de enrocamento, Distrito Federal. Dissertação de Mestrado, Publicação G.DM-277/16, Departamento de Engenharia Civil e Ambiental, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 87p.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Bruna Mota Mendes Silva Tedesco

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO: Modelagem numérica de ensaios de enrocamento

GRAU: Mestre

ANO: 2016

É concedida à Universidade de Brasília a permissão para reproduzir cópias desta dissertação de Mestrado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação de Mestrado pode ser reproduzida sem a autorização por escrito do autor.

Bruna Mota Mendes Silva Tedesco

Rua 30 Norte, Lote 03, Ed. Milena Baqui Muniz – Águas Claras

71918-180 - Brasília/DF - Brasil

À Cristo, cuja morte me deu vida!

AGRADECIMENTOS

Agradeço, primeiramente, a Deus, dono de todo o conhecimento e criador de todas as coisas. Ele me sustentou todos os dias e me capacitou para chegar até aqui. A Ele toda a honra e toda a glória.

Agradeço ao meu querido marido Abimael que em todo tempo foi minha força. Obrigada pelo amor e por nunca me abandonar nessa longa caminhada. Sem você, eu não conseguiria.

Agradeço aos meus pais Denise e Leonardo que sempre são o meu suporte. Obrigada por serem meus intercessores e por me apoiarem em tudo. Obrigada, também, ao meu irmão Bernardo pelo companheirismo e por alegrar a minha vida. Vocês são essenciais para mim.

Agradeço ao meu orientador Manoel por toda a dedicação e paciência. Obrigada pelo incentivo e por acreditar em mim. Sem seu apoio nada disso seria possível.

Agradeço ao Doutor Irvin Pérez Morales que, de todas as maneiras, contribuiu com este trabalho, auxiliando na utilização da ferramenta empregada na realização de ensaios.

Agradeço ao professor Márcio Muniz que disponibilizou meios para execução desta dissertação, além de estar sempre presente, auxiliando no que fosse preciso.

Agradeço a todos os meus amigos de curso que contribuíram direta ou indiretamente para a realização desta pesquisa, e, especialmente, ao amigo Bernardo Cascão que nunca mediu esforços para auxiliar em diversas dificuldades, sendo um grande companheiro em todo o tempo.

Agradeço aos meus amigos Nathalie, Renata e Gustavo. Obrigada por torcerem tanto por mim.

Agradeço à CAPES e ao CNPq pelo apoio financeiro.

Agradeço ao Programa de Pós-Graduação em Geotecnia da Universidade de Brasília e todos os professores que contribuíram nessa jornada.

RESUMO

Um enrocamento é constituído por rocha sã britada e possui comportamento essencialmente discreto. Apesar disso, na maior parte dos casos, os enrocamentos são simulados como meios contínuos. Os parâmetros necessários para execução de um projeto de uma barragem de enrocamento são difíceis de serem determinados devido à dificuldade de manipulação de suas grandes partículas para montagem de amostras, bem como devido à falta de equipamentos em escala suficiente para comportá-las. Assim, o método dos elementos discretos apresenta-se como uma solução para estes problemas, pois trata o enrocamento como um meio discreto e possibilita a realização de ensaios de grande escala de maneira computacional. Os enrocamentos possuem comportamentos complexos que são, na maior parte dos casos, influenciados pelos parâmetros microscópicos da amostra. De modo a analisar a influência desses parâmetros no comportamento macroscópico, reproduziram-se os ensaios de caracterização mecânica dos enrocamentos utilizando o método dos elementos discretos por meio do software de código aberto Yade. Os ensaios reproduzidos foram os ensaios de compressão unidimensional e cisalhamento direto que já haviam sido executados em um granito de baixa resistência em um laboratório anteriormente. Eles mostraram que o parâmetro que possui maior influência sobre o comportamento do material é o módulo de Young das partículas, visto que influencia diretamente as forças nos contatos entre elas. Ângulo de atrito e rigidez a rotação também exercem alguma influência sobre o comportamento, porém de maneira bem mais reduzida. O ensaio de compressão unidimensional foi realizado com e sem quebra, apresentando respostas muito semelhantes entre si, visto que a quebra para o material ensaiado foi insignificante. A utilização do método dos elementos discretos mostrou-se eficaz na representação do comportamento real do material ensaiado.

Palavras-chave: Método dos elementos discretos, enrocamento, ensaio de compressão unidimensional, ensaio de cisalhamento direto.

ABSTRACT

A rockfill comprises sound rock and behave itself in a manner essentially discrete. Nevertheless, in most cases, rockfills are simulated as continuous medium. The required parameters for a rockfill dam project execution are difficult to be determined due to the difficulty of handling their large particles for mounting samples and the lack of availability of equipment on a sufficient scale to test the enormous samples. Thus, the discrete element method is presented as a solution for these problems because treats rockfills as a discrete medium and allows the achievement of large-scale tests in a computational manner. Overall, rockfills present complex behavior that is, in most cases, influenced by microscopic sample parameters. In order to analyze the influence of the microscopic parameters on the macroscopic behavior, rockfill characterization tests were reproduced using the discrete element method by the open source software Yade. The tests reproduced were the one-dimensional compression test and the direct shear test that already were executed previously in a low resistance granite in laboratory. The tests have shown that the most influent parameter was the Young's modulus of the particles since it directly influences the forces on the contacts between them. The friction angle and the rotational stiffness also exert some influence on the sample behavior but in a such smaller way. The one-dimensional compression test was carried out with and without breakage having both very similar responses. This happens because the breakage of the particles was negligible. The application of the discrete element method proved effective in the representation of the real behavior of the tested material.

Keywords: Discrete element method, rockfill, one-dimensional compression test, direct shear test.

SUMÁRIO

Capítulo	Página
1. INTRODUÇÃO	1
1.1 CONTEXTO GERAL	1
1.2 MOTIVAÇÃO	2
1.3 OBJETIVOS	3
1.3.1 OBJETIVO GERAL	3
1.3.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS	3
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	4
2.1 BARRAGENS E ENROCAMENTOS	4
2.1.1 BREVE HISTÓRICO	4
2.1.2 CARACTERÍSTICAS GERAIS E COMPORTAMENTO DOS ENROCAMENTOS	5
2.1.3 ESTUDOS E MODELOS CONSTITUTIVOS ACERCA DOS ENROCAMENTOS	7
2.2 A ASPECTOS MICROMECAÑICOS REAIS QUE INFLUENCIAM NO COMPORTAMENTO MACROMECAÑICO DE UM MATERIAL	10
2.2.1 TAMANHO DOS GRÃOS	12
2.2.2 FORMA DOS GRÃOS	12
2.2.3 QUEBRA DAS PARTÍCULAS	14
2.3 MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS	15
2.3.1 VANTAGENS E DESVANTAGENS DO MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS	16
2.3.2 PRINCÍPIOS DO MÉTODO	18
2.3.3 ASPECTOS CONSIDERADOS PELO MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS	20
2.3.3.1 GERAÇÃO DAS AMOSTRAS	20

2.3.3.2	MODELOS DE CONTATO	22
a)	Interações Normais	22
b)	Interações Tangenciais	24
c)	Modelo de Hertz-Mindlin	25
d)	Detecção dos Contatos	25
2.3.3.3	PASSO DE TEMPO	27
2.3.3.4	FORMA	28
2.3.3.5	QUEBRA	29
a)	Critérios de Quebra	30
b)	Procedimentos de Separação (<i>Spawning Procedure</i>)	31
3.	METODOLOGIA	34
3.1	DADOS UTILIZADOS	34
3.2	YADE	36
3.2.1	GERAÇÃO DAS AMOSTRAS	36
3.2.2	MODELOS E PARÂMETROS	43
3.3	QUEBRA	45
3.4	COMPRESSÃO	49
3.5	CISALHAMENTO DIRETO	52
4.	RESULTADOS	56
4.1	COMPRESSÃO UNIDIMENSIONAL	56
4.1.1	CALIBRAÇÃO DE PARÂMETROS PARA COMPRESSÃO UNIDIMENSIONAL	56
4.1.2	RESULTADOS DE ENSAIOS DE COMPRESSÃO SIMPLES SEM QUEBRA	61
4.1.3	RESULTADOS DE ENSAIOS DE COMPRESSÃO UNIDIMENSIONAL COM QUEBRA	63
4.2	CISALHAMENTO DIRETO	67

4.2.1	CALIBRAÇÃO DE PARÂMETROS PARA CISALHAMENTO DIRETO	67
4.2.2	RESULTADOS DE ENSAIOS DE CISALHAMENTO DIRETO	76
5.	CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA PESQUISAS FUTURAS	78
5.1	CONCLUSÕES	78
5.2	RECOMENDAÇÕES PARA ESTUDOS FUTUROS	80
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	81

LISTA DE TABELAS

Tabela	Página
Tabela 3.1 – Características Gerais do Material Simulado	34
Tabela 3.2 – Comparação dos módulos de Young entre gerações aleatórias de amostras.	38
Tabela 3.3 – Número de partículas e massa distribuídos pelos diâmetros da amostra.	38
Tabela 3.4 – Granulometrias truncadas.	40
Tabela 3.5 – Tempo decorrido para ensaio das amostras.	41
Tabela 3.6 – Comparação dos módulos de Young das granulometrias truncadas	41
Tabela 3.7 – Parâmetros para geração de amostra.	43
Tabela 3.8 – Densidades calculadas para aplicação de tensão normal.	53
Tabela 4.1 – Parâmetros utilizados nos ensaios de compressão unidimensional	61
Tabela 4.2 – Granulometria das amostras utilizadas no ensaio de compressão unidimensional	62
Tabela 4.3 – Ângulo de atrito macroscópico a partir do ângulo de atrito microscópico	72
Tabela 4.4 – Influência do módulo de Young.	74
Tabela 4.5 – Influência da rigidez rotacional – k_{rot} – no ângulo de atrito da amostra.	76
Tabela 4.6 – Propriedades para calibração da amostra.	77
Tabela 4.7 – Ângulo de atrito da amostra a partir das calibrações realizadas.	77

LISTA DE FIGURAS

Figura	Página
Figura 2.1 – Modelo de Patton (modificado - Patton, 1966).	7
Figura 2.2 – Influências micromecânicas (Zuluaga, 2014).	11
Figura 2.3 – Efeito da forma na compressibilidade de areias (Chuhan et al., 2003).	13
Figura 2.4 – Comportamento de compressão unidimensional de areias (Chuhan et al., 2003).	15
Figura 2.5 - Círculo exterior em contato com outros dois, obtidos pelo método de envoltórias de intersecção (Morales et al., 2015)	22
Figura 2.6 – Gradeamento para detecção de contatos (Safuryn, 2016).	26
Figura 2.7 – Procedimento de separação após quebra (Poschel e Schwager, 2005).	32
Figura 2.8 – Procedimento de separação após quebra (Ben-Nun e Einav, 2010).	32
Figura 3.1 – Granulometria do material utilizado por Dias (2001).	35
Figura 3.2 – Comparação entre gerações aleatórias de amostras.	37
Figura 3.3 – Média de partículas por ensaios (modificado - O’Sullivan, 2014).	39
Figura 3.4 – Comportamento das granulometrias truncadas.	40
Figura 3.5 – Procedimento de geração da amostra: (a) geração de partículas por meio de uma fábrica; (b) compressão das partículas criadas até a altura desejada.	42
Figura 3.6 – Máxima distância de $R \tan \theta_0$ abaixo do centro do contato (Ciantia et al., 2015).	46
Figura 3.7 – Quebra e inserção de novas partículas (Ciantia et al., 2015).	48
Figura 3.8 – Equipamento para ensaio de compressão unidimensional (Dias, 2001).	50
Figura 3.9 – Influência da velocidade – Parâmetros da amostra: $E = 109$ e $\phi = 64^\circ$.	51
Figura 3.10 – Equipamento utilizado no ensaio de cisalhamento direto de grande escala (Dias, 2001).	52
Figura 3.11 – Estabilização das amostras: (a) $E = 14E+07$ Pa e $\phi = 30^\circ$; (b) $E = 14E+09$ e $\phi = 30^\circ$.	53
Figura 3.12 – Esquema do ensaio de cisalhamento virtual.	54
Figura 3.13 – Comparação de medições na caixa e na esfera.	55

Figura 4.1 – Comparação do comportamento de uma amostra devido ao Poisson – $E = 108$ e $\phi = 30^\circ$.	56
Figura 4.2 – Comparação do comportamento de uma amostra devido ao Ângulo de Atrito – $E = 108$ e $\nu = 0,3$.	57
Figura 4.3 – Comparação do comportamento de uma amostra devido ao módulo de Young – $\nu = 0,3$ e $\phi = 55^\circ$	57
Figura 4.4 – Comportamento assintótico do comportamento de compressão em relação ao ângulo de atrito para uma tensão normal de 400 kPa – $E = 108$, $\nu = 0,3$.	59
Figura 4.5 – Comparação do comportamento de compressão devido ao módulo de Young em escala log – $\nu = 0,3$ e $\phi = 53^\circ$.	59
Figura 4.6 – Relação entre o módulo de Young e tensão necessária para provocar uma deformação de 1,5% - $\phi = 53^\circ$, $\nu = 0,3$.	61
Figura 4.7 – Resultado do ensaio de compressão unidimensional - $\phi = 53^\circ$ e $\nu = 0,3$	62
Figura 4.8 – Relação entre força limite e módulo de Young.	64
Figura 4.9 – Ensaio de compressão com quebra – $E = 14 \times 10^7$ e $\phi = 53^\circ$.	64
Figura 4.10 – Granulometrias inicial e final do ensaio de compressão unidimensional	65
Figura 4.11 – Granulometrias inicial e final do ensaio de compressão unidimensional com material de Itapebi (Dias, 2001).	65
Figura 4.12 – Esquema de ensaio de rolamento	68
Figura 4.13 – Influência do ângulo de atrito - $E = 14 \times 10^9$ e $\kappa = 0$.	69
Figura 4.14 – Influência da rigidez rotacional - $E = 14 \times 10^9$ e $\kappa = 0$.	70
Figura 4.15 – Influência da rigidez rotacional.	71
Figura 4.16 – Influência do ângulo de atrito – $E = 14 \times 10^9$ e $\kappa = 0$.	72
Figura 4.17 – Influência do módulo de Young – $\phi = 10^\circ$ e $\kappa = 0$.	73
Figura 4.18 – Influência do módulo de Young – $\phi = 30^\circ$ e $\kappa = 0$.	74
Figura 4.19 – Anomalia no comportamento das partículas devido a Young muito baixo.	75
Figura 4.20 – Influência da rigidez rotacional (κ_{rot}) – $E = 14 \times 10^9$ e $\phi = 10^\circ$.	76
Figura 4.21 – Calibração do Ensaio de Cisalhamento.	77

LISTA DE SÍMBOLOS

A_F – Área de contato entre as partículas

F_{lim} – Força limite para quebra

d_0 – Diâmetro de referência

e_i – Coeficiente de restituição

r_H – Raio de contato entre partículas

d – Diâmetro das partículas

E - Módulo de Young

m – Parâmetro do material

R – Raio da partícula

I_s – Resistência a compressão puntiforme

β_i – Taxa de amortecimento viscoso

κ_{mob} – Força mobilizada dos grãos

σ_c – Resistência a compressão uniaxial

σ_{lim} – Tensão limite para quebra

σ_t – Resistência a tração uniaxial

κ_{rot} – Rigidez a rotação

ν – Coeficiente de Poisson

ϕ – Ângulo de Atrito

χ – Parâmetro de propriedades micro estruturais dos parâmetros

κ – Força intrínseca dos grãos

1. INTRODUÇÃO

1.1 CONTEXTO GERAL

O crescimento populacional bem como o aumento de atividades comerciais e industriais eleva a necessidade de energia elétrica de uma região. Estima-se que, atualmente, a demanda de energia elétrica no Brasil varia anualmente de 3.000 a 4.000 MW. A fim de suprir tal demanda no país, onde o potencial hidráulico é bastante elevado, uma das maneiras utilizadas é o emprego de hidroeletricidade cujo objetivo é a conversão do fluxo natural da água em eletricidade. Desta forma, grande parte da matriz energética brasileira pauta-se neste tipo de energia. Neste contexto, surgem as barragens visto que um de seus principais objetivos é o represamento de água para o aproveitamento hidrelétrico pela regularização de vazões, além de abastecimento de água, controle de inundações, e, até mesmo, irrigação.

Uma barragem pode ter diferentes constituições o que irá classificá-la em barragem de concreto ou barragem geotécnica. As barragens geotécnicas, por sua vez, subdividem-se em barragens de terra e barragens de enrocamento, sendo estas barragens aquelas em que há predominância de material rochoso em sua seção, consistindo sua impermeabilização em membrana externa, que pode ser, por exemplo, de concreto ou asfalto, ou em núcleo interno de argila.

Para execução do projeto de uma barragem de enrocamento, geralmente, utilizam-se programas computacionais que exigem determinados parâmetros geotécnicos e baseiam seu funcionamento no método dos elementos finitos. A ideia central deste método é discretizar a barragem, considerada, portanto, contínua, representando-a por um conjunto de elementos conhecidos.

Apesar da consideração como meios contínuos para execução de seus projetos, os enrocamentos são, assim como o solo, essencialmente discretos, ou seja, sua formação é composta por partículas que interagem por meio de contatos mecânicos. O problema desta consideração está no fato de materiais granulares, ao contrário dos materiais contínuos, apresentarem comportamentos bastante distintos de acordo com a circunstância a que estão submetidos. Observou-se, por exemplo, acumulação de lentas deformações nos enrocamentos ao longo de décadas, além do colapso da face quando submersa, dentre outros.

Percebe-se, assim, que o comportamento dos enrocamentos é complexo, não sendo, desta forma, suficiente o seu tratamento como contínuo. Neste contexto, surge a necessidade da

aplicação do método dos elementos discretos para projeto e análise das barragens de enrocamento uma vez que a principal característica deste método é o controle das respostas complexas por leis simples de contato entre partículas. Desta forma, é possível simular quebras e fraturas de partículas, além de prever o comportamento da mecânica granular.

A aplicação do método dos elementos finitos aos enrocamentos, além disso, exige a determinação de parâmetros que são mantidos constantes ao longo de toda a simulação, ou seja, mesmo havendo acumulação de deformações ou quebra, estes parâmetros são considerados invariáveis. Além disso, sabe-se que a obtenção destes parâmetros se dá de forma aproximada tendo em vista a dificuldade de ensaiar amostras tão grandes, sendo, portanto, os parâmetros obtidos por ensaios em escalas reduzidas que buscam reproduzir o comportamento do material. Este procedimento inevitavelmente agregará erros à simulação, aumentando, assim as incertezas associadas à utilização do método dos elementos finitos nos enrocamentos.

1.2 MOTIVAÇÃO

Parâmetros de enrocamentos necessários para execução de projetos são difíceis de serem determinados devido à dificuldade de manipulação de grandes partículas para montagem de amostras, bem como devido à falta de equipamentos gigantescos para realizar os ensaios. Assim, devido a essa realidade, poucos ensaios são executados.

A fim de suprir a falta de ensaios para determinação dos parâmetros, adotou-se solução que busca adaptar as amostras aos equipamentos existentes, utilizando para isto granulometria inferior à real. Assim, os ensaios, que deveriam ser feitos para a granulometria real dos enrocamentos, são feitos em menor granulometria de forma que se adequem aos equipamentos disponíveis para os ensaios. Este procedimento, entretanto, é complicado e arraigado de imprecisões e incertezas, pois os parâmetros obtidos referem-se a materiais distintos dos quais deseja-se realmente conhecer o comportamento. Além disso, não é conhecida a relação entre os parâmetros da granulometria ensaiada e a granulometria real.

Percebe-se, desta forma, a necessidade de estabelecer parâmetros para os materiais dos enrocamentos que melhor se aproximem às condições reais. Assim, baseando-se nos ensaios existentes, a principal motivação desta dissertação consiste em simular o comportamento dos enrocamentos a partir de suas partículas, sistematizando a forma pela qual os parâmetros

obtidos em uma granulometria menor se relacionam com os parâmetros reais, considerando a quebra de grãos.

1.3 OBJETIVOS

1.3.1 OBJETIVO GERAL

O objetivo geral desta dissertação consiste na análise da maneira pela qual parâmetros a nível de grãos, oriundos do comportamento complexo do material, influenciam nos parâmetros macroscópicos dos enrocamentos.

1.3.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

- Levantar e analisar de dados de ensaios de enrocamentos existente na literatura;
- Realizar estudo teórico acerca dos parâmetros microscópicos de partículas;
- Simular os dados analisados da forma mais adequada à realidade;
- Observar a influência dos parâmetros a nível de grãos no comportamento macroscópico de um enrocamento.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 BARRAGENS E ENROCAMENTOS

Uma barragem pode ser definida como um elemento estrutural construído transversalmente à direção de escoamento de um curso d'água com o objetivo de criar um reservatório artificial para acumular água (Marangon, 2004). Define-se enrocamento, por sua vez, como uma aglomeração de partículas de rocha, sendo suas dimensões compreendidas entre 1 cm e 2 m (Deluzarche e Cambou, 2006). Trata-se de um conceito atual que sofreu alterações ao longo dos anos, devido a experiência adquirida no manuseio deste elemento e do desenvolvimento de técnicas construtivas (Affonso, 2004). Inicialmente, por exemplo, Terzaghi e Peck (1967) classificaram uma partícula originada do fragmento de uma rocha sã como enrocamento baseado no seu peso, que deveria estar entre 13 kg e 18 t, e não no seu tamanho, como é feito atualmente.

2.1.1 BREVE HISTÓRICO

As barragens estão intimamente ligadas ao crescimento e declínio das civilizações ao longo da história e, com o passar do tempo, suas técnicas construtivas foram evoluindo. Durante o século XIX, importantes avanços nas técnicas de dimensionamento aconteceram. Engenheiros franceses começaram a incorporar aproximações racionais às suas análises de forças, defendendo que as pressões em uma barragem devem ser levadas a limites específicos e que a estrutura deve ser dimensionada para suportar escorregamento.

No século XX, grandes avanços foram feitos. Os norte-americanos fizeram importantes progressos nas construções de aterro e a nova tecnologia de barragens de enrocamento deram novo impulso aos Estados Unidos (Jansen, 1980). A primeira vez que um maciço de enrocamento foi utilizado como elemento principal de uma barragem foi em Serra Nevada, Califórnia (Davis e Sorensen, 1974).

No que se refere às barragens de enrocamento, a divisão histórica do seu desenvolvimento é feita em três partes. O período inicial, compreendido entre os anos de 1850 a 1940, é representado pela utilização de aterros constituídos de enrocamento lançado, sem compactação. O período de transição, que abrange os anos entre 1940 e 1965, caracteriza-se por uma experimentação agressiva, através das técnicas inovadoras de projeto e construção, e pela

comprovação da importância da compactação no processo construtivo. Por fim, o período recente, que se iniciou em 1965 e se estende até os dias atuais, há um refinamento dos projetos de enrocamento, guardando uma certa padronização (Coke, 1984).

A primeira barragem de enrocamento construída no Brasil foi a barragem de Furnas, iniciada em 1958. Ao longo dos últimos anos, foram construídas 40 barragens de enrocamento, sendo 29 com núcleo de argila, 9 com face de concreto e 2 com núcleo asfáltico (Donadon, 2015).

2.1.2 CARACTERÍSTICAS GERAIS E COMPORTAMENTO DOS ENROCAMENTOS

O enrocamento é constituído por rocha sã britada, geralmente, com granulometria bem uniforme. Destacam-se com os mais importantes atributos dos enrocamentos, sua baixa compressibilidade e a alta resistência ao cisalhamento (Silva, 2007). Segundo Sowers et al. (1965), o comportamento de um enrocamento caracteriza-se pelo acúmulo de lentas deformações através de muitas décadas (apud Oldecop e Alonso, 2001). Assim como nos solos arenosos e granulares, existem algumas características que irão influenciar diretamente a resistência e o grau de deformação dos enrocamentos. As principais características são: mineralogia, resistência da rocha, faturamento dos blocos, índice de vazios, forma e textura dos blocos, saturação, tamanho dos blocos, velocidade de carregamento e magnitude das tensões aplicadas (Dias, 2001). Nota-se, desta forma, que o comportamento de uma estrutura de enrocamento sofre influência direta da rocha-mãe que o formou.

Além desses parâmetros, pode-se acrescentar ao comportamento de um enrocamento a alta taxa de quebra de suas partículas, o que não é observado para areias, exceto em estados de elevadas tensões. Segundo Terzaghi (1960), uma possível razão para as grandes deformações dos enrocamentos seria, então, a quebra de partículas em regiões próximas a elevadas tensões de contato que se rearranjam de modo a formar uma estrutura mais estável.

Várias barragens de enrocamento foram construídas no início do século XX. Nesta fase algumas apresentaram mau comportamento devido à ocorrência de vazões elevadas e surgimento de grandes deformações após o período de construção. Tais problemas foram relacionados ao enchimento do reservatório e molhagem dos contatos dos blocos de rocha. Provou-se à época que a molhagem dos contatos provocava perda de resistência dos blocos de

rocha, levando à quebra dos grãos. Sugeriu-se, então, a molhagem inicial dos maciços de enrocamento. Tal prática acentuou o esmagamento dos blocos uma vez que os contatos eram enfraquecidos, fato que diminuía os recalques seguintes (Affonso, 2004). Sabe-se atualmente que, além disso, durante a construção de uma barragem, o enrocamento é compactado camada por camada até que atinja a densidade e inclinação desejadas. Gradualmente, a carga vertical nas camadas mais inferiores é aumentada devido a compactação de novas camadas superiores até que se atinja a altura necessária. Esse procedimento resulta em uma elevada carga nas camadas inferiores, provocando a quebra de partículas (Sharma et al, 2011).

Clements (1981), em testes de carga constante, observou que a deformação nos contatos entre partículas de um enrocamento é dependente do tempo, ou seja, quanto maior o tempo transcorrido, maior a deformação observada nos contatos. Além disso, se, após algum tempo sob carga constante, houver molhagem, deslocamentos adicionais ocorrerão. Comparando estes resultados com os resultados de Sowers (1965), notou-se que, tanto as deformações dependentes do tempo quanto a colapso das rochas estão associadas ao fenômeno de quebras de partículas (Oldecop e Alonso, 2001).

O elevado nível de quebra dos enrocamentos deve-se a existência de fraturas existentes nas partículas do enrocamento que são submetidas a elevadas forças de contato. Desta forma, quanto maior a partícula, maior a possibilidade de a partícula quebrar (Deluzarche e Cambou, 2006).

De forma geral, a quebra dos blocos de rocha altera as características de deformabilidade dos enrocamentos. Tal fato ocorre devido à alteração da granulometria consequente do processo de quebra, decorrendo em alteração do índice de vazios do material. Ao quebrar, pedaços menores de rocha ocuparão os vazios antes existentes. Desta forma, o imbricamento do enrocamento poderá ser elevado, aumentando sua resistência. Destaca-se, entretanto, que o processo de quebra pode ocasionar deformações elevadas durante o processo de rearranjo e quebra de blocos (Dias, 2001).

2.1.3 ESTUDOS E MODELOS CONSTITUTIVOS ACERCA DOS ENROCAMENTOS

Devido a sua ampla utilização e importância, existem diversos tipos de estudos e modelos constitutivos que buscam caracterizar o comportamento de um enrocamento. Modelos constitutivos definem a relação entre estímulos externos e as respostas do material (Bolton et al., 2008). Tratam-se de aproximações teóricas para o que se observa na realidade, baseado em certas premissas de acordo com determinados princípios teóricos, aproximações matemáticas e observações de campo ou laboratório.

Segundo Jing e Stephansson (2006), o desenvolvimento de um modelo constitutivo deve atender a dois requisitos principais. O primeiro requisito diz respeito a necessidade que o modelo tem de capturar o comportamento das rochas encontrados nos ensaios de laboratório e observações de campo, com limites aceitáveis de tolerância, no que diz respeito às tensões e deformações características dos problemas de engenharia. O segundo requisito trata da necessidade que o modelo tem de simular o comportamento da rocha sob condições gerais de carregamento e os caminhos de tensões e deformações associadas sem violar a segunda lei da termodinâmica.

Patton (1966) correlacionou em seu modelo a rugosidade da rocha com a força de cisalhamento na superfície de uma fratura, assumindo que a rugosidade na superfície de uma fratura tem a mesma forma e um ângulo de inclinação i , que representa o efeito do ângulo de dilatância. O esquema do modelo está esquematizado na Figura 2.1 a seguir.

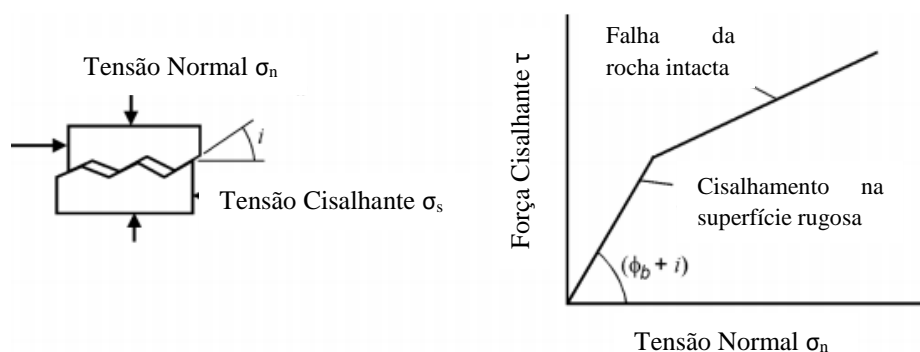


Figura 2.1 – Modelo de Patton (modificado - Patton, 1966).

Ladanyi e Archambault (1969), por sua vez, consideraram, em seu modelo, variação do ângulo de dilatação i , de acordo com a magnitude da força normal, e efeito de imbricamento entre os grãos, causado pela rugosidade de cada partícula.

Mais recentemente, Oldecop e Alonso (2001) sugeriram um mecanismo básico de deformação volumétrica baseado na propagação de fraturas. Essa deformação é capaz de explicar fisicamente a dependência do tempo e a influência da tensão e da ação da água em deformações e quebras de um enrocamento. Segundo os autores, a rigidez do enrocamento durante a compressão depende da sucção, aumentando com o aumento desta, e, o aumento da umidade, reduzindo a sucção, depende da pressão confinante aplicada na amostra.

Um comportamento dependente do tempo intrínseco do enrocamento surge do modelo proposto pelos autores, desde que a velocidade da propagação de fratura subcrítica, função das tensões de contato e da umidade da rocha, determine a taxa de deformação do enrocamento. Se o enrocamento for molhado sob baixas tensões, o material não sofrerá deformações de modo geral, mas se a tensão aumenta, as fraturas irão surgir com um rápido aumento na sua velocidade de propagação.

Por meio de ensaios, os autores provaram que a maior parte da água utilizada para molhagem do enrocamento, foi armazenada dentro das partículas de rocha, isto é, em seus poros, preenchendo suas fraturas, e somente uma pequena parte estava presente nos vazios existente entre as partículas. Assim, os autores consideraram como componente fundamental para análise do comportamento do enrocamento a sucção total. Trata-se de uma variável constitutiva fundamental se considerada sob um ponto de vista termodinâmico, pois pode se considerar uma medida do potencial químico da água que influencia a taxa da tensão de reação de corrosão, que será maior quanto maior o potencial químico da água. Um aumento na taxa de reação produz não só um aumento na taxa de deformação do enrocamento, mas também na deformação para o colapso. Existe, portanto, segundo os autores, uma correlação entre a deformação e a sucção total no enrocamento. Assim, qualquer situação que conduzisse a uma alteração na umidade das partículas de rocha é suficiente para causar deformações colapsíveis e aumentar a conformidade do material contra carregamentos futuros.

Varadarajan et al. (2003), por sua vez, realizaram ensaios triaxiais de grande escala em materiais de enrocamento para desenvolver um modelo constitutivo baseado em uma teoria elasto-plástica de modo a prever sua mudança de volume devido ao seu comportamento tensão-deformação. Para desenvolver seu modelo, os autores adaptaram o modelo constitutivo

desenvolvido por Desai (1994), que considera o conceito de estado perturbado (DSC) e utiliza parâmetros como forças de plastificação irreversíveis, endurecimento plástico, ângulos friccionais e degradação devido à quebra das partículas (apud Varadarajan et al., 2003).

Segundo o modelo de Desai (1994), à medida que o material, inicialmente intacto, se deforma, devido a aplicação de uma carga, sofre mudanças micro estruturais que envolvem reorientação de partículas, micro fraturas, quebra de partículas e anisotropia induzida. Nesta etapa o material pode permanecer contínuo ou tornar-se descontínuo. O limite entre estes estados é chamado estado completamente ajustado. Uma função de perturbação, então, define a resposta do material nos estados relativamente intacto e completamente ajustado (apud Varadarajan et al., 2003).

Varadarajan et al. (2003) concluíram com suas análises que o seu modelo, baseado em teorias elasto-plásticas, descrevem melhor o comportamento de um enrocamento que os modelos baseados em teorias elásticas.

Netmati et al. (2011) investigaram o ângulo de dilatância de um enrocamento, parâmetro comumente utilizado no modelo constitutivo elasto-plástico. Através de ensaios triaxiais, os autores concluíram que o ângulo de dilatância é dependente do grau de quebra do material, que aumenta sob elevada tensão confinante, pois a expansão do material é restringida. Além disso, a dilatância se relaciona diretamente com a resistência a abrasão de partículas angulosas. Em enrocamentos cujas partículas apresentam forma mais arredondada, a quebra é induzida principalmente em elevadas pressões confinantes.

Xiao et al. (2014) definiram, por sua vez, um modelo constitutivo dependente do estado do enrocamento. Para isso, os autores investigaram o comportamento da relação de tensão e deformação de um enrocamento, do ângulo de atrito crítico e da linha de estado crítica (CSL) no plano e - $\log p'$, todos baseados em um ensaio de cisalhamento de grande escala, e testaram o modelo constitutivo de Li e Dafalias (2000), proposto para areais, que acrescenta dilatância ao conceito básico de estado crítico dos solos.

Segundo ensaios realizados por Xiao et al. (2014), a dilatância e o pico de quebra do enrocamento é muito similar ao proposto para areia de Li e Dafalias (2000). Além disso, percebeu-se que o ângulo de atrito crítico do enrocamento diminui com um aumento da pressão confinante inicial. As linhas de estado críticas do enrocamento analisado crescia com o aumento

do índice de vazios inicial, fato atribuído a alterações na curva granulométrica devido à quebra de partículas.

O modelo proposto pelos autores mostrou-se aplicável para simular o comportamento dependente do estado de dilatância, tensão-deformação, e ângulo de atrito mobilizado de um enrocamento para diferentes densidades e pressões.

2.2 A ASPECTOS MICROMECAÑICOS REAIS QUE INFLUENCIAM NO COMPORTAMENTO MACROMECAÑICO DE UM MATERIAL

O mecanismo mais importante de deformação de uma massa de solos trata-se do deslizamento relativo entre suas partículas. A resistência ao esforço cortante entre duas partículas é tensão que se deve mobilizar de forma que se produza um deslizamento relativo. A resistência tangencial total, função do número de contatos do material, por sua vez, é proporcional à força normal exercida entre as partículas em contato (Lambe e Whitman, 1969). A resistência ao cisalhamento, desta forma, é bastante influenciada pela resistência tangencial dos contatos entre partículas, sendo o grau de acomodação entre partículas também contribuinte para a resistência total (Neves, 2009).

Assim, as características microscópicas dos solos, como o tamanho dos seus grãos, forma das suas partículas, granulometria, dentre outros, e os fenômenos micro mecânicos relacionados ao solo, como seu grau de saturação, cimentação e quebra, influenciam a sua geomecânica (Zuluaga, 2014). Tal fato acontece, pois, conforme definido pelo método dos elementos discretos, os contatos entre as partículas do meio que se está analisando é muito importante, explicando, muitas vezes, comportamentos complexos do material. Assim, analisar os aspectos micro mecânicos associados aos contatos da partícula é fundamental para compreensão do comportamento geral do material.

O arranjo das partículas, por exemplo, define a forma pela qual as partículas, e conseqüentemente os contatos, estão organizados. Assim, o arranjo das partículas relaciona-se diretamente com a transmissão das tensões distribuídas no material. A cimentação, por sua vez, restringe o movimento entre partículas nos contatos devido às forças químicas que surgem ali. Desta forma, Zuluaga (2014) afirma que a rigidez de alguns materiais será aumentada devido ao efeito de cimentação.

A presença de meniscos nos contatos entre partículas, advindos da não saturação do material, sujeita as partículas a um estado de tensão negativa. Assim, esta presença de meniscos influencia a tensão efetiva, a resistência e a rigidez do mesmo (Zuluaga, 2014).

A distribuição granulométrica do material determinará a forma pela qual os vazios serão preenchidos. Materiais bem graduados apresentam menor índice de vazios, visto que as partículas menores ocuparão os vazios deixados pelas partículas maiores. Conseqüentemente, há maior entrosamento entre os grãos, ocasionando maior ângulo de atrito (Neves, 2009). Além disso, o fenômeno microscópico da quebra de partículas relaciona-se também com a distribuição granulométrica do material visto que em materiais mal graduados este fenômeno se dá com maior intensidade (Zuluaga, 2014).

O tamanho das partículas, na geotecnia clássica, é um parâmetro qualificado como determinante para a compreensão do desempenho do material. Nakata et al. (2001), em seus estudos, evidenciam a relação deste parâmetro com a quebra de partículas, visto que explica o início do processo que será mais rápido para partículas cujo tamanho é maior.

A Figura 2.2 a seguir esquematiza os aspectos micro mecânicos que influenciam no comportamento do material.

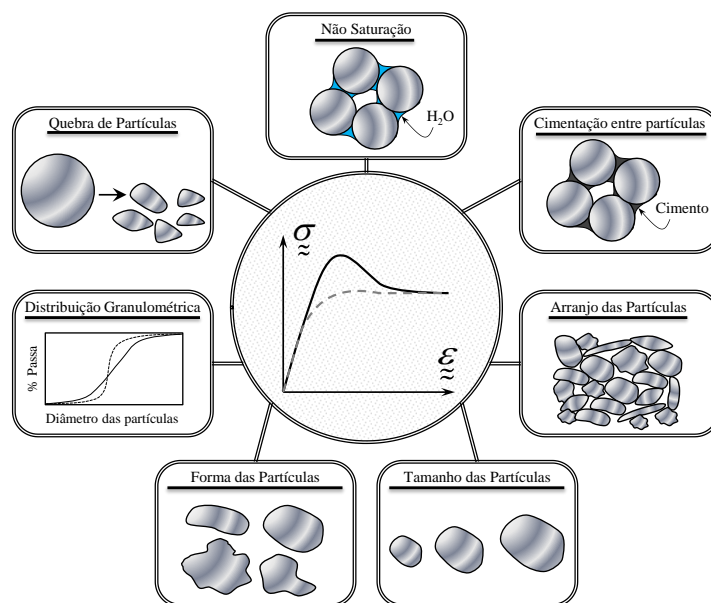


Figura 2.2 – Influências micromecânicas (Zuluaga, 2014).

2.2.1 TAMANHO DOS GRÃOS

Um parâmetro importante para entendimento do comportamento de um material é o tamanho dos seus grãos. Além disso, esse parâmetro também pode ser utilizado para classificação como indicador de possíveis fenômenos físicos (Zuluaga, 2016).

Uma explicação clássica do efeito do tamanho dos grãos em uma amostra está associada ao conceito das quebras da amostra. Falhas são entendidas como consequência da total propagação de um defeito existente ou rachadura no material. Se em determinada massa rochosa há uma grande distribuição de falhas de diferentes tamanhos, maior a probabilidade dessa massa quebrar, ou seja, o tamanho da partícula e o tamanho da possibilidade de falha máxima são equivalentes. Assim, o fraturamento da rocha depende do tamanho da partícula (Alonso et al., 2012). Quanto maior a partícula, maior serão suas chances de quebra.

Além disso, em aplicações geomecânicas, a resposta do sistema a carregamentos externos é o que mais interessa (Ciantia et al., 2015). Torok et al. (2005) realizaram estudos de modo a determinar a forma pela qual as forças e respostas do material são dependentes da sua granulometria. Assim, segundo os autores, a força máxima é inversamente proporcional ao número de partículas em uma determinada seção. Desse modo, se muitas partículas pequenas forem adicionadas, as cargas serão transmitidas por muitos pequenos contatos. Se, ao contrário, partículas maiores forem adicionadas, o número de contatos diminui e, então, a força máxima aumenta. Percebe-se assim que, segundo Torok et al. (2005), as partículas maiores participam de forma muito mais intensa na transmissão de forças através do material granular que as partículas menores.

2.2.2 FORMA DOS GRÃOS

Entender o comportamento dos solos exige o conhecimento da forma das partículas que o compõe, pois, este comportamento é intrinsecamente dependente das características das partículas. O comportamento macroscópico dos materiais granulares é resultado da interação entre partículas, sendo tais mecanismos micro mecânicos função da forma das partículas (Zuluaga, 2014).

Existem três principais características quando se refere à forma das partículas. Inicialmente, a esfericidade refere-se a forma geral da partícula. Trata-se de um parâmetro que

traduz a similaridade entre o comprimento, a largura e a altura da partícula. O arredondamento, por sua vez, é quantificado como a relação entre o raio médio de curvatura de características de superfície e o raio da maior esfera inscrita na partícula. Esta propriedade, portanto, mostra a escala das características principais de superfície. Por fim, a rugosidade traduz a textura das partículas em relação aos seus raios. (Cho et al., 2006)

Encontraram-se na literatura alguns estudos que revelam como a forma das partículas pode influenciar o comportamento do material. Estes estudos, entretanto, em sua maioria restringem-se ao comportamento de solos arenosos. Apesar disso, tais estudos são importantes para que se possa notar que existem influências significativas da forma dos grãos no comportamento geral do material. A Figura 2.3 a seguir mostra, por exemplo, resultado dos estudos de Chuhan et al. (2003) que revelam os efeitos da variação da forma das partículas na compressibilidade de materiais granulares com diâmetros similares.

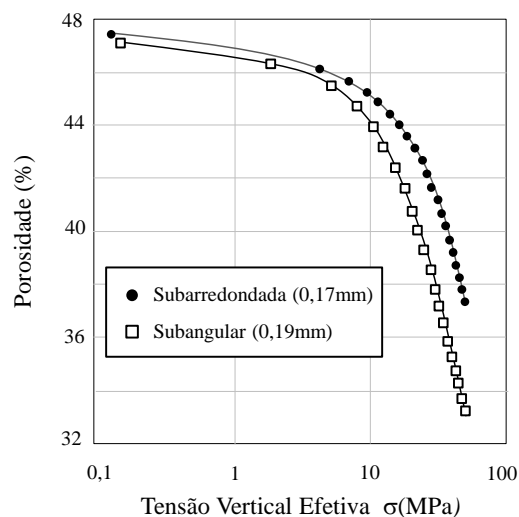


Figura 2.3 – Efeito da forma na compressibilidade de areias (Chuhan et al., 2003)

Cho et al. (2006), por sua vez, em seu estudo avaliam os efeitos da forma das partículas na densidade e no comportamento dos solos arenosos. O aumento do arredondamento, por exemplo, eleva o ângulo de atrito no estado crítico, assim como os índices de vazio extremos, ou seja, índice de vazios máximo e mínimo. Além disso, os autores também destacam a redução do índice de compressibilidade devido a regularidade da forma das partículas do material. Assim, conclui-se neste estudo, que como exercício de caracterização do material, a forma das partículas deve ser sempre avaliada visto que exerce significativa influência no comportamento do material.

2.2.3 QUEBRA DAS PARTÍCULAS

A quebra das partículas é um fenômeno que acontece em escala microscópica. Trata-se do faturamento das partículas após alcançarem determinado nível de tensões. Determinadas características definem este processo como gradação e tamanho das partículas, mineralogia e nível de tensões (Zuluaga, 2014).

Tudo na natureza tende a um estado de menor energia. Assim, a quebra de partículas ocorre em consequência da busca do material de encontrar este estado de maior equilíbrio, ou seja, havendo maior número de contatos entre as partículas, resultado da quebra, as cargas se distribuirão de melhor forma no material. Oldecop e Alonso (2007), utilizando-se do conceito de propagação de fissuras, consideram a quebra retardada de partículas de rocha como o caminho a um rearranjo estrutural granular cujo objetivo é encontrar uma nova configuração de equilíbrio. Em seus estudos, os autores mostraram que em enrocamentos, por exemplo, fragmentos se encaixariam de forma mais eficiente em vazios pré-existentes, permitindo, assim, maior densificação do material.

A resistência de um sólido a quebra por fratura é determinada pelo surgimento de falhas no seu ponto mais fraco. As quebras levam ao amolecimento dos materiais e acréscimo de tensões de compressão à medida que os fragmentos gerados formam uma melhor gradação dos grãos. Os novos grãos gerados irão se encaixar de melhor maneira nos espaços preenchidos anteriormente por gases e/ou líquidos, formando uma estrutura com acondicionamento mais compacto (Knok e Bolton, 2013).

A mineralogia pode influenciar o processo de quebra de partículas a partir do momento em que se relaciona com a facilidade de quebra, possibilitando, assim, a determinação da velocidade com que acontecem os processos, além de definir o tipo de fragmentação que ocorrerá (Zuluaga, 2014). A influência da mineralogia na quebra das partículas que compõe os materiais está ilustrada na Figura 2.4 a seguir.

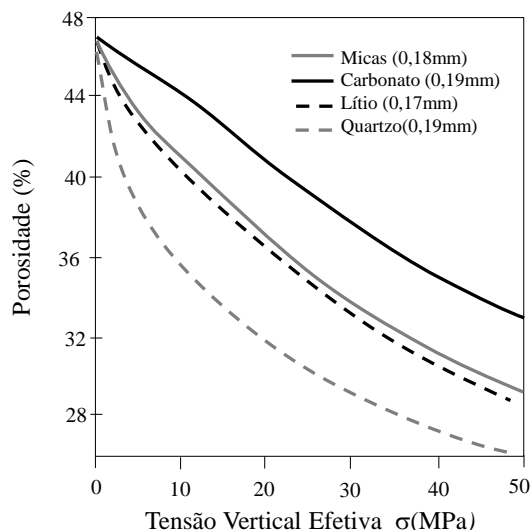


Figura 2.4 – Comportamento de compressão unidimensional de areias (Chuhan et al., 2003).

2.3 MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS

Para simular um sistema, duas aproximações podem ser realizadas. Na primeira aproximação, o meio é tratado como contínuo e o seu comportamento é descrito por leis constitutivas, expressas na forma de equações que correlacionam parâmetros mecânicos de tensão e deformação. No caso de materiais granulares, essa aproximação assume que o meio é contínuo e completamente preenchido, sem espaços vazios. Na outra aproximação, o meio é tratado como discreto, formado por um conjunto de partículas individuais e independentes (Safuryn, 2016).

O solo é um meio essencialmente granular. Um dos problemas que se encontra na análise dos meios granulares deve-se ao fato da dificuldade de se representar de maneira confiável sua sensibilidade bem como suas propriedades. Uma análise rigorosa do comportamento desses meios é cientificamente desafiadora devido à natureza homogênea das partículas (Hassanpour e Pasha, 2015), mas extremamente necessária, visto a grande influência de aspectos micro mecânicos no comportamento macro do material.

O uso de aproximações discretas foi introduzido em 1956 por Alder e Wainwright, através de estudos da dinâmica molecular para investigar o movimento de átomos e moléculas. O método dos elementos discretos aplicado à modelagem de solos foi apresentado pela primeira vez em 1979 por Cundall e Strack. Segundo os autores, um meio granular é composto por partículas distintas que se locomovem independentemente das outras, interagindo entre si

somente nos pontos de contato. O comportamento do solo, segundo apresentado, era, então, representado por discos ou esferas. O que diferencia o método dos elementos discretos da mecânica molecular é a inserção de seis graus de liberdade às partículas, adoção de partículas com formatos esféricos ou complexos e uso de modelos de contato avançados.

De acordo com O’Sullivan (2011), o método dos elementos discretos trata-se de uma modelagem numérica ou simulação computacional aproximada capaz de analisar solos e outros materiais granulares, sendo sua principal característica o fato de considerar individualmente as partículas constituintes do meio, além de suas interações. Assim, ao contrário do método dos elementos contínuos, amplamente empregado na modelagem dos solos em Geotecnia, o método dos elementos discretos analisa determinado meio como uma união de partículas, sendo cada uma caracterizada por suas próprias propriedades mecânicas e por sua geometria definida.

2.3.1 VANTAGENS E DESVANTAGENS DO MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS

O comportamento macroscópico do solo é resposta da atividade microscópica individual das partículas que o compõe. Isso significa que para se obter uma melhor compreensão dos sistemas particulados e suas funcionalidades, as interações entre as partículas no nível microscópico devem ser analisadas (Zhu et al., 2007). Segundo Zuluaga (2016), este método, portanto, permite avaliar o comportamento físico e mecânico dos materiais granulares uma vez que possibilita o entendimento das propriedades micromecânicas das partículas, além da interação entre as mesmas.

Sabe-se que analisar partículas individualmente para examinar o comportamento de um material é extremamente complicado por meio de um ensaio de laboratório. Desta forma, modelar o comportamento de partículas através de simulações numéricas é muito eficaz. Além disso, o uso de simulações computacionais fornece um método mais eficiente em termos de custo como alternativa para os ensaios de laboratório uma vez que não são necessárias amostras físicas ou equipamentos reais (Hassanpour e Pasha, 2015). Acrescenta-se ainda que essas simulações fornecem informações dinâmicas, como as trajetórias e as forças transientes atuando em cada partícula (Zhu et al., 2007).

Poschel e Schwager (2005) destacam, por sua vez, que a partir do momento em que não há uma teoria que seja confiável no que diz respeito ao comportamento dos materiais granulares em equipamentos técnicos, as simulações numéricas, utilizando o método dos elementos discretos, podem ser usadas para prever e otimizar a função desses equipamentos antes mesmo que sejam construídos. Além disso, experimentos com equipamentos de engenharia são, normalmente, caros, demorados e, em alguns casos, perigosos. Assim, nesses casos, as simulações numéricas podem complementar ou até mesmo substituir experimentos reais. Além disso, as simulações computacionais permitem que não haja limitações nos ensaios devido, por exemplo, ao tamanho das partículas, podendo as simulações serem feitas em seus tamanhos reais (Donzé et al., 2009).

O'Sullivan (2011), além de destacar a vantagem de aplicar carregamentos e deformações a amostras virtuais de modo a simular testes de laboratórios, monitorando e analisando o comportamento de cada partícula, responsáveis pelo comportamento complexo do material, cita também como vantagem o fato de ser possível analisar mecanismos envolvidos em problemas de grandes deformações e deformações localizadas. Esses problemas não são facilmente modelados com a utilização do método dos elementos finitos. O surgimento de falhas na geomecânica, geralmente, envolve grandes deslocamentos e deformações. O método dos elementos discretos pode revelar a influência e importância desses mecanismos.

Safuryn (2016) destaca como motivos para se usar o método dos elementos discretos a necessidade de se analisar o comportamento das partículas para se avaliar o comportamento complexo dos materiais granulares, o fato do método modelar precisamente a micromecânica dos materiais granulares e, por fim, o fato do método superar as dificuldades encontradas pelas leis constitutivas. No caso dos meios granulares, as leis constitutivas relacionando tensão e deformação são geralmente inexistentes ou muito complexas.

Apesar, todavia, dos pontos positivos apresentados, existem algumas limitações e desvantagens oriundas da utilização do Método dos Elementos Discretos. Ardiç (2006) apresenta, como uma das maiores desvantagens do método, a dificuldade de configuração da geometria dos modelos uma vez que os métodos de geração de amostra ainda são limitados. Além disso, o autor também cita o tempo computacional excessivo necessário para realização das simulações, o que torna inviável a simulação de alguns problemas maiores, a necessidade de estudos de calibração para determinação das propriedades dos materiais e, por fim, a disponibilidade de programas computacionais focados no método dos elementos discretos ainda

é muito pequena quando comparado à disponibilidade de programas focados no método dos elementos finitos que apresenta uma grande variedade de programas.

Segundo Kuhn (2013), por sua vez, dentre as desvantagens desse método, cita-se a dificuldade de criar e calibrar formas reais de partículas, uma vez que na maioria das simulações utilizam-se partículas esféricas. Além disso, o autor também destaca a não modelagem de textura, rugosidade e angulosidades das partículas, o fato de os contatos entre as partículas serem extremamente idealizados e, por fim, a impossibilidade de quebra das partículas, devendo-se providenciar algoritmos de substituição ou clumps para simulação da quebra.

Além disso, Safuryn (2016) destaca ainda que o método dos elementos discretos é amplamente dependente dos recursos computacionais disponíveis. Cálculos para determinação dos contatos e posições são necessários a cada passo de tempo. Esse processo demanda muito computacionalmente e será maior quanto maior a quantidade de partículas. Desta forma, apesar de um grande número de vantagens que o método possui, todas elas são amplamente limitadas pelos recursos computacionais disponíveis aos usuários.

2.3.2 PRINCÍPIOS DO MÉTODO

As partículas de um material granular interagem por meio de forças de baixo alcance, ou seja, somente por meio de contatos mecânicos. Desta forma, estabeleceu-se que a mecânica de um material granular é dirigida pelas equações de movimento de Newton (Poschel e Schwager, 2005). As leis de Newton, desta forma, são aplicadas para descrever o movimento do sistema de partículas. As interações entre a partícula e as partículas vizinhas, por sua vez, são descritas por meio da mecânica dos contatos (Hassanpour e Pasha, 2015).

Diversas técnicas numéricas têm sido usadas para modelagem dos elementos discretos nos últimos anos. Essas técnicas são classificadas como técnicas de contato não-suaves ou técnica de contatos suaves. Enquanto no método dos contatos suaves a penetração entre partículas é permitida, no método dos contatos não-suaves a penetração não é permitida (Zuluaga, 2016). No método de aproximação não-suave, utilizado para simular sistemas dinâmicos, onde a fração de sólidos é pequena, as forças entre as partículas são consideradas impulsivas e, portanto, as partículas transferem momento na colisão. Nesse método as forças entre as partículas não são consideradas. Em contrapartida, no método de aproximação suave as forças entre as partículas

são analisadas de forma precisa, devendo ser usado para sistemas quase-estáticos onde há muitas partículas sólidas, ou seja, sistemas densos (Hassanpour e Pasha, 2015).

No modelo proposto por Cundall e Strack (1979), utilizou-se o método de aproximação suave, dividindo-se a análise em duas etapas. Inicialmente, no momento em que as partículas se interpenetram levemente, as forças de interação são computadas. Em seguida, a segunda lei de Newton é utilizada para determinar a aceleração resultante, que integrada no tempo fornece a nova posição de cada partícula (Donzé et al., 2009). Apesar de parecer distante da realidade física que duas partículas se interpenetrem, o que realmente é representado com essa interpenetração é a deformação relativa das superfícies dos elementos (Cundall e Hart, 1992).

A partir do método, então, proposto por Cundall e Strack (1979), propõe-se os seguintes princípios como base do método dos elementos discretos (Kishino, 1999, Potyondy e Cundall, 2004):

1. As partículas básicas são rígidas, possuem inércia finita e podem ser descritas analiticamente;
2. As partículas podem se mover independentemente umas das outras, translacionando ou rotacionando;
3. Os programas computacionais identificam automaticamente os contatos entre as partículas;
4. O contato entre partículas ocorre em uma área infinitesimal e envolve somente duas partículas;
5. É permitido que as partículas se interpenetrem suavemente nos pontos de contato. Esta interpenetração é análoga a deformação real que ocorre entre partículas. A magnitude da deformação de cada partícula no ponto de contato é considerada pequena;
6. As forças de compressão entre partículas podem ser calculadas pelo tamanho da interpenetração entre as partículas;
7. Nos pontos de contato, é possível que haja transmissão de forças de compressão e tração entre as partículas tanto na direção normal de contato quanto na direção tangencial, ortogonal a força de contato normal;
8. Forças de tensão entre partículas podem ser calculadas considerando a distância de separação entre elas. Uma vez excedida a máxima tração para o contato, as partículas se separam e o contato é deletado;

9. O tempo considerado em uma simulação deve ser pequeno o bastante para que o seu movimento em um passo de tempo influencie somente seus vizinhos imediatos;
10. Aglomerados de partículas rígidas podem ser utilizados para representar uma única partícula, e o movimento relativo entre essas partículas pode causar deformação considerável.

2.3.3 ASPECTOS CONSIDERADOS PELO MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS

Alguns aspectos são de fundamental importância para que as simulações computacionais que utilizam o Método dos Elementos Discretos reproduzam da melhor maneira possível o que acontece na realidade. Entre os principais aspectos destacam-se os modelos de contato utilizados, forma das partículas, quebra e maneira como as amostras são geradas.

2.3.3.1 GERAÇÃO DAS AMOSTRAS

As propriedades macroscópicas de um material granular são grandemente influenciadas pelo arranjo de suas partículas (Sherwood, 1997). O empacotamento de partículas é um fenômeno natural que ocorre em várias escalas indo desde partículas em nível atômico até o nível de corpos celestes. O pacote pode estar tanto desconfinado, quando não há paredes contendo as partículas, ou confinado, quando está submetido a uma estrutura confinante. Além disso, o pacote pode ser homogêneo ou variar em tamanho e forma. O processo de empacotamento é um evento dinâmico que pode envolver diversas forças distintas. Independente da natureza do pacote de partículas, o equilíbrio estável geométrico das partículas é de interesse principal e influencia diretamente todas as propriedades do pacote. Algumas propriedades macroscópicas específicas, como a porosidade, são determinadas pela estrutura do pacote e as paredes confinantes, se existirem (Mueller, 2005). Dentre os vários métodos de geração de pacotes de partículas, alguns serão citados a seguir.

Zinchenko (1994) considera, em sua metodologia, um conjunto de esferas de mesmo tamanho, tangentes umas às outras. Cada partícula possui, pelo menos, três partículas vizinhas. Seu algoritmo, então, faz com que suas partículas dilatam, mantendo os contatos através de uma solução numérica de equações diferenciais de densificação, resultando em um deslocamento

coletivo de esferas em cada passo de tempo. De modo geral, a densificação consiste em duas etapas: a primeira quando se forma a estrutura completa de contatos e, a segunda, que é a etapa principal, quando contatos excessivos se formam e, a cada passo de tempo, contatos são quebrados de modo a continuar a densificação. O processo de geração termina quando nenhuma ligação pode ser quebrada depois que contatos excessivos se formaram.

Mueller (2005) desenvolveu, por sua vez, um algoritmo sequencial aplicável para qualquer pacote uniforme não-denso em um cilindro com diâmetro maior que duas vezes o diâmetro das partículas. As esferas são consideradas unitárias com diâmetro igual a um. Inicialmente, posicionam-se esferas uma ao lado da outra e próximas a base do cilindro. Esse procedimento foi denominado algoritmo de base. Em seguida, o algoritmo de base move-se em direção ao centro do cilindro e novas esferas são posicionadas até que todos os espaços estejam preenchidos. O número das esferas de base e seus centros são calculados por meio de equações. Pelo estudo da localização das esferas de base a partir de dados experimentais, porosidade e distribuição de poros radialmente, desenvolveu-se um parâmetro de empacotamento que combina uma variável axial e radial ao invés de determinar a localização da partícula no pacote.

Jin e Makse (2010) propõe uma visão termodinâmica para o problema do empacotamento de esferas. Apesar da inerente natureza em desequilíbrio da natureza granular, a formação de um pacote denso pode ser mapeada através de um processo termodinâmico que ocorre em uma determinada compactação onde o volume e a entropia são descontínuos. Desta forma, os autores sugeriram um algoritmo que sugere que o pacote aleatório denso é bem definido através de uma estrutura termodinâmica para materiais monodispersos friccionais ou não.

Morales et al. (2015) sugerem, por sua vez, a geração de um pacote denso de partículas com tamanhos e formas genéricas. Para obter um pacote denso, cada nova partícula é posicionada de modo que esteja em contato com outras duas partículas, para o caso de simulações bidimensionais, ou três, para simulações tridimensionais. Os problemas dos contatos são resolvidos analiticamente, utilizando a técnica de envoltória das interseções. Essa técnica consiste na localização do local geométrico descrito por um ponto c cujas rotações e translações aplicadas nele obrigam rotações e translações em uma partícula $p[c]$ definida por ele. Assim, localizado o local geométrico, encontram-se as interseções do local e, por fim, translada-se c com o objetivo de fazê-lo coincidir com elas. Este método é exemplificado na Figura 2.5.

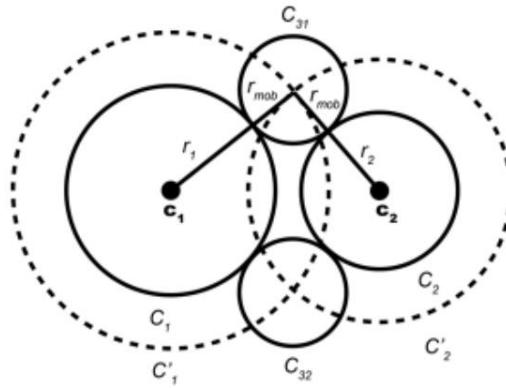


Figura 2.5 - Círculo exterior em contato com outros dois, obtidos pelo método de envoltórias de intersecção (Morales et al., 2015)

2.3.3.2 MODELOS DE CONTATO

O método dos elementos discretos utiliza forças de contato para representar a interação real entre duas partículas. Como um resultado de deslocamentos relativos entre partículas adjacentes, forças são geradas nos contatos entre elas. O comportamento força-deslocamento dos contatos depende das propriedades das partículas, seus tamanhos e as condições das suas superfícies (Thornton, 2015).

As superfícies em contato podem ser classificadas como conformes ou não-conformes. Superfícies conformes são aquelas que se encaixam perfeitamente antes de sofrerem deformação. Ao contrário, superfícies não-conformes são superfícies que possuem perfis distintos e irão interagir, inicialmente, em um único ponto. Neste último caso, a área de contato é pequena quando comparada às dimensões das partículas e, desta forma, as tensões são altamente concentradas na região de contato (Johnson, 1999). Um dos modelos mais utilizados no campo da geomecânica é o modelo de contato de Hertz baseado na aplicação da teoria elástica a corpos esféricos com superfícies não-conformes (O'Sullivan, 2011).

a) Interações Normais

O modelo mais simples de se representar contatos no método dos elementos discretos é através do uso de molas elasticamente lineares. As constantes das molas não podem ser diretamente relacionadas às propriedades dos materiais. Desta forma, onde este modelo é usado,

deve-se considerar as molas agindo como “molas de penalidade”, ou seja, usam-se molas rígidas com o objetivo de reduzir a quantidade de interpenetrações que podem ocorrer no ponto de contato (O’Sullivan, 2011).

A fim de superar a natureza não física da rigidez da mola elástica, o modelo proposto por Hertz, a partir da teoria da elasticidade, busca relacionar os parâmetros de uma mola aos parâmetros de material de uma esfera, formulando expressões para distribuição de tensões e deformações no contato entre duas partículas. Esse modelo assume um ponto inicial de contato entre dois corpos sólidos não rígidos e, então, descreve o crescimento da área de contato, as deformações da superfície e as tensões nas partículas à medida que a interação normal entre as partículas aumenta (Johnson, 1982). Assim, o modelo de contato de Hertz é um conjunto de formulações de contatos não-lineares que assume uma área de contato suficientemente pequena, quando comparada ao tamanho das partículas, e possui formato elíptico (O’Sullivan, 2011).

Uma das vantagens do modelo de Hertz está no fato de considerar a geometria e características do material das superfícies de contato que são de suma importância nas respostas dinâmicas dos contatos. Por outro lado, o modelo de Hertz apresenta também algumas limitações. Dentre elas, destaca-se o fato de, para se definir a rigidez de um contato de partículas esféricas ou elipsoides, usa-se, sem dificuldades o modelo proposto. Todavia, para áreas de contato retangulares, por exemplo, o conceito físico do parâmetro da rigidez de contato não se obtém de forma direta (Machado et al., 2012). Outro ponto fraco que pode ser destacado do modelo proposto por Hertz associa-se ao tamanho da área de contato que é muito pequena quando comparada ao raio de curvatura das superfícies em contato. Para o caso de grandes deformações, que acontecem nas regiões dos contatos, assumir a área de contato tão pequena não será totalmente verdade (Johnson, 1999).

Thornton (2015) sugere que o modelo de Hertz, inicialmente elástico, se torna plástico a partir do momento em que o centro da região de contato atinge determinado limite de tensão. Compressões futuras, a partir deste momento, resultarão em um aumento zona de deformação plástica abaixo da superfície e assim haverá uma pequena alteração da forma da distribuição de tensão. Desta forma, durante o contato normal, haverá um estágio em que a distribuição de tensões é puramente elástico, como proposto por Hertz, e em seguida, haverá um estágio plástico em que a distribuição de Hertz será truncada, definindo a tensão máxima suportada pelo estágio elástico. No caso das interações tangenciais, por sua vez, assume-se que a rigidez tangencial da partícula seria maior quanto maior a área de contato.

Walton e Braun (1986), por sua vez, sugeriram um modelo de contato que dissipa energia. Os autores argumentaram que essa dissipação representa o comportamento não-conservativo dos contatos que dissipam energia cinética a cada colisão.

O modelo de molas e amortecedores, no que lhe diz respeito, inclui um amortecedor vico-dissipativo no ponto de contato. A inserção do amortecedor age de modo a considerar a dissipação de energia devido a deformação plástica nos pontos de contato (O’Sullivan, 2011).

b) Interações Tangenciais

Modelos de contato tangenciais devem ser elaborados de modo a descrever a resposta do material antes do deslizamento chamado grosseiro, isto é, quando pelo menos uma das superfícies ainda se encontra parada, ou seja, quando se inicia plastificação, e durante o deslizamento entre ambas superfícies. A aproximação mais simples para definir a plastificação é através do modelo friccional de Coloumb que define um critério de plastificação baseado em um coeficiente de fricção. Este coeficiente é de difícil obtenção uma vez que as dimensões das partículas são muito pequenas. A natureza não-conforme do contato também dificulta a determinação deste coeficiente (O’Sullivan, 2011).

Os trabalhos de Mindlin e Mindlin e Deresiewicz formam a base dos modelos de contato tangenciais. A principal premissa desses modelos consiste em afirmar que as forças tangenciais não influenciam as forças normais que seguem o modelo descrito por Hertz. Sabe-se, atualmente, que essa premissa só é considerada verdadeira para esferas com as mesmas propriedades elásticas (Johnson, 1999). Mindlin provou que não há movimento relativo nas superfícies que são ditas “coladas”. A aplicação da força tangencial provoca uma deformação cisalhante na região adjacente da superfície de contato (Thornton, 2015).

De acordo com Mindlin e Deresiewicz, a rigidez da mola de contato tangencial depende das tensões normal e tangencial no momento da análise, da história dos carregamentos e se o carregamento tangencial está crescendo ou decrescendo (Denzo e Maio, 2003).

Thorton e Yin (1991) propuseram um modelo em que o contato das esferas se dá obliquamente, havendo coesão entre as partículas. Este modelo é utilizado para determinar o contato tangencial entre esferas, desta forma, para o cálculo da força normal, utiliza-se a teoria de Hertz.

c) Modelo de Hertz-Mindlin

Cundall e Strack (1979) propuseram, em seu trabalho, a utilização dos modelos de Hertz e Mindlin. Os contatos entre partículas eram definidos por meio de uma lei de força-deslocamento e as esferas utilizadas em seus estudos eram permitidas interpenetrar-se, correspondendo a deformação das partículas individualmente. A magnitude da interpenetração relaciona-se diretamente a força de contato entre as partículas.

Os autores propuseram, em seu modelo, para a direção normal, um sistema de mola e amortecedor linear paralelos. Para a direção tangencial, por sua vez, foi proposto um sistema de mola e amortecedor linear paralelos, em série com um deslizador. Enquanto a mola é responsável pela resposta elástica, o amortecedor responde pelas deformações plásticas. Neste modelo, os parâmetros dos materiais serão constantes de mola nas direções normal e tangencial, sendo que a dissipação devido às deformações plásticas é, geralmente, proveniente dos coeficientes de restituição das molas.

Apesar de serem considerados modelos satisfatórios, há algumas limitações no uso das teorias de Hertz e Hertz-Mindlin para solos reais. Inicialmente, destaca-se que o comportamento da superfície de contato é extremamente idealizado, não sendo encontrada na natureza, pois, demonstrou-se que, mesmo para materiais simples e manufaturados, os contatos reais entre partículas não segue a teoria elástica, ao contrário, há plastificação devido a rugosidade das superfícies e essa plastificação é mais dominante que o comportamento elástico. Além disso, provou-se que a resposta real do solo mostra que o modelo de contato de Hertz-Mindlin não simula corretamente a natureza dependente da pressão para pequenas deformações (O'Sullivan, 2011). Apesar disso, a utilização desse modelo é bastante atrativa uma vez que provê uma base racional para o desenvolvimento e aplicação no método dos elementos discretos.

d) Detecção dos Contatos

Outro aspecto importante do método dos elementos discretos é a detecção de contatos. Trata-se de um processo extremamente caro computacionalmente uma vez que envolve contínuas checagens das distâncias entre elementos na simulação.

Maior parte dos pesquisadores faz uso da checagem por meio de uma espécie de gradeamento que divide o espaço tridimensional em células, checando os contatos nos

subespaços formados, reduzindo, assim, o gasto de tempo computacional, conforme mostra a Figura 2.6 a seguir (Safuryn, 2016).

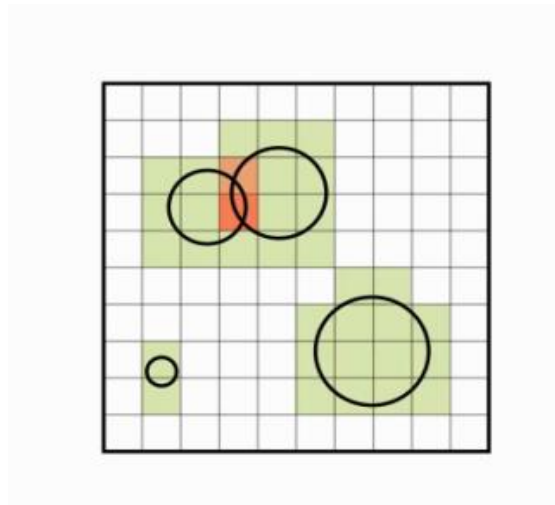


Figura 2.6 – Gradeamento para detecção de contatos (Safuryn, 2016).

O processo para a detecção de contatos segue uma sequência definida. Inicialmente, o domínio é discretizado em células tridimensionais. Normalmente, a escolha dessas células depende da distribuição granulométrica do material que se está estudando. O tamanho considerado ótimo é de 3 a 5 vezes o tamanho do menor diâmetro. Em seguida, células ativas são identificadas, ou seja, células que contêm partículas. Essas duas primeiras etapas são realizadas uma única vez, sempre no começo das simulações. O algoritmo de contato, então, identifica os contatos entre partículas nas células ativas. Nesse momento, somente serão gravados na memória do computador as células que possuem as interpenetrações, reduzindo, assim, o custo computacional.

Identificando os contatos entre partículas, então, calculam-se as forças entre elas por meio das interpenetrações. Pelas leis de Newton de movimento, assim, calculam-se as acelerações e, por meio de integração numérica, as velocidades e as novas posições dos corpos. No final do passo de tempo, reposicionam-se, a partir dessas informações, as partículas. Finalmente, as células ativas são então atualizadas e todo o processo se repete.

Para o contato entre partícula e geometria, um processo similar é utilizado, onde divide-se a geometria em elementos triangulares que são checados a cada passo de tempo (Hassanpour e Pasha, 2015).

2.3.3.3 PASSO DE TEMPO

Os ciclos de cálculos no método dos elementos discretos acontecem a cada passo de tempo. A escolha, portanto, do passo de tempo é algo crítico que deve ser analisado. Os passos de tempo devem ser curtos o suficiente para assegurar estabilidade numérica e acurácia na transmissão de forças de contato, prevenindo interpenetrações excessivas, mas deve também ser suficientemente longo de modo a permitir a análise do sistema. Quanto maior os passos de tempo, mais longa a simulação será (Safuryn, 2016).

Para Hassanpour e Pasha (2015), uma maneira de se aproximar os passos de tempo a uma solução numericamente estável é através das ondas de Rayleigh. Em uma amostra real de materiais granulares a transmissão de forças entre partículas individuais se dá através desta onda que se propaga através de superfícies elásticas e plásticas. O passo de tempo crítico seria, então, aquele em que a onda de Rayleigh demoraria para atravessar a superfície da partícula de menor diâmetro, evitando as ondas de se propagarem por espaços maiores que a superfície da menor partícula. A equação que define o passo de tempo para a propagação da onda de Rayleigh depende da densidade do material, módulo de cisalhamento e módulo de Poisson da partícula, ou seja, apresenta alta dependência das propriedades do material. No método dos elementos discretos, como os corpos são rígidos, não apresentando superfícies plásticas ou elásticas por onde as ondas se propagariam, e visto que a equação da onda de Rayleigh não considera o movimento relativo entre as partículas, usa-se uma aproximação.

Smilauer et al. (2016), por sua vez, consideram que estimar o passo de tempo crítico baseia-se em uma relação entre rigidez das interações e propriedades das partículas. Assim, os autores utilizam como forma de calcular o passo de tempo crítico, o tempo de propagação da onda-P. A onda-P é um tipo de onda de corpo que viaja por um meio provocando compressões e descompressões à medida que passa. A equação que define o passo de tempo, utilizando este método, leva em consideração a densidade da partícula e seu módulo de Young, ou seja, trata-se também de um cálculo depende das propriedades do material e define o tempo necessário para que a onda atravesse a partícula de menor diâmetro.

2.3.3.4 FORMA

De modo geral, o método dos elementos discretos utiliza, de forma simplificada, esferas rígidas para representar o grão do material que se deseja simular. A influência da forma dos grãos, entretanto, é um fator importante para compacidade, fricção e características de quebra do material (Neto Gamboa, 2011).

O uso de partículas esféricas deve-se a facilidade de identificar seus contatos e se as partículas estão de fato se tocando ou quase se tocando, ou seja, a detecção de colisão se dá de uma maneira muito simples: basta comparar a distância entre os centros de duas partículas com a soma dos seus raios (O'Sullivan, 2011). Desta forma, o uso de partículas esféricas confere a simulação uma boa eficiência numérica. Além disso, simulações com milhares de partículas esféricas é algo viável (Poschel e Schwager, 2005).

Apesar de partículas esféricas se mostrarem adequadas para muitos problemas, existem também algumas limitações. A força normal entre duas partículas que colidem, por exemplo, é derivada de propriedades materiais básicas, ou seja, há uma boa base teórica. Para a componente tangencial, entretanto, existem somente leis fenomenológicas, incorporando parâmetros que não derivados teoricamente de propriedades materiais, ou seja, tratam-se de parâmetros determinados somente comparações indiretas. Além disso, para velocidades relativas pequenas entre partículas, a força tangencial desaparece. Desta forma, torna-se complicado aplicar um modelo de partículas esféricas a um sistema estático (Poschel e Schwager, 2005).

Além desses problemas, O'Sullivan (2011) ainda cita, como um dos problemas de se simularem materiais utilizando esferas o fato de apresentarem maior número de rotações se comparado com o material real. A rotação excessiva deve-se ao fato da geometria inibir a transferência de momentos às partículas pela componente normal da força de contato. Optando-se, todavia, por utilizar partículas não-esféricas, o número de contatos torna-se maior que o número de esferas, elevando consideravelmente o custo computacional. Desta forma, alguns artifícios devem ser utilizados de modo a simular a fricção entre superfícies que partículas não esféricas apresentam.

Segundo Zuluaga (2016), existem atualmente duas tendências quanto a representação da forma das partículas. A primeira diz respeito a geração de formas por meio de funções matemáticas. A segunda, por sua vez, diz respeito a aglomeração de esferas (clusters), construindo uma determinada forma.

Ferrellec e McDowell (2010) desenvolveram um modelo para reproduzir a forma de uma partícula por meio da representação dessa partícula como uma nuvem de pontos no espaço. A definição da forma da partícula depende da densidade de pontos na superfície, sendo que quanto maior o número de pontos, melhor a definição da superfície. Utilizando estereofotogrametria, a partir de duas imagens de dois ângulos distintos de um objeto, o método proposto pelos autores permite uma reconstituição numérica da superfície do objeto no espaço.

Tapias et al. (2015), por outro lado, desenvolveram um modelo particulado que procurava representar o comportamento de um enrocamento. Os autores consideraram importante representar a forma dos grãos e, desta forma, optaram por uma pirâmide formada por quatorze microesferas idênticas, formando um cluster, representando, portanto, uma única partícula. Desta forma, em uma amostra granular uniforme, todas as macro partículas possuíam as mesmas formas e dimensões com orientações, entretanto, formada por padrões aleatórios.

Hassanpour e Pasha (2015), entendem que a forma de uma partícula pode ser estabelecida através de um poliedro ou por um cluster de esferas. Através do poliedro, a forma é definida por meio de cantos, ângulos e faces. A localização dos cantos é dada por meio de vetores que partem do centro de massa da partícula e um vetor unitário normal define cada face. A localização e orientação no espaço de cada poliedro é definida por componentes de um vetor em relação ao centro de gravidade e pelos principais eixos de inércia do corpo. A vantagem desta representação, segundo os autores, deve-se a possibilidade de representar formas extremamente complexas. No caso dos clusters, os autores defendem a formação de formas por um número de esferas com tamanhos diferentes que se interpenetram ou somente se tocam. Como vantagem desse procedimento cita-se a aproximação à irregularidade da superfície enquanto se mantém a eficiência computacional, visto que se continua trabalhando com esferas.

2.3.3.5 QUEBRA

A quebra tem se mostrado importante em diversos problemas geotécnicos. Segundo Ciantia et al. (2015), por mais que haja um bom modelo numérico para esses problemas, se a quebra for ignorada, tais modelos não serão suficientemente precisos.

Existem duas formas principais para simular a quebra de uma partícula. Na primeira maneira, micropartículas são unidas, formando uma única partícula, ou seja, um cluster,

suscetível a quebrar. À medida que as quebras vão ocorrendo, as partículas menores se separam das suas partículas de origem, representando um fragmento. Apesar de seu simples conceito e implementação, esta aproximação é computacionalmente dispendiosa e se torna inviável para grandes amostras ou à medida que as quebras se tornam repetitivas. A segunda maneira para simular a quebra de uma partícula consiste em substituir a partícula que quebra por outras partículas menores. Trata-se do método de fragmentação discreta. A vantagem desta metodologia está na flexibilidade para produzir qualquer número de fragmentos. Em contrapartida, se eleva complexidade para descrever a partícula de origem e as “partículas filhas” com a utilização desta metodologia (Bruchmuller et al., 2011).

Para aplicar o método de fragmentação discreta, algumas escolhas devem ser feitas quanto aos modelos de critério de quebra e procedimento de criação das novas partículas. O modelo do critério de quebra diz respeito ao momento em que a quebra irá ocorrer, ou seja, define qual a condição deve ser satisfeita para que a partícula quebre. O procedimento de criação de novas partículas, por sua vez, estabelece a relação entre a partícula inicial que desaparece e as novas partículas que surgem, isto é, os fragmentos, cujos tamanhos, estado inicial e propriedades requerem especificações (Ciantia et al., 2015).

a) Critérios de Quebra

Poschel e Schwager (2005), em seus estudos, relacionaram a probabilidade de fragmentação de uma partícula com a distribuição estatística de falhas na superfície e com a distribuição de tensão resultante na superfície da partícula. Assim, uma partícula submetida a uma força que fornece a energia elástica específica, irá quebrar obedecendo uma lei de probabilidade que depende de determinadas constantes materiais.

Ben-Nun e Einav (2010) desenvolveram dois critérios de quebra. O primeiro critério representa o surgimento de uma fratura em uma partícula sujeita a um conjunto arbitrário de forças de contato. Durante seus ensaios, uma partícula era quebrada se o critério “brasileiro” fosse alcançado, ou seja, se subtraindo a força nominal normal de duas vezes a força nominal cisalhante, o resultado fosse maior que uma força crítica. A força crítica, para esse primeiro critério, é definida pela combinação da tensão crítica para quebrar a maior partícula da amostra, o diâmetro desta partícula e um fator de redução devido a heterogeneidades e variações dos grãos. O segundo critério desenvolvido pelos autores, permite que a partícula quebre sob

carregamentos isotrópicos, comparando a componente normal das forças de contato com uma nova força crítica. Essa nova força crítica combina os mesmos elementos do primeiro critério, adicionando dois novos parâmetros que representam a dependência do carregamento isotrópico e a curvatura da partícula carregada.

Bruchmuller et al. (2011) utilizaram, por sua vez, o critério de Griffith. Segundo os autores, inicialmente, quando há uma colisão entre duas partículas, há deformação elástica e absorção de energia de impacto na forma de energia de deformação elástica. A tensão dentro da partícula, então, começa a crescer até a tensão crítica, onde a tensão da falha mais sensível é atingida. O nível de tensão crítica, então, relaciona-se com a massa específica limite para futuros danos nas partículas. Devido a relação entre o estado fraturado ou danificado e o estado fragmentado, os danos das partículas são incrementados quando a energia do impacto específico supera a massa específica. As fraturas começam em um ponto de fraqueza na superfície. Quando as frações destruídas da partícula ou a probabilidade de quebra for alta o suficiente, a quebra ocorrerá.

Ciantia et al. (2015) combinaram dois parâmetros materiais em um critério de força com a análise da distribuição de tensões elásticas induzidas por carregamentos pontuais em uma esfera. Dos parâmetros materiais utilizados, um reflete as propriedades micro estruturais do material, enquanto o outro define a força intrínseca dos grãos. Uma partícula irá quebrar, então, quando a força máxima que atua nela alcançar um limite que depende do raio da partícula, do ângulo que define área de aplicação da tensão na esfera, função dos parâmetros materiais citados anteriormente, e da tensão limite do material. Destaca-se que no modelo proposto pelos autores haverá diferentes tensões limites visto que estas são dependentes do tamanho da partícula. Assim, partículas menores exigirão maiores forças para quebrar, enquanto as maiores quebram com maior facilidade.

b) Procedimentos de Separação (*Spawning Procedure*)

Alcançado o critério de quebra, o procedimento de separação indicará a forma pela qual a partícula inicial será substituída por novas partículas, representando seus fragmentos. Um ponto de debate entre os procedimentos de separação da antiga partícula que quebra está na conservação de massa. Alguns pesquisadores defendem a estrita conservação de massa enquanto outros permitem perda total ou até mesmo parcial da massa quando uma partícula quebra. Conservar a massa, entretanto, gera alguns problemas como elevada interpenetração

entre as novas partículas que faz surgir forças de repulsão entre elas ou elevado custo computacional para procurar vazios onde as novas partículas podem ser acomodadas (Cianta et al., 2015).

Poschel e Schwager (2005) definiram que a partícula original será substituída por partículas de fragmento completamente contidas na superfície da partícula original, havendo compressão entre elas. A interação entre o fragmento e as outras partículas se dá de maneira comum, entretanto, a interação entre os fragmentos será diferente até que haja completa separação entre eles. O tamanho dos fragmentos obedecerá uma distribuição de tamanhos de fragmentos que é uma distribuição cumulativa de massa. A Figura 2.7 a seguir exemplifica o processo de separação proposto pelos autores.

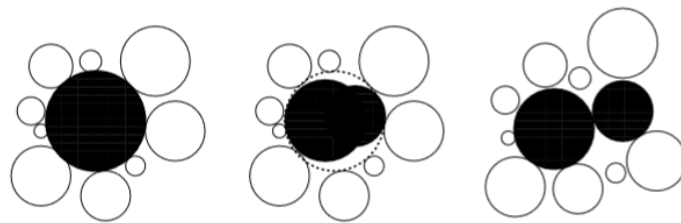


Figura 2.7 – Procedimento de separação após quebra (Poschel e Schwager, 2005)

Ben-Nun e Einav (2010), em seu modelo, propõe conservação de massa. Dessa forma, inicialmente, fragmentos são determinados de modo a preencher o espaço deixado pela partícula quebrada inexistindo interpenetração entre eles. Esses fragmentos são, então, aleatoriamente rotacionados sem haver, nesta etapa, conservação de massa. Em seguida, os autores sugerem uma rápida expansão linear de modo a recuperar a massa inicialmente perdida. A Figura 2.8 a seguir representa o procedimento de separação proposto por Ben-Nun e Einav (2010).

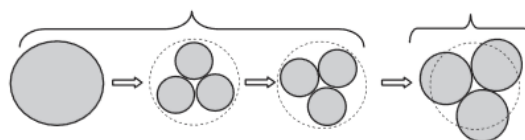


Figura 2.8 – Procedimento de separação após quebra (Ben-Nun e Einav, 2010)

Bruchmuller et al. (2011), por sua vez, utilizam equações matemáticas para obter a curva granulométrica específica após os eventos de quebra. Essas funções não dependem de partículas físicas ou propriedades materiais. Conhecida a curva granulométrica, fragmentos discretos de diferentes diâmetros são gerados. Assim, atingido o critério de quebra, a partícula original é multiplicada por um fator de 0,999 de modo a equiparar a um novo fragmento. A massa percentual restante, então, é dada pela inserção de novas partículas, respeitando a curva granulométrica obtida.

Ciantia et al. (2015) assumem que as partículas geradas após a quebra herdam a velocidade e parâmetros materiais da partícula de origem, exceto pela tensão intrínseca que é aleatoriamente atribuída, seguindo um critério de distribuição normal. Os autores admitem que em seu procedimento de quebra não haverá conservação de massa visto que na geomecânica o comportamento será mais fortemente influenciado pela fração de partículas maiores do material. Assim, massas mais finas são ignoradas durante o procedimento de quebra e reincorporadas na etapa de pós-processamento. Atingido, então, o critério de quebra, as partículas originais são substituídas por pacotes *apollonian* de esferas, ou seja, arranjos de esferas tangentes que não se interpenetram, localizadas dentro de uma esfera circundante. Ensaios mostraram que quanto maior o número de esferas dentro do novo arranjo, menor a perda de volume. Desta forma, os autores optaram por um arranjo composto por 14 esferas visto que o comportamento do material se mantinha constante a partir deste número, sendo computacionalmente mais dispendioso aumentar o número de esferas.

3. METODOLOGIA

3.1 DADOS UTILIZADOS

Acredita-se que uma simulação virtual bem calibrada, utilizando o método dos elementos discretos, alimentado com os parâmetros microscópicos corretos, representa de forma adequada o comportamento macroscópico de um enrocamento. O objetivo desta pesquisa, portanto, é analisar o comportamento de um enrocamento a partir de suas características microscópicas e, principalmente, quebra dos grãos, observando a maneira como estas características influenciam o comportamento macroscópico do material.

Para poder calibrar de maneira adequada os modelos e ensaios que permitem a análise microscópica do comportamento do material, procurou-se reproduzir resultados reais, obtidos por meio de ensaios de laboratório. Assim, buscaram-se dados na literatura de ensaios de grande escala realizados com enrocamento de modo a poder simulá-los. Desta forma, optou-se pela reprodução dos ensaios de compressão 1D e cisalhamento direto realizados por Dias (2001).

Assim, simulou-se os ensaios realizados com o material da barragem de Itapebi. A barragem está localizada no rio Jequitinhonha, no estado da Bahia. Sua altura máxima é de 106 m e sua seção do tipo enrocamento com face de concreto. O material utilizado na construção da barragem, simulado nesta dissertação, foi classificado por Dias (2001) como um granito de baixa resistência. Trata-se de um material cujas características gerais são apresentadas na Tabela 3.1 a seguir.

Tabela 3.1 – Características Gerais do Material Simulado

Granito de baixa resistência de Itapebi	
Massa específica dos grãos	2,60 g/cm ³
Absorção	0,96 %
Abrasão Los Angeles	62 %
Resistência à compressão puntiforme	1,84 MPa – Paralelo à xistosidade
	2,47 MPa – Perpendicular à xistosidade

Apesar de ser caracterizado como granito, observa-se que as características do material apresentadas não correspondem a um comportamento esperado de granito. Dados da literatura, por exemplo, mostram que a abrasão Los Angeles de granitos se encontram entre 20%, como o

granito encontrado na Serra da Mesa, e 47%, granito encontrado no maciço de Lafarge no Rio de Janeiro. Uma abrasão Los Angeles de 62%, portanto, mostra-se muito elevada, não sendo característica desse material.

A resistência a compressão uniaxial (σ_c) do material pode ser estimada a partir dos valores de resistência à compressão puntiforme (Is) através da seguinte correlação muito utilizada em mecânica das rochas:

$$\sigma_c = 25 \times Is \quad (3.1)$$

Desta forma, a resistência à compressão uniaxial seria da ordem de 46 MPa, paralelo à xistosidade, e 62 MPa, perpendicular à xistosidade.

A granulometria do material analisado encontra-se na Figura 3.1 a seguir. O coeficiente de uniformidade (C_u) deste solo é de 8. Desta forma, pode-se classificar o material como de uniformidade média. A diferença entre o maior e menor diâmetro é significativa.

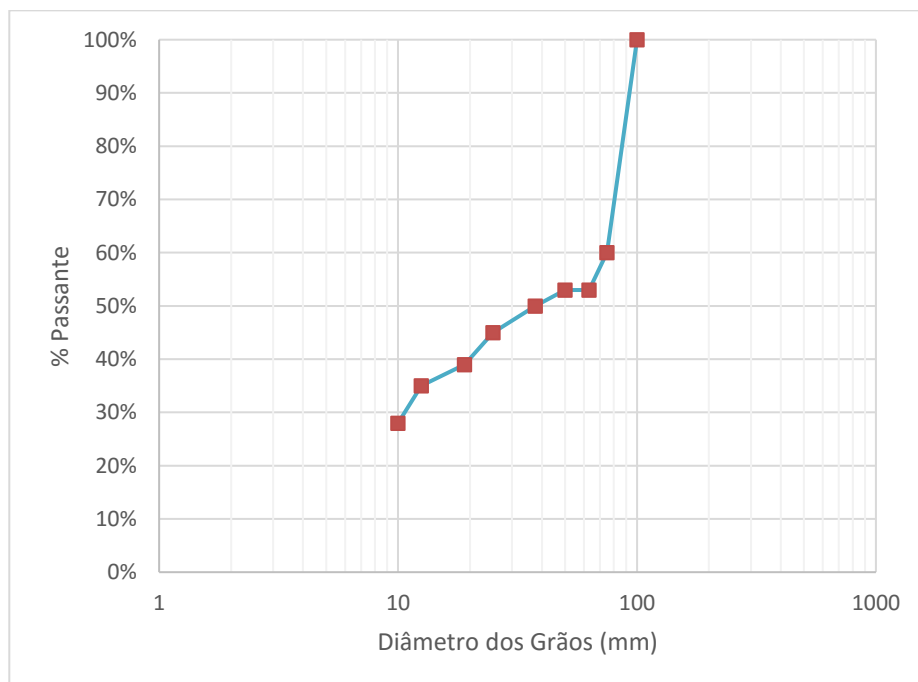


Figura 3.1 – Granulometria do material utilizado por Dias (2001).

3.2 YADE

Para analisar a influência das características microscópicas no comportamento macroscópico do enrocamento, optou-se pela utilização do software de código aberto Yade. Trata-se de um software de fácil aprendizagem, além de possuir uma ampla base de suporte dos desenvolvedores e outros usuários. Além disso, é bastante versátil, permitindo, por exemplo, a utilização de elementos de diversas formas, não se limitando, portanto, somente ao uso de esferas, se adaptando, desta forma, à necessidade do usuário.

O software Yade é uma estrutura extensível focada no método dos elementos discretos. A parte computacional do programa é escrita em C++, utilizando modelo de objeto flexível. Isso permite que implementações independentes de novos algoritmos e interfaces sejam feitas. Para a construção do cenário no qual o método dos elementos discretos será utilizado, utiliza-se a linguagem interpretada Python.

3.2.1 GERAÇÃO DAS AMOSTRAS

No Yade existem duas principais maneiras de se gerar uma amostra: por meio de um pacote de esferas ou através de uma fábrica de esferas. No primeiro caso, existem algumas opções determinadas que permitem ao usuário importar um número de esferas com propriedades pré-determinadas. Trata-se de uma forma relativamente rápida, visto que as esferas são posicionadas na simulação de uma única vez. Este processo, entretanto, se restringe a poucos casos, visto que suas propriedades são extremamente fixas, sendo, algumas vezes, complexo adequar determinadas amostras às exigências de criação do pacote.

Desta forma, optou-se pela segunda maneira de geração permitida pelo programa. Esta escolha deveu-se às características da amostra, especificamente à sua granulometria que possui os diâmetros máximo e mínimo muito diferentes. Os métodos de pacotes de esferas privilegiam amostras com diâmetros iguais ou muito semelhantes, enquanto que o método da fábrica de esferas permite a criação de qualquer granulometria.

A fábrica de esferas ou *factory* é um dos motores do programa e gera esferas de forma aleatória, seguindo uma taxa de fluxo de massa determinada pelo usuário, ou seja, quantos quilos de esferas deseja-se criar em cada passo de tempo. Além disso, o usuário pode determinar a curva granulométrica que deverá ser seguida durante a geração das esferas. Quando uma

determinada massa total ou número de partículas máximo é atingido, a geração para. Em um motor secundário, define-se a geometria da região em que serão produzidas as esferas, podendo ser uma região volumétrica, criando um volume dentro do qual as esferas serão criadas, ou de superfície, criando um plano do qual as esferas sairão em direção a uma outra região.

Destaca-se que o processo de geração por meio da fábrica é aleatório, ou seja, dando os mesmos parâmetros, duas amostras geradas por esse processo podem ser diferentes e, conseqüentemente terem seus comportamentos ligeiramente distintos. Este fato é exemplificado na Figura 3.2 a seguir, onde três amostras com os mesmos parâmetros foram geradas e comprimidas. Percebe-se que as amostras A e B possuem comportamentos bastante semelhantes enquanto a amostra C apresenta-se levemente destoante. Os comportamentos diferentes das amostras podem também ser observadas na Tabela 3.2 a seguir, onde mostram-se os módulos de Young calculados. Conforme pode-se observar, a aleatoriedade da amostra foi capaz de gerar uma variação de aproximadamente 30% no módulo de Young das amostras.

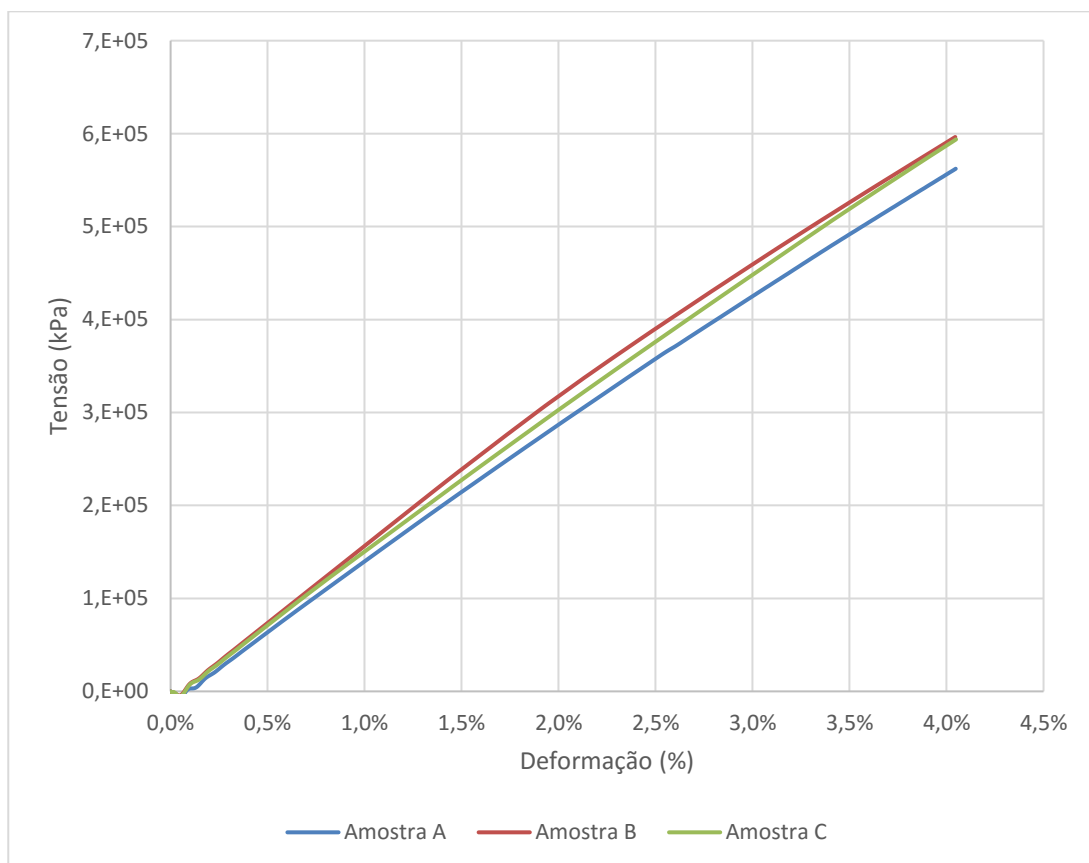


Figura 3.2 – Comparação entre gerações aleatórias de amostras.

Tabela 3.2 – Comparação dos módulos de Young entre gerações aleatórias de amostras.

Amostra	Módulo de Young
Amostra A	$1,4 \times 10^7$ Pa
Amostra B	$2,0 \times 10^7$ Pa
Amostra C	$1,5 \times 10^7$ Pa

Com base na densidade da amostra, determinada por Dias (2001), estabeleceu-se, portanto, como parâmetro para geração da amostra computacional, a massa total que se deseja alcançar. Assim, atingida essa massa, a fábrica deixa de produzir mais partículas. Desta forma, para preencher um cilindro de ensaio com raio de 0,5 m e altura de 0,6 m, uma amostra com densidade de 18 kN/m^3 , deverá possuir uma massa total de 848 kg.

Como pode-se perceber da Figura 3.1, a maior parte da granulometria do material que se deseja ensaiar encontra-se na região de menores diâmetros. Desta forma, com base na granulometria da amostra e sabendo que a densidade da partícula é de 26 kN/m^3 , pode-se determinar o número de partículas que cada diâmetro da amostra possui bem como a sua massa. O número de partículas e massa distribuídos pelos diâmetros da amostra está mostrada na Tabela 3.3 a seguir.

Tabela 3.3 – Número de partículas e massa distribuídos pelos diâmetros da amostra.

Diâmetro (mm)	Número de Partículas	Massa (Kg)
9,50	341561	398,66
12,50	25521	67,86
19,00	9084	84,82
25,00	2791	59,37
37,50	1300	93,30
50,00	449	76,34
63,00	25	8,48
75,00	103	59,37
TOTAL	380834	848,2

Analisando a tabela anterior, percebe-se que o número de partículas a ser criado é bastante elevado. Como o método dos elementos discretos considera cada partícula individualmente e

calcula suas interações, o gasto computacional para o total de partículas da amostra é muito alto, bem como o tempo necessário para as simulações, tornando, desta forma, inviáveis ensaios com amostras com essa quantidade de partículas. Para se ter uma noção, segundo O’Sullivan (2014), até 2013, a média de partículas utilizadas em simulações no método dos elementos discretos estava em torno de 10.000 partículas, conforme mostra a Figura 3.3 a seguir.

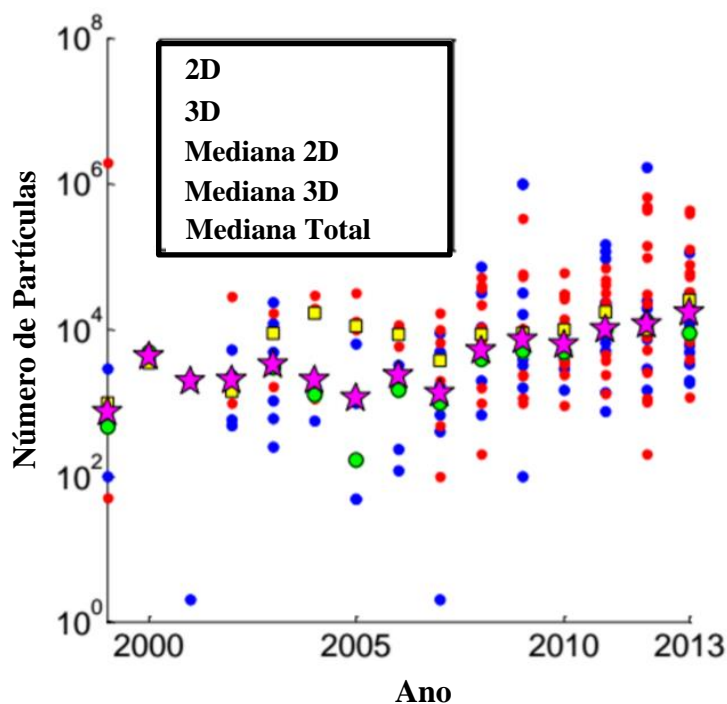


Figura 3.3 – Média de partículas por ensaios (modificado - O’Sullivan, 2014).

Além do elevado número de partículas, nota-se, também, da Tabela 3.1, que 47% da massa total da amostra está concentrada no menor diâmetro, representando mais de 89% das partículas. Segundo análises de Torok et al. (2005), as partículas maiores tem participação muito mais significativa na transmissão de forças através da massa granular que as partículas menores. Desta forma, visando viabilizar a realização dos ensaios, optou-se pelo truncamento da curva granulométrica de Dias (2001).

Truncou-se, então, a curva de Dias (2001) de algumas maneiras diferentes visando analisar a maneira pela qual a alteração na granulometria poderia afetar o comportamento da amostra. Criaram-se, assim, 6 amostras formadas por sequencias distintas de diâmetros. A granulometria destas amostras está representada na Tabela 3.4 a seguir. Destaca-se que a amostra de 8 diâmetros é a amostra original de Dias (2001).

Tabela 3.4 – Granulometrias truncadas.

Amostras	Diâmetros (mm)							
	75	63	50	37,5	25	19	12,5	9,5
2 diâmetros	87%	13%						
3 diâmetros	41%	6%	53%					
4 diâmetros	25%	4%	32%	39%				
5 diâmetros	20%	3%	26%	31%	20%			
6 diâmetros	16%	2%	20%	24%	16%	22%		
7 diâmetros	13%	2%	17%	21%	13%	19%	15%	
8 diâmetros	7%	1%	9%	11%	7%	10%	8%	47%

O processo de truncamento de uma curva granulométrica, envolve manter a mesma massa da amostra de modo a manter sua densidade e, conseqüentemente, seu índice de vazios. Assim, mantidas essas propriedades, conserva-se a mesma relação de diâmetros, formando a nova curva granulométrica.

As amostras geradas, então, foram comprimidas de modo a verificar possíveis variações em seus comportamentos. Os resultados das curvas ensaiadas encontram-se na Figura 3.4 a seguir e o tempo necessário para realização de cada um destes ensaios encontra-se na Tabela 3.5.

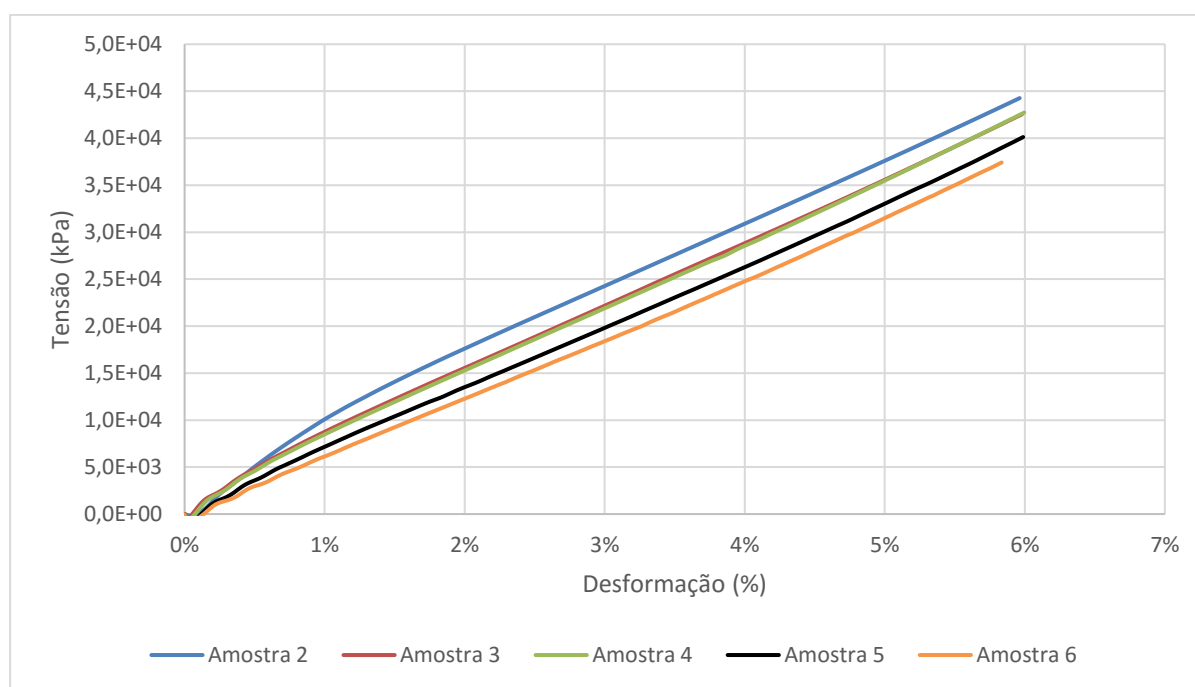


Figura 3.4 – Comportamento das granulometrias truncadas.

Tabela 3.5 – Tempo decorrido para ensaio das amostras.

Amostra	Tempo
Amostra 2	2 horas
Amostra 3	5 horas
Amostra 4	24 horas
Amostra 5	46 horas
Amostra 6	110 horas

Conforme pode-se perceber, as amostras formadas a partir das curvas granulométricas truncadas apresentam comportamento semelhante. Tal fato também é comprovado pela Tabela 3.6 que mostra a relação entre os módulos de Young. Nesta tabela, percebe-se uma variação máxima de 20% entre os módulos, porcentagem menor que a diferença oriunda da aleatoriedade da geração comentada anteriormente. Assim, devido ao elevado tempo e gasto computacional e, levando em consideração as possíveis divergências, que podem surgir nos resultados, oriundas da própria aleatoriedade da geração, optou-se por utilizar a Amostra 5, ou seja, a amostra composta por 5 diâmetros da curva granulométrica original, sabendo que ela representaria de forma satisfatória o comportamento do material.

Tabela 3.6 – Comparação dos módulos de Young das granulometrias truncadas

Amostra	Módulo de Young
Amostra 2	$7,8 \times 10^8$
Amostra 3	$7,2 \times 10^8$
Amostra 4	$7,2 \times 10^8$
Amostra 5	$6,6 \times 10^8$
Amostra 6	$6,3 \times 10^8$

Independentemente do número de diâmetros para geração da amostra escolhida, o processo de geração de amostra seguirá os mesmos passos. Inicialmente, todas as partículas que formam a amostra serão geradas por meio de uma fábrica de esferas. Nesta etapa as esferas são colocadas em um volume cuja altura é maior que a altura da amostra que se deseja. As esferas geradas, então, são comprimidas, por um plano, lentamente, até que se atinja a altura da amostra desejada que é de 60 centímetros para o ensaio de compressão 1D e 45 centímetros para o ensaio

de cisalhamento direto. O procedimento de geração da amostra encontra-se exemplificado na Figura 3.5 a seguir.

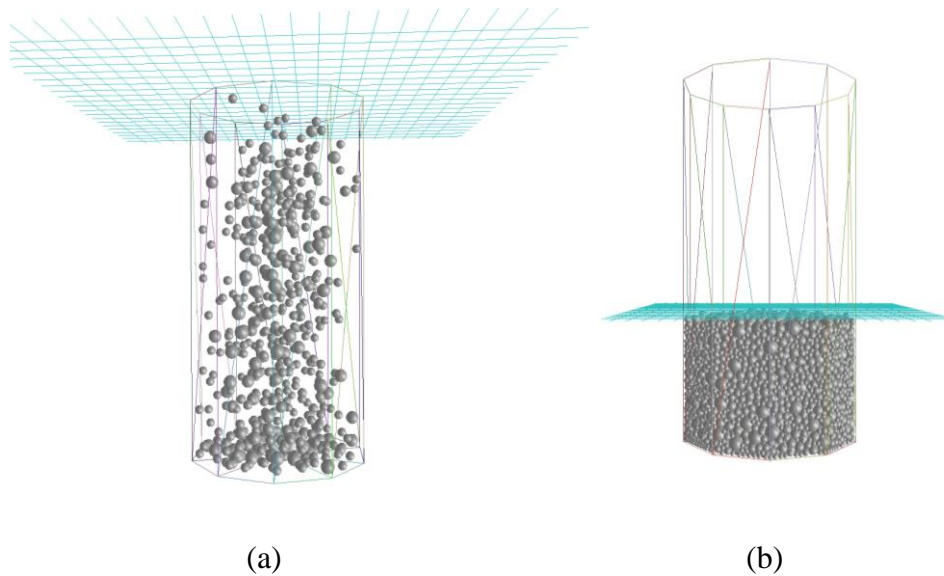


Figura 3.5 – Procedimento de geração da amostra: (a) geração de partículas por meio de uma fábrica; (b) compressão das partículas criadas até a altura desejada.

Em alguns casos, dependendo da amostra que se esteja trabalhando, haverá um grande número de esferas com diâmetros grandes para ocupar o mesmo volume ocupado por uma granulometria melhor graduada. Tal fato irá gerar uma elevada quantidade de interpenetrações entre as esferas, gerando, assim, uma força interna entre as partículas. Devido a este fato, após comprimida a amostra até a altura desejada, a amostra é estabilizada, ou seja, com o plano parado, deixa-se que as partículas se reorganizem dissipando a maior quantidade de energia possível. A etapa de estabilização se finaliza quando a força for estável, indicando que todas as partículas se reorganizaram da maneira possível, dissipando toda a energia que podiam. Caso, após a estabilização ainda haja alguma força interna, ela é compensada posteriormente.

Realizaram-se, neste trabalho, tanto ensaios com quebra como ensaios sem quebra de grãos. No caso dos ensaios com quebra, durante a fase de estabilização, pode haver quebra devido a força oriunda da grande interpenetração das partículas. Dependendo do módulo de Young da partícula, o número de elementos da amostra pode chegar a 180.000, tornando inviável a simulação. A dependência do módulo de Young e detalhes do processo de quebra serão vistos mais detalhadamente em seção apropriada.

Alguns parâmetros tiveram que ser adotados para a geração da amostra, conforme esquematizado na Tabela 3.7 a seguir. O ângulo de atrito foi adotado como zero visando eliminar ao máximo as possíveis resistências ao deslocamento de uma partícula de modo que o movimento relativo entre as partículas fosse facilitado. Tal fato promove, portanto, um melhor e mais rápido arranjo das partículas. O módulo de Young, por sua vez, foi adotado com um valor considerado alto. Como o módulo de Young indica a rigidez de um corpo, ou seja, o quanto ele irá deformar, escolheu-se adotar um módulo de Young elevado de modo que a alta rigidez da partícula impedisse um elevado número de interpenetrações, gerando força interna na amostra.

Tabela 3.7 – Parâmetros para geração de amostra.

Parâmetros para geração de amostra	
Ângulo de Atrito	0°
Módulo de Young	10 ¹⁰ Pa
Poisson	0,3

3.2.2 MODELOS E PARÂMETROS

Para que o cenário criado no Yade funcione conforme desejado, devem-se configurar corretamente diversos modelos disponíveis. Os modelos que o Yade disponibiliza ditam a maneira pela qual os materiais irão se comportar, a forma pela qual irão interagir com outros materiais, a lei que deverão seguir nestas interações e quais modelos constitutivos serão seguidos, dentre outros.

Inicialmente, determinam-se as interações que ocorrerão entre um par de corpos. As interações são baseadas na proximidade espacial, entretanto, podem ser criadas explicitamente e existir independentemente da distância. Cada interação possui duas componentes. A primeira componente, denominada IGeom define a configuração geométrica de duas partículas em contato. Dentre as várias opções fornecidas pelo programa, optou-se pela classe de configuração geométrica ScGeom. Através desta classe, os contatos possuem três graus de liberdade, sendo um normal e dois cisalhantes.

A segunda componente das interações é denominada IPhys e representa configurações não-geométricas das interações. Algumas dessas características são computadas através da classe de material escolhida pelo usuário. Outras, por sua vez, são variáveis internas.

Definir um material significa definir as propriedades de um corpo. Cada modelo de material possui seus parâmetros que, preenchidos corretamente, simulam materiais reais. Como se está trabalhando com enrocamento, material essencialmente não-coesivo, optou-se pela utilização do modelo de material FrictMat. Esse modelo reproduz o comportamento de um material elástico com atrito nos contatos. Dentre os parâmetros possíveis, trabalhou-se com módulo de Young, ângulo de atrito e Poisson.

Definidos os materiais, determina-se as propriedades físicas das interações entre materiais através da lei de contato que irão seguir. A classe escolhida para as propriedades físicas foi MindlinPhys que representa interações do tipo Hertz-Mindlin.

Os parâmetros viscosos desse modelo são especificados utilizando-se ou coeficientes de restituição normal (e_n) e cisalhante (e_s) ou utilizando taxa de amortecimento normal (β_n) e cisalhante (β_s). Optou-se pela utilização de coeficientes de restituição. Segundo a literatura, os coeficientes de restituição mais comumente utilizadas para rochas são, na direção normal de 0,5 e na direção cisalhante de 0,7.

Baseado nos valores dos coeficientes de restituição, calcula-se, então, a taxa de amortecimento segundo a equação a seguir.

$$\beta_i = \frac{-(\log e_i)}{\sqrt{\pi^2 + (\log e_i)^2}} \quad (3.1)$$

sendo $i = n$ ou s , caso se deseje o coeficiente de restituição na direção normal ou tangentes respectivamente.

Além dos valores de coeficiente de restituição, o modelo de Hertz-Mindlin permite que outros parâmetros sejam estabelecidos. Dentre estes parâmetros, estabeleceu-se k_{rot} que é a rigidez rotacional, k_{twist} que é a rigidez torsional e θ , coeficiente para determinar o momento de flexão plástico. Estes parâmetros foram calibrados durante o ensaio de cisalhamento simples e serão melhor especificados adiante.

Por fim, determina-se a lei constitutiva que será seguida nas interações através de um LawFunctor. A lei determinada foi Law2_ScGeom_MindlinPhys_Mindlin. Trata-se de uma lei

constitutiva para a formulação Hertz-Mindlin que inclui elasticidade não-linear na direção normal, como definido por Hertz, para dois contatos não-conformes. Por sua vez, na direção cisalhante, a lei constitutiva se assemelha ao caso simplificado sem escorregamento, relacionando linearmente a força de cisalhamento e deslocamento tangencial. A força máxima de atrito nos contatos é calculada com base no critério de Mohr-Coloumb. Como deseja-se analisar o comportamento no cisalhamento do material, inclui-se na lei constitutiva, critério que adiciona dificuldade ao rolamento das partículas.

3.3 QUEBRA

Com o objetivo de verificar a influência das características microscópicas do material no seu comportamento macroscópico, buscou-se inserir um mecanismo de quebra no comportamento do material. Para isso, utilizou-se a aproximação desenvolvida por Ciantia et al. (2015). Essa aproximação de quebra divide-se em duas etapas. Inicialmente, há uma verificação da condição limite para a quebra e, existindo tal condição, há o procedimento de quebra propriamente dito.

Ciantia et al. (2015), utilizaram o critério de quebra desenvolvido por Russel e Wood (2009). Segundo os autores, a expressão de força mobilizada de cisalhamento fornece um limite máximo da força de contato atuando em uma determinada partícula. A condição para quebra do grão, então, pode ser expressada como:

$$\kappa_{mob} = \kappa \quad (3.2)$$

onde κ_{mob} é tensão mobilizada dos grãos e κ é a tensão intrínseca de resistência dos grãos. A força intrínseca dos grãos é derivada de um critério bi paramétrico de força, onde os parâmetros χ , que reflete as propriedades microestruturais dos materiais, e κ são relacionados a resistência a compressão uniaxial σ_c e a tração σ_t do material. A relação entre esses parâmetros se dá segundo as seguintes expressões:

$$\kappa = \frac{1+\chi}{\sqrt{3}} |\sigma_c| \quad (3.3)$$

$$\chi = \frac{|\sigma_c|}{\sigma_t} - 1 \quad (3.4)$$

σ_c foi tomado como 54 MPa, pois é a média entre os valores de resistência à compressão paralelo e perpendicular à xistosidade do material que se está estudando. Tomou-se a média visto que as esferas que se trabalha no método dos elementos discretos não possuem xistosidade e não foi possível implementá-la nestes ensaios. Desta forma, visando abranger as possíveis formas de posicionamento das partículas, optou-se pela média entre as σ_c características do material. σ_t , por sua vez, foi tomado como $\sigma_c/40$, valor comumente encontrado na literatura.

A partir dos parâmetros anteriormente apresentados, Ciantia et al. (2015) desenvolvem uma expressão para a máxima tensão mobilizada κ_{mob} , mostrada a seguir, que é a máxima distância de $R \tan \theta_0$ abaixo do centro do contato, como mostra a Figura 3.6.

$$\kappa_{mob} = f(\chi, \nu) \frac{F}{\pi R^2 \sin^2 \theta_0} \quad (3.5)$$

onde,

$$f(\chi, \nu) = \frac{\sqrt{3}(1+\chi)^2}{\chi} \times \frac{\left(\frac{3}{32} + \frac{\sqrt{2}}{24} + \left(\frac{\sqrt{2}}{12} - \frac{1}{4}\right)\nu + \left(\frac{1}{2} - \frac{\sqrt{2}}{3}\right)\nu^2\right)}{(2-\sqrt{2})(1+\nu)} \quad (3.6)$$

Essa expressão é válida para pequenos ângulos de contato, onde $\tan \theta_0 \approx \sin \theta_0$. F é a máxima força de contato normal atuando na esfera, ν é o Poisson da partícula, R é o raio e θ_0 é o ângulo que define a área de aplicação da tensão.

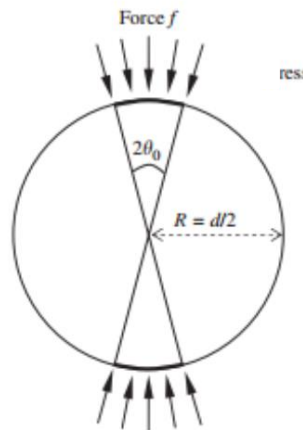


Figura 3.6 – Máxima distância de $R \tan \theta_0$ abaixo do centro do contato (Ciantia et al., 2015).

Substituindo a equação (3.5) na (3.2), tem-se o critério limite para as forças normais de contato como mostrado na equação a seguir.

$$F_{lim} = \frac{\kappa}{f(\chi, \nu)} \pi R^2 \sin^2 \theta_0 = \sigma_{lim} A_F \quad (3.7)$$

Sendo A_F a área de contato entre as partículas.

A área de contato entre as partículas pode ser calculada mediante a teoria de contato de Hertz, sendo possível expressá-la em termos das propriedades elásticas do material. Assim, o raio da área de contato pode ser expressado conforme a expressão seguinte.

$$r_H = \left(\frac{3r'}{4E'} \right)^{1/3} \quad (3.8)$$

sendo:

$$r' = \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)^{-1} \quad (3.9)$$

$$E' = \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)^{-1} \quad (3.10)$$

Sabendo que se adotou para todas as partículas o mesmo valor de módulo de Young e Poisson, a equação (17), torna-se:

$$E' = \left(2 \times \frac{1-\nu^2}{E} \right)^{-1} \quad (3.11)$$

Desta forma, a área de contato A_F das partículas pode ser expresso a partir da seguinte equação:

$$A_F = \frac{\pi}{4} 2r_H^2 = \pi \left(\frac{3r'}{4E'} \right)^{2/3} \quad (3.12)$$

Partículas menores são mais fortes que partículas maiores. Este efeito de tamanho foi incorporado através de um fator $f_{tamanho}$.

$$f_{tamanho}(d) = \left(\frac{d}{d_0} \right)^{-3/m} \quad (3.13)$$

sendo m o parâmetro do material e d_0 o diâmetro de referência. Tomou-se como diâmetro de referência, o diâmetro médio da granulometria da amostra truncada escolhida.

Vários estudos foram realizados de modo a calibrar o parâmetro m . Segundo essas análises, valores entre 3 e 20 representam de maneira adequada o comportamento de materiais cuja composição é rica em quartzo, feldspato e mica, minerais comumente encontrados nos granitos. Desta forma, adotou-se $m = 10$, visto que se trata de um valor que se adequaria ao material analisado.

Substituindo, então, os parâmetros e equações na equação (3.7), tem-se, para o material em questão, a seguinte expressão para determinação da força limite de quebra:

$$F_{lim} \leq \sigma_{lim} A_F = \left[\frac{\kappa}{f(\chi, \nu)} \left(\frac{d}{2r_{m\u00e9dio}} \right)^{-3/3} \pi \left(\frac{3r'}{4Er} \right)^{2/3} \right]^3 \quad (3.14)$$

Atingida a força limite, haverá a quebra da part\u00edcula. A quebra \u00e9 representada pela exclus\u00e3o da part\u00edcula, cuja for\u00e7a excedeu a limite, e adi\u00e7\u00e3o de outras 14 esferas que ocupar\u00e3o o seu volume inicial. Trata-se de um arranjo de esferas tangentes que n\u00e3o se interpenetram contidas dentro do espa\u00e7o ocupado pela esfera anterior. Neste processo, haver\u00e1 perda de massa, mas acredita-se que o pacote de 14 novas esferas representa de maneira satisfat\u00f3ria a esfera quebrada. Desta forma, o processo de quebra pode ser representado pela Figura 3.7 a seguir.

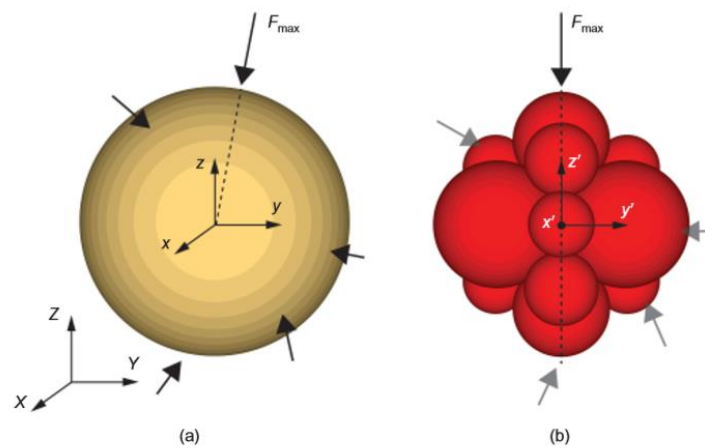


Figura 3.7 – Quebra e inser\u00e7\u00e3o de novas part\u00edculas (Ciantia et al., 2015).

O crit\u00e9rio da for\u00e7a limite, visando poupar o gasto computacional, foi aplicado apenas para part\u00edculas a partir de um determinado tamanho. Trata-se do limite de fragmenta\u00e7\u00e3o. Esse limite n\u00e3o altera o comportamento macrosc\u00f3pico do material uma vez que, como j\u00e1 discutido, as part\u00edculas maiores s\u00e3o respons\u00e1veis pelo comportamento macrosc\u00f3pico do material. Adotou-se como limite de fragmenta\u00e7\u00e3o 20% do menor raio da distribui\u00e7\u00e3o granulom\u00e9trica.

Assim, de forma resumida, o script de quebra utilizado neste trabalho segue os seguintes passos:

Passo 1: A partir dos valores de σ_c e σ_t , calculam-se os valores dos par\u00e2metros χ e κ e, conseq\u00fcentemente de σ_{lim}

Passo 2: Determina-se, na amostra, aquela que possui a maior tensão. Esta etapa é feita a partir da comparação da tensão de todas as esferas da amostra. Inicia-se com uma esfera qualquer e guarda-se sua tensão. Comparando com a próxima esfera, caso sua tensão seja maior, substitui-se a esfera e a tensão. Caso contrário, o processo de comparação continua até que haja uma esfera com tensão maior.

Passo 3: Calcula-se a força normal atuante na esfera cuja tensão é a maior da amostra.

Passo 4: Caso a força normal calculada seja maior que a força limite, compara-se o seu diâmetro com o limite de fragmentação. Caso seu diâmetro seja maior que o limite, dá-se o comando para quebrar a partícula. Caso contrário, nada acontecesse e o processo é retomado do início em um novo passo de tempo.

Passo 5: Sendo o diâmetro da partícula superior ao limite de fragmentação, a esfera é eliminada e 14 novas esferas são adicionadas no volume ocupado pela esfera anterior. Destaca-se que haverá perda de massa e volume nesta substituição, mantendo-se, porém, as características de comportamento da partícula que foi substituída.

Passo 6: Recomeço do processo em um novo passo de tempo.

3.4 COMPRESSÃO

Como o objetivo desta pesquisa envolve analisar o comportamento macroscópico do material a partir de suas características microscópicas, buscou-se reproduzir da maneira mais fiel possível os ensaios de resistência mecânica de um enrocamento, qual sejam, compressão uniaxial e cisalhamento direto.

O equipamento do ensaio de compressão que se reproduziu está apresentado na Figura 3.8. Trata-se de uma câmara formada por uma sequência de anéis de alumínio e de borracha chegando a 1 m de altura por 1 m de diâmetro. “Strain-gates” localizados no centro da câmara mede a tensão horizontal durante o ensaio, sendo, portanto, um ensaio oedométrico.



Figura 3.8 – Equipamento para ensaio de compressão unidimensional (Dias,2001).

Em mecânica das rochas, há uma relação mínima entre a menor dimensão do equipamento e o diâmetro máximo dos grãos. Normalmente, esta relação varia entre seis e dez. A relação utilizada no ensaio de compressão 1D foi de sete, seguindo a prática do Centro Tecnológico de Engenharia Civil de Furnas, local onde os ensaios que se buscou reproduzir foram realizados. Como o maior diâmetro disponível é de 76,2 mm, optou-se, então, por utilizar uma altura de 0,6 m. Desta forma, reproduziu-se o equipamento do ensaio pela inserção de um cilindro cujo raio era de 0,5 m e a altura de 0,6 m.

A primeira etapa do ensaio consiste na geração da amostra, conforme explicado em seção anterior. Gerou-se, então, amostra com granulometria correspondente à amostra 5, ou seja, possuindo 5 diâmetros da granulometria completa de Dias (2001).

Gerada e estabilizada, a amostra é então importada para o ensaio de compressão 1D propriamente. O ensaio consiste basicamente na descida de um plano com velocidade constante até que se atinja a deformação máxima de 7% ou a capacidade de carga da célula de 200 t, mantendo restritos os deslocamentos laterais e no fundo.

Vários testes foram realizados de modo a verificar a influência da velocidade no ensaio de compressão. A seguir, na Figura 3.9, os resultados dos testes são mostrados.

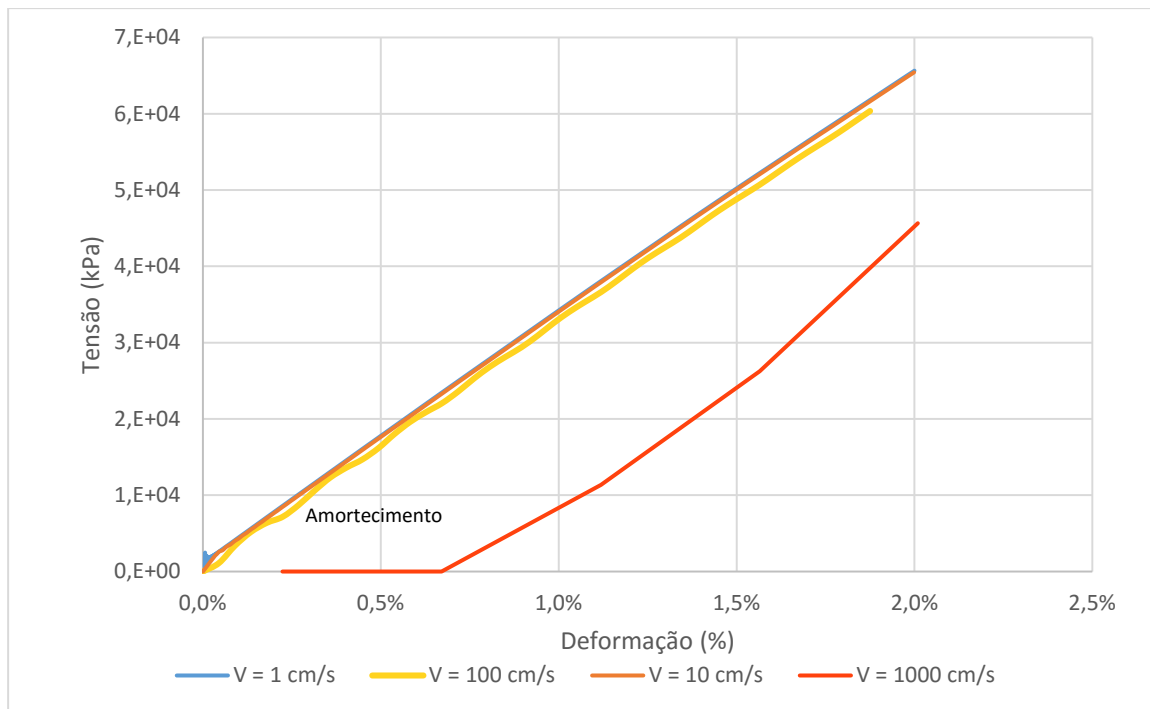


Figura 3.9 – Influência da velocidade – Parâmetros da amostra: $E = 10^9$ e $\phi = 64^\circ$.

Conforme se pode notar, até determinada velocidade, não há influência entre o comportamento do material e a velocidade. A partir de determinada velocidade, entretanto, esta influência começa a surgir. Nos casos testados, as velocidades de plano de 1 cm/s, 10 cm/s e 100 cm/s apresentam comportamentos muito semelhantes, enquanto a velocidade de 1000 cm/s apresenta-se muito diferente.

O trecho linear da curva que representa a velocidade de 1000 cm/s deve-se a um efeito do amortecimento. Devido a rápida velocidade, o efeito do carregamento demora para ser transferido para as molas dos contatos. Assim, surge esse patamar tendo em vista a não-linearidade do amortecimento em relação a velocidade.

Definida, então, a velocidade de 10 cm/s, passa-se a execução dos ensaios. Para que os ensaios reproduzam de maneira fiel o comportamento do material, é necessário calibrar bem os parâmetros das partículas, ou seja, ângulo de atrito, módulo de Young e Poisson. A relação entre os parâmetros da partícula e os parâmetros do material ainda são pouco conhecidas. Desta forma, o processo de calibração foi realizado mediante tentativa e erro. Os resultados são mostrados em capítulo apropriado. Destaca-se que os parâmetros que se busca calibrar referem-se às propriedades das próprias partículas e não da amostra.

3.5 CISALHAMENTO DIRETO

O equipamento utilizado para a realização do ensaio de cisalhamento direto é composto essencialmente por uma caixa de dimensões 80 cm x 80 cm x 45 cm, um macaco com capacidade de 200 t no sentido da força normal e outro de igual capacidade no sentido na força cisalhante, conforme mostra a Figura 3.10 a seguir. Devido a relação entre a menor dimensão do equipamento e o maior diâmetro da amostra, citada anteriormente, o diâmetro máximo de grão utilizado nos ensaios de cisalhamento foi 63,5 mm.



Figura 3.10 – Equipamento utilizado no ensaio de cisalhamento direto de grande escala (Dias, 2001).

Inicialmente, a amostra é gerada, conforme processo já comentado anteriormente. Após a geração, a amostra necessariamente passará por um processo de estabilização, onde, além da dissipação de forças pelo rearranjo de partículas, poderá se detectar possíveis forças internas causadas pela interpenetração de partículas, como explicado anteriormente. Essas forças internas são importantes, pois serão acrescentadas à tensão normal aplicada sobre a amostra de modo a equilibrá-las. A seguir, na Figura 3.11, apresentam-se as curvas de estabilização para algumas amostras.

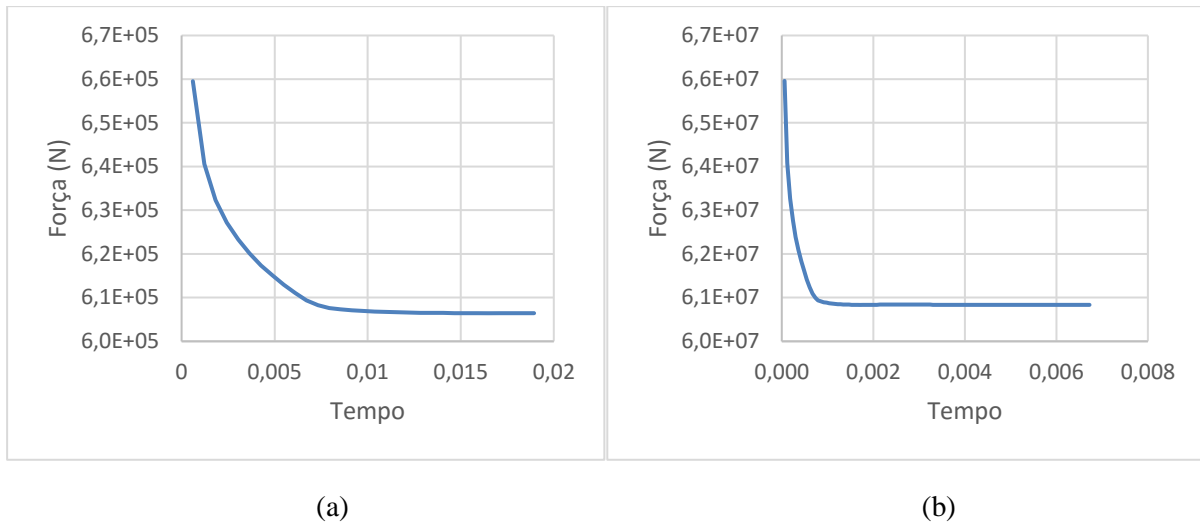


Figura 3.11 – Estabilização das amostras: (a) $E = 14E+07$ Pa e $\phi = 30^\circ$; (b) $E = 14E+09$ e $\phi = 30^\circ$.

A tensão normal sobre a amostra é aplicada por meio de uma caixa cuja densidade é controlada de modo a gerar a tensão desejada como mostra a Tabela 3.8. Havendo, portanto, força interna, transformando-a em massa, acrescenta-se ela à massa que comporá a densidade responsável pela tensão normal.

Tabela 3.8 – Densidades calculadas para aplicação de tensão normal.

Tensão Aplicada	Densidade Calculada
400 kPa	400000 kg/m ³
800 kPa	800000 kg/m ³
1600 kPa	1600000 kg/m ³

Optou-se por utilizar uma caixa para exercer a tensão normal de ensaio, pois, o software de código aberto Yade não permite a aplicação de força de maneira contínua. Desta forma, para alcançar a tensão desejada, utiliza-se uma velocidade. A velocidade utilizada poderia ser aplicada em um plano que se moveria durante o ensaio. Nesta situação, entretanto, seria impossível medir dilatação na amostra, pois, o plano não é um objeto que pode ser deixado livre na simulação, ou seja, ele sempre possui uma determinada posição. Alcançada, então, a posição que garante a tensão normal de ensaio, se fixaria a posição do plano e, a partir de então, ele permaneceria nesta posição até o final do ensaio. Desta forma, por mais que a amostra aplique no plano uma força no sentido de movê-lo para cima como consequência da dilatação,

ele continuaria preso na posição inicial que garantiu a amostra a tensão normal de ensaio desejada.

A caixa, ao contrário, pode ter um ou mais de seus graus de liberdades tornados livres. Assim, estabelecida a densidade da caixa, ela é configurada de modo que se permita seu movimento somente na direção z. Portanto, desta forma, inicialmente, a caixa se moverá no sentido de comprimir a amostra, atingindo a tensão normal de ensaio, e, durante o ensaio, ela poderá ser empurrada para cima caso haja dilatação.

O cisalhamento propriamente dito começará, então, após a estabilização da caixa que exerce a tensão normal, ou seja, quando sua velocidade vertical, após o início do ensaio, for nula. Após esta estabilização, aplica-se uma velocidade horizontal na parte superior da amostra, simulando o movimento de cisalhamento. A única parte da caixa superior que não receberá velocidade, mas será mantida livre de modo que se permita seu movimento, é a parede esquerda superior, representada na Figura 3.12. As paredes da parte superior da caixa que contem a amostra passam então a empurrar a amostra que empurrará, por reação, a parede livre. Finalmente, a parede livre empurrará, então, uma esfera que mede a força cisalhante. Apesar de ser possível medir a força diretamente na parede livre, optou-se pela esfera de medição por representar o comportamento de maneira mais precisa, conforme apresentado na Figura 3.13.

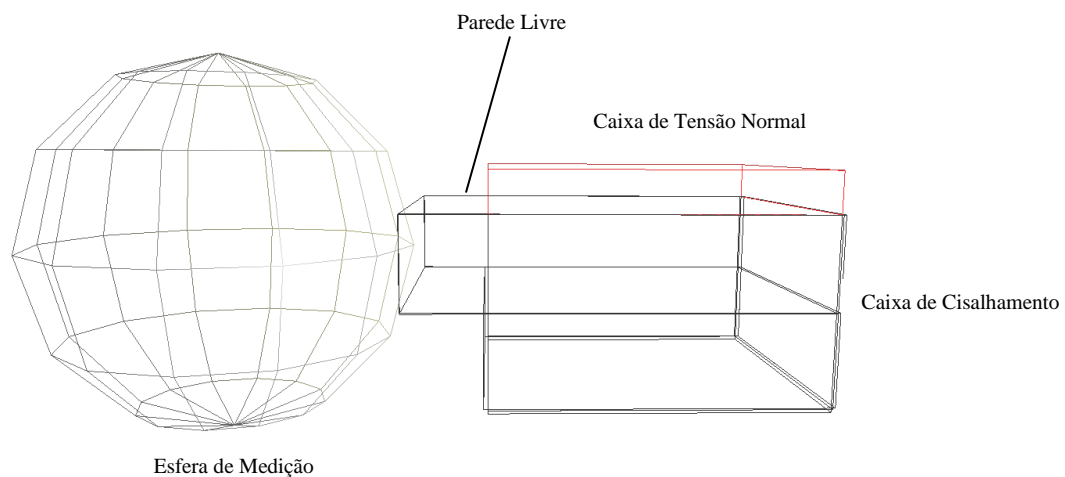


Figura 3.12 – Esquema do ensaio de cisalhamento virtual.

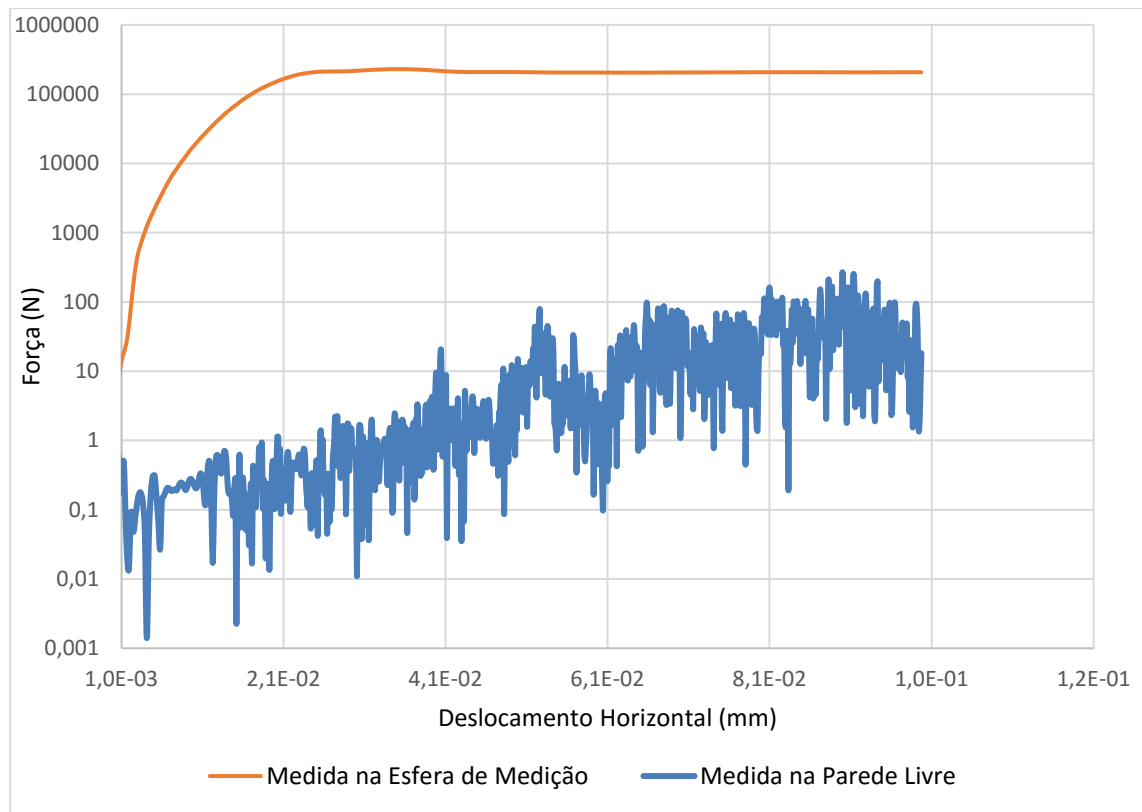


Figura 3.13 – Comparação de medições na caixa e na esfera.

A esfera de medição simula os anéis de carga de ensaios de cisalhamento convencionais. Desta forma, consegue-se medir a força, pois a rigidez da esfera é conhecida. Assim, por meio do deslocamento que a esfera sofre, sabe-se a força que está atuando nela.

Os anéis de carga de ensaios convencionais são feitos de aço temperado. Desta forma, acredita-se que sua rigidez se encontra em torno de 200 GPa. Essa rigidez foi adotada como módulo de Young da esfera de medição para reproduzir o seu comportamento visto que o principal objetivo dos ensaios realizados é a reprodução dos comportamentos dos materiais encontrados na realidade.

Assim, para que os ensaios reproduzam de maneira fiel o comportamento do material é necessário calibrar bem os parâmetros das partículas, ou seja, ângulo de atrito, módulo de Young e Poisson. Outro parâmetro muito importante que deve ser calibrado neste ensaio é a rigidez ao rolamento das partículas, κ_{rot} . Este parâmetro simula a forma das partículas, impondo uma resistência ao movimento de rolagem. Os resultados dos processos de calibração serão mostrados em seção apropriada.

4. RESULTADOS

4.1 COMPRESSÃO UNIDIMENSIONAL

Este capítulo será dividido em duas seções, sendo a primeira relativa a compressão 1D e segunda relativa ao cisalhamento direto. Cada seção é subdividida em calibração dos parâmetros e simulação do ensaio real. Porém, devido à natureza da calibração de parâmetros, em alguns casos serão apresentados resultados secundários que auxiliaram na definição dos parâmetros utilizados na fase de simulação dos ensaios.

4.1.1 CALIBRAÇÃO DE PARÂMETROS PARA COMPRESSÃO UNIDIMENSIONAL

Os parâmetros que alimentam o modelo que define o comportamento de um determinado material são inúmeros. O software Yade permite, dentro de seus modelos, que se utilize uma variedade de parâmetros para definir o desempenho desejado. Para o ensaio de compressão 1D, os parâmetros calibrados foram módulo de Young da partícula, coeficiente de Poisson da partícula e ângulo de atrito da partícula. Os resultados dos testes de compressão para diferentes módulos de Young, Poisson e ângulo de atrito estão expostos nas figuras 4.1 a 4.3.

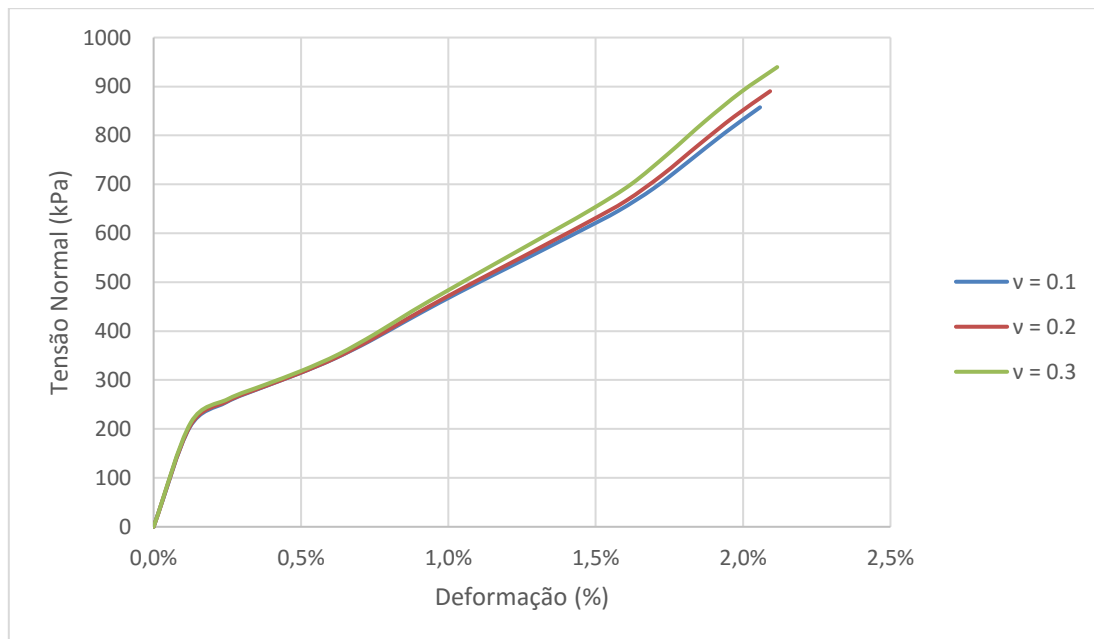


Figura 4.1 – Comparação do comportamento de uma amostra devido ao Poisson – $E = 10^8$ e $\phi = 30^\circ$.

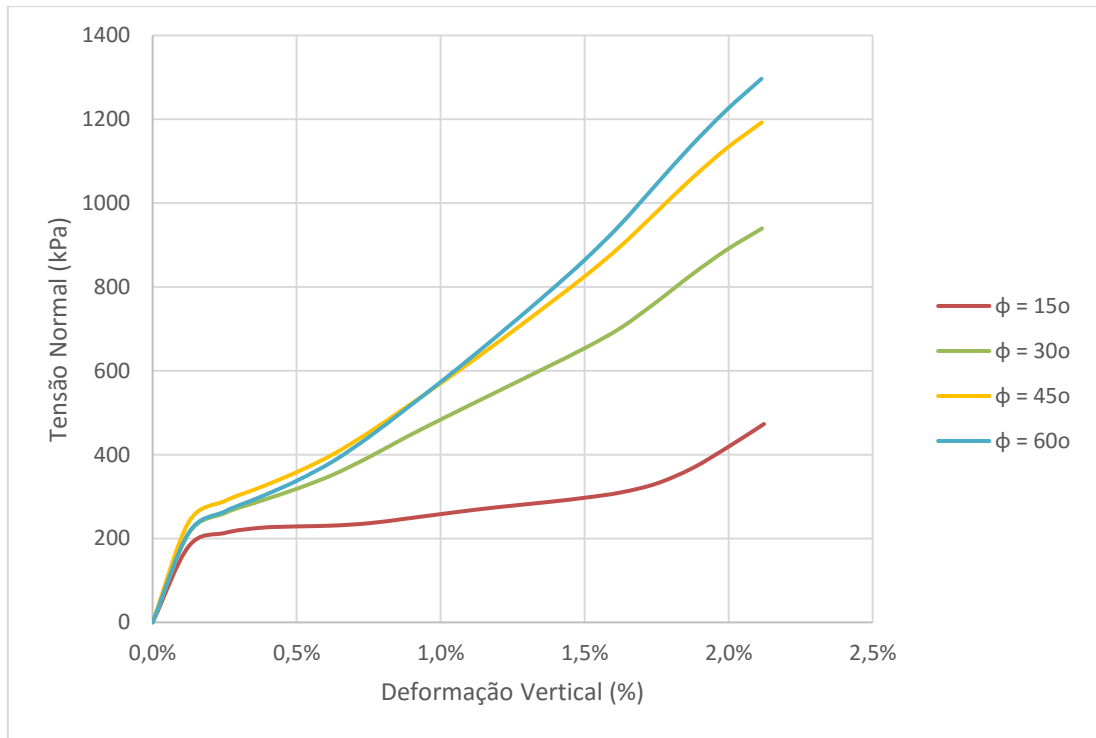


Figura 4.2 – Comparação do comportamento de uma amostra devido ao Ângulo de Atrito – $E = 10^8$ e $\nu = 0,3$.

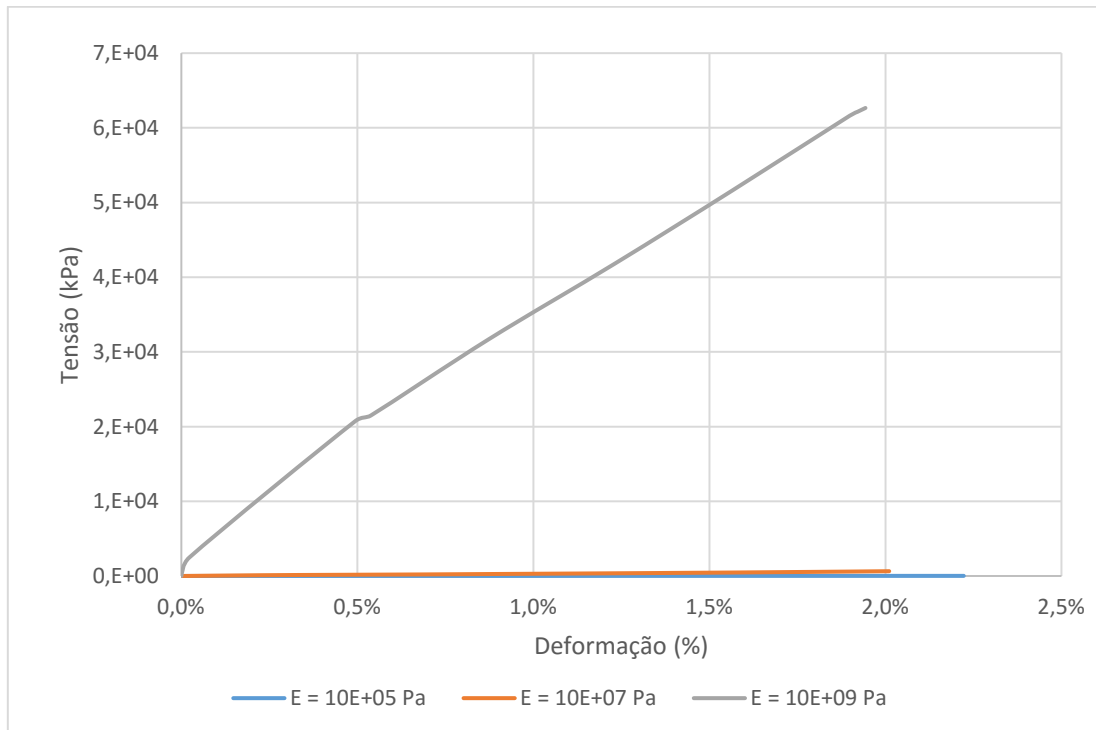


Figura 4.3 – Comparação do comportamento de uma amostra devido ao módulo de Young – $\nu = 0,3$ e $\phi = 55^\circ$

Os ensaios para obtenção destes resultados foram feitos mantendo-se constante a granulometria da amostra e variando os seus parâmetros. Pela análise das figuras 4.1, 4.2 e 4.3 pode-se perceber que o ângulo de atrito e o coeficiente de Poisson da partícula exercem pouca influência no comportamento macroscópico do material em um ensaio de compressão 1D. Ao contrário, a influência do módulo de Young é muito grande, fazendo, inclusive com que a tensão varie em sua ordem de grandeza.

O coeficiente de Poisson, no modelo de Hertz-Mindlin, possui certa influência na rigidez das molas. Assim, quanto maior o coeficiente, maior a rigidez das molas dos contatos entre as partículas. Sua variação, entretanto, conforme pode-se observar a Figura 4.1, é muito pequena. Desta forma, pode-se associá-la à própria aleatoriedade de comportamento das amostras, conforme discutido no capítulo anterior.

O ângulo de atrito, por sua vez, representa a dificuldade que uma partícula tem de deslizar em relação a outra. Desta forma, analisando a Figura 4.2, pode-se perceber que ângulos de atrito maiores, necessitarão de maiores forças para gerar a mesma deformação que ângulos de atritos menores provocam. Este fato acentua-se no final da curva de compressão visto que quanto maior a força atuando sobre as partículas, mais difícil será o movimento entre as partículas e mais atuante será o ângulo de atrito.

Outro resultado interessante que se pode analisar a partir do comportamento do material diante da variação do ângulo de atrito diz respeito ao seu comportamento assintótico. O ângulo de atrito não influencia de maneira indefinida o comportamento do material. A partir de um determinado momento, aumentar o ângulo de atrito não implicará, necessariamente, no aumento da tensão para gerar a mesma deformação. Tomando, por exemplo, a tensão normal de 400 kPa, como mostra a Figura 4.4 a seguir, aproximadamente a mesma deformação será gerada, a partir de 45° de ângulo de atrito.

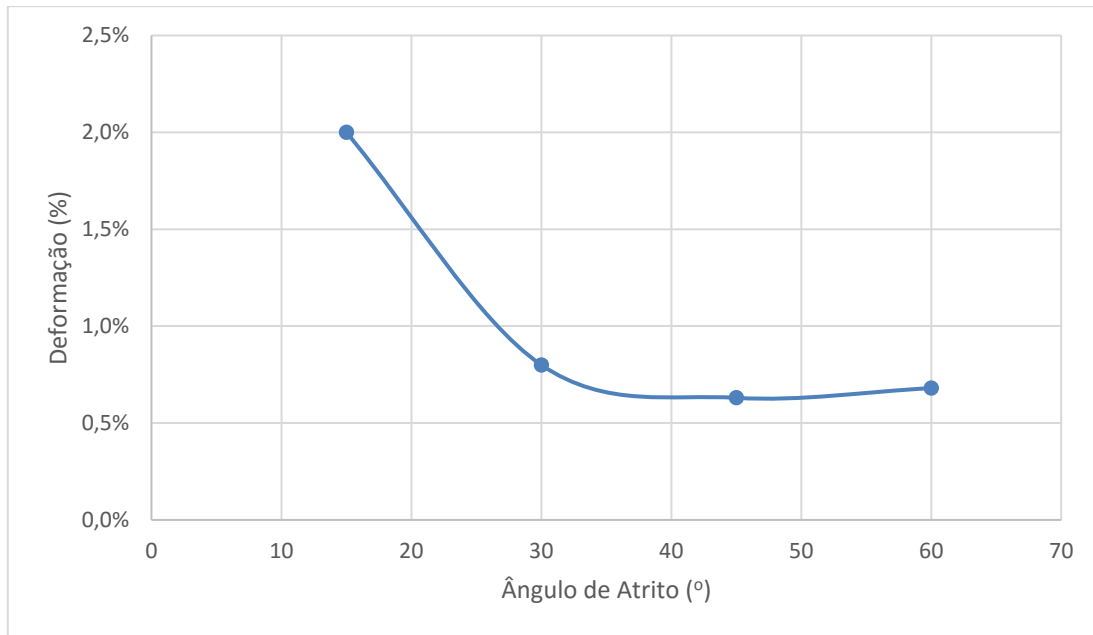


Figura 4.4 – Comportamento assintótico do comportamento de compressão em relação ao ângulo de atrito para uma tensão normal de 400 kPa – $E = 10^8$, $\nu = 0,3$.

O módulo de Young, por fim, é o parâmetro que apresenta maior influência sobre o comportamento do material no ensaio de compressão 1D. A Figura 4.5 a seguir mostra essa influência mediante um gráfico de tensão x deformação em escala logarítmica para auxiliar na análise.

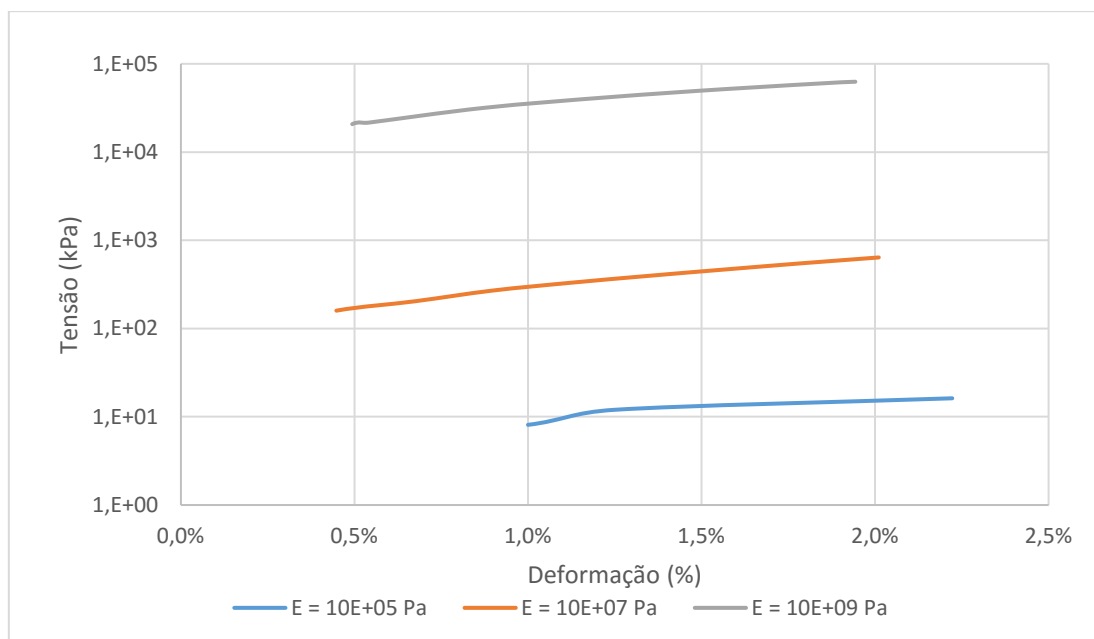


Figura 4.5 – Comparação do comportamento de compressão devido ao módulo de Young em escala log – $\nu = 0,3$ e $\phi = 53^\circ$.

O módulo de Young, no método dos elementos discretos, controla a força entre os contatos. Tanto a rigidez normal quanto a tangencial das molas entre as partículas são fortemente influenciadas por este parâmetro. Assim, quanto maior o módulo de Young, maior a rigidez da mola e, conseqüentemente, maior a força nos contatos. Uma vez que a força nos contatos é maior, as partículas são impedidas de se interpenetrar, ou seja, há uma menor deformação das partículas, simulando um comportamento rígido de uma partícula. Ao contrário, se a força é pequena, não haverá grandes impedimentos para a interpenetração das partículas, havendo, assim, deformações maiores.

Enquanto os outros parâmetros geram pequenas variações no comportamento do material, esse parâmetro provoca grandes alterações. Observando, por exemplo, a deformação de 1,5%, a tensão necessária para obtê-la, durante o ensaio de compressão, pode variar até duas ordens de grandeza de acordo com o módulo de Young adotado. A Figura 4.6 a seguir mostra a variação crescente entre a tensão necessária para provocar a deformação de 1,5% e o módulo de Young adotado.

Uma partícula pouca rígida apresenta uma grande capacidade de deformação. Desta forma, uma pequena força já é capaz de gerar uma deformação considerável. No caso de um ensaio de compressão 1D, se a amostra é formada por partículas pouco rígidas, a sua deformação, em grande parte, será consequência da deformação das próprias esferas. Ao contrário, quando as esferas são mais rígidas, a deformação da amostra será em maior parte função do rearranjo das partículas, sendo, neste caso, necessária uma força maior para obter o mesmo resultado.

Tendo em vista, portanto, a grande influência que o módulo de Young possui em detrimento dos outros parâmetros, estes resultados orientaram as calibrações a se iniciarem por este módulo. Os outros parâmetros, portanto, são calibrados em seguida de modo a melhorar o ajuste.

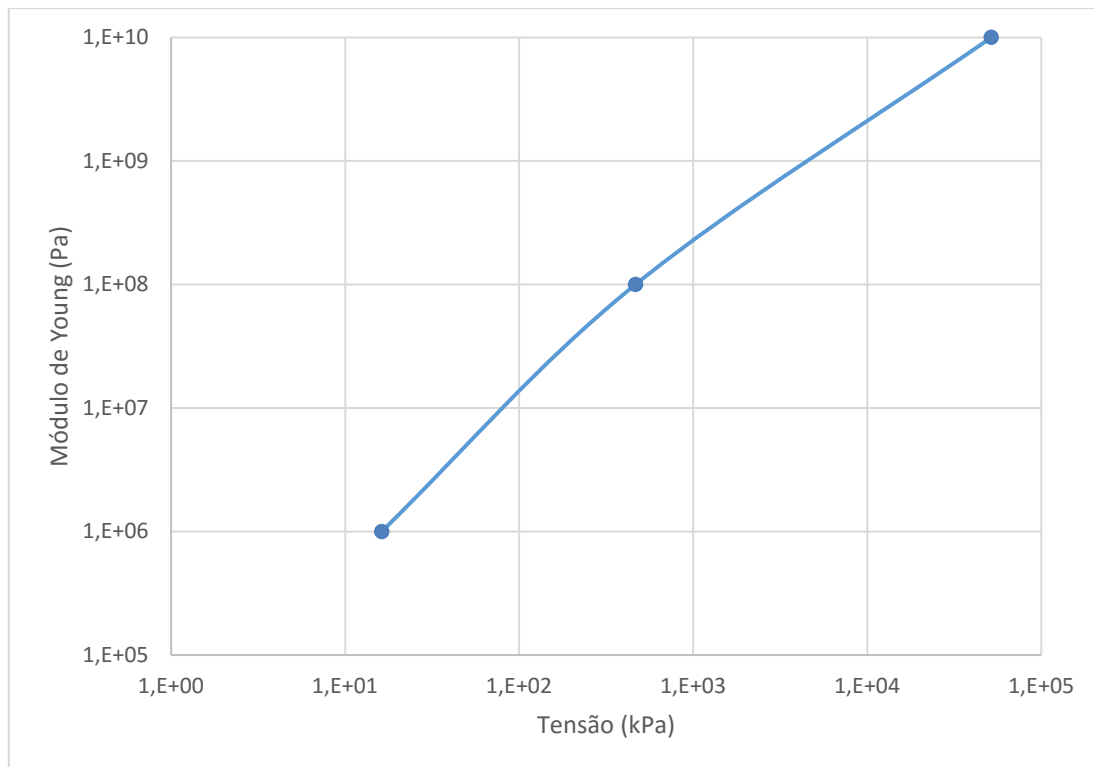


Figura 4.6 – Relação entre o módulo de Young e tensão necessária para provocar uma deformação de 1,5% - $\phi = 53^\circ$, $\nu = 0,3$.

4.1.2 RESULTADOS DE ENSAIOS DE COMPRESSÃO SIMPLES SEM QUEBRA

Após observada a influência, no comportamento do material, do coeficiente de Poisson, ângulo de atrito e módulo de Young, o gráfico da Figura 4.7 foi obtido pela calibração desses parâmetros de modo a reproduzir o resultado de Dias (2001). Neste gráfico observa-se o comportamento de três amostras diferentes: uma gerada com somente três diâmetros dos totais – Amostra 3, uma gerada com quatro diâmetros dos totais – Amostra 4, e, finalmente, uma gerada com cinco diâmetros dos totais – Amostra 5. Todas as amostras foram calibradas com os mesmos parâmetros (Tabela 4.1). A Tabela 4.2 apresenta a granulometria das amostras utilizadas.

Tabela 4.1 – Parâmetros utilizados nos ensaios de compressão unidimensional

Módulo de Young	14×10^7 Pa
Coefficiente de Poisson	0,3
Ângulo de Atrito Interno	53°

Tabela 4.2 – Granulometria das amostras utilizadas no ensaio de compressão unidimensional

Amostras	Diâmetros (mm)							
	75	63	50	37,5	25	19	12,5	9,5
3 diâmetros	41%	6%	53%					
4 diâmetros	25%	4%	32%	39%				
5 diâmetros	20%	3%	26%	31%	20%			

Pode-se observar que os resultados são satisfatórios. Para as três amostras, os mesmos valores de módulo de Young, ângulo de atrito e Poisson foram suficientes para que seus comportamentos se aproximassem do comportamento real obtido por Dias (2001). Assim, possíveis preocupações devido ao truncamento da curva granulométrica provaram-se desnecessários uma vez que, independente da curva granulométrica utilizada, os comportamentos das curvas se aproximaram do comportamento real.

Dentre as três amostras calibradas, entretanto, a amostra com 5 diâmetros mostrou-se a mais próxima da amostra real, tendo, portanto, um número de partículas suficientes para representar o material ensaiado em um tempo e gasto computacional aceitáveis.

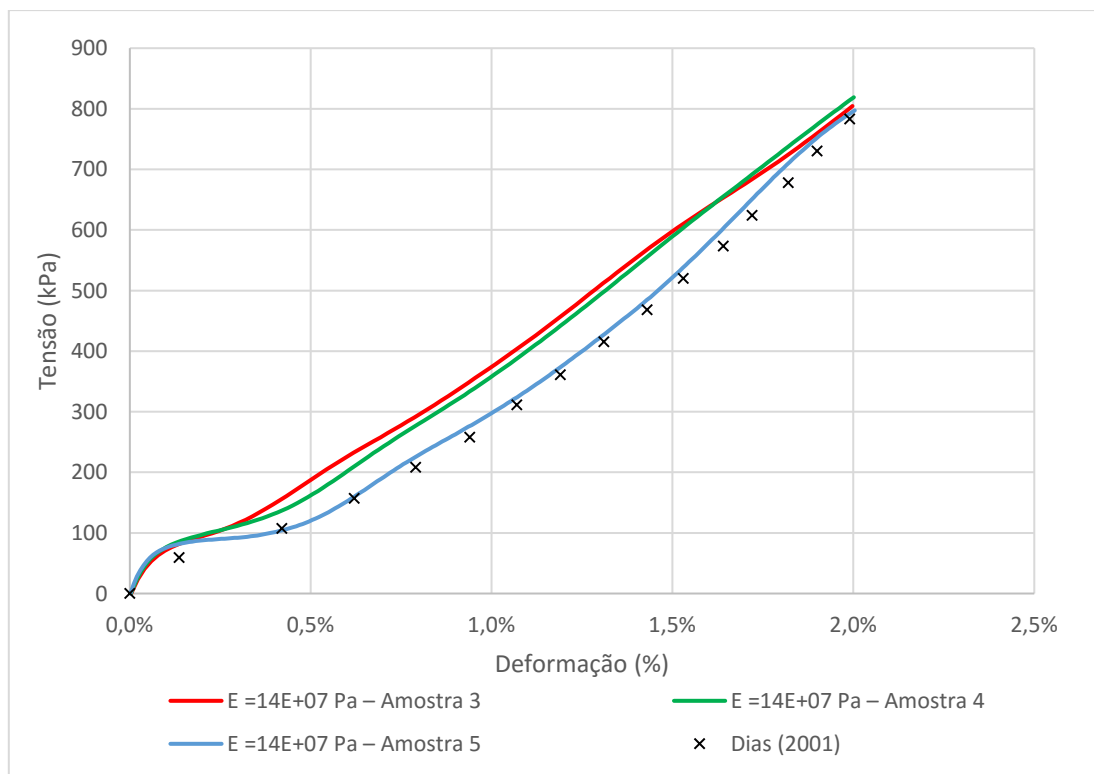


Figura 4.7 – Resultado do ensaio de compressão unidimensional - $\phi = 53^\circ$ e $\nu = 0,3$

4.1.3 RESULTADOS DE ENSAIOS DE COMPRESSÃO UNIDIMENSIONAL COM QUEBRA

De modo a compreender melhor o comportamento do mecanismo de quebra utilizado, realizou-se a compressão de uma única esfera, analisando a força limite necessária para sua quebra a partir da determinação do seu módulo de Young e raio. O único parâmetro testado foi o módulo de Young, pois, como visto ao longo das seções anteriores, é o parâmetro mais sensível. Além disso, segundo as expressões analisadas por Ciantia et al. (2015), não há influência do atrito na quebra, podendo haver uma pequena influência do coeficiente de Poisson.

O que se observou foi, primeiramente, a relação entre força limite para quebra e raio: quanto maior o raio, menor a força limite necessária para quebrar a partícula. Além disso, outra relação inversamente proporcional se dá entre o módulo de Young e a força necessária para quebrar a partícula: quanto maior o módulo de Young, menor a força necessária para quebrar a partícula. Esse fato acontece, pois, ao contrário de partículas flexíveis, partículas mais rígidas tem suas deformações limitadas. Por consequência, as interpenetrações da partícula também são limitadas. Uma força elevada em um contato provavelmente significa que houve interpenetração com alguma partícula vizinha. Assim, a fim de evitar interpenetrações improváveis, forças menores, que já seriam indicativos de interpenetração, são capazes de quebrar a partícula. Ao contrário, uma partícula mais flexível, capaz de suportar maiores deformações, tolera forças maiores que são resultado de interpenetrações mais significativas entre partículas. Estes resultados encontram-se na Figura 4.8 a seguir.

Utilizando, então as amostras geradas e calibradas pelo ensaio de compressão 1D, executou-se o mesmo ensaio de compressão, agora com quebra. O resultado encontra-se na Figura 4.9 a seguir.

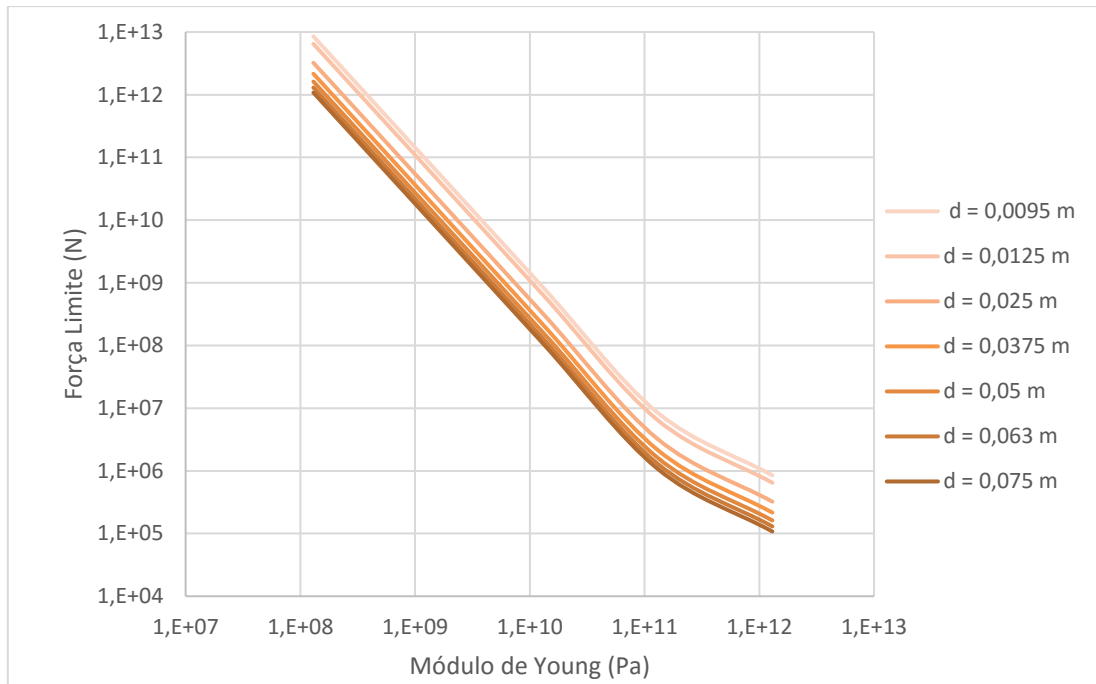


Figura 4.8 – Relação entre força limite e módulo de Young.

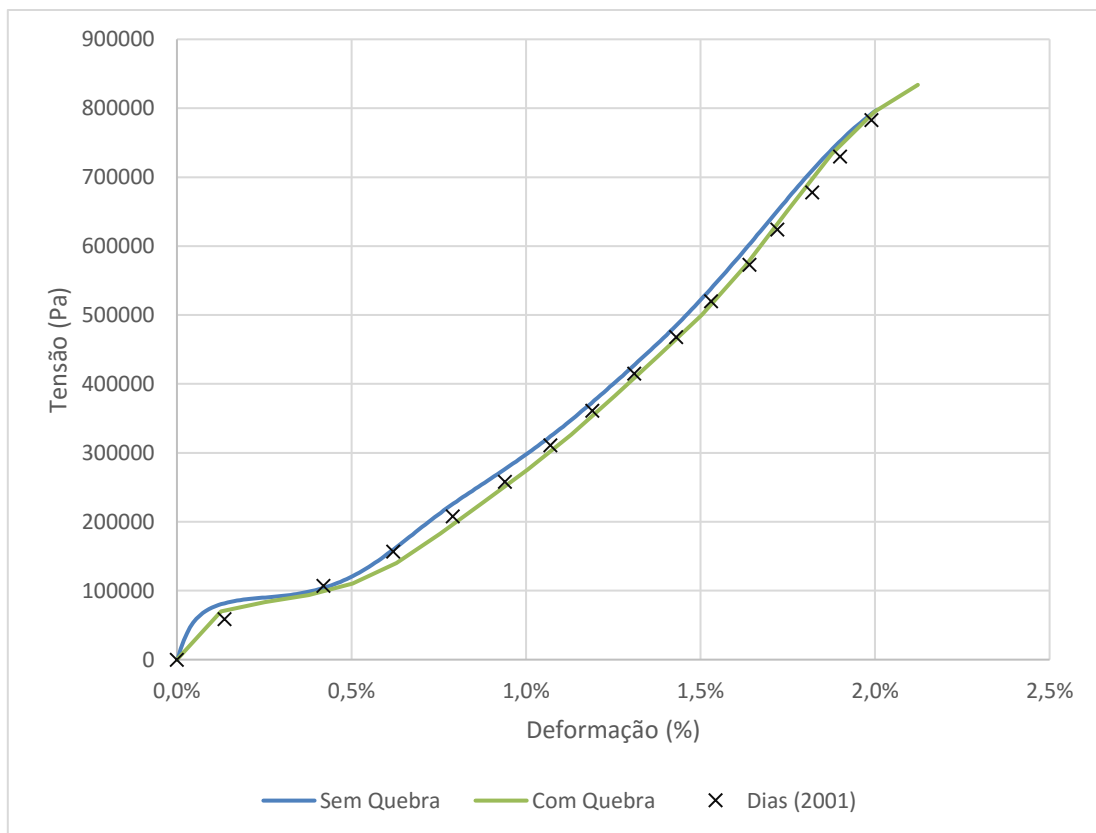


Figura 4.9 – Ensaio de compressão com quebra – $E = 14 \times 10^7$ e $\phi = 53^\circ$.

Percebe-se da análise dos resultados que não houve quebra significativa de partículas, conforme pode-se analisar das figuras 4.10 e 4.11 que apresentam a granulometria antes e depois dos ensaios. Desta forma, tanto o ensaio de compressão 1D com quebra como o ensaio de compressão 1D sem quebra apresentam-se suficientes para reprodução do ensaio realizado em laboratório.

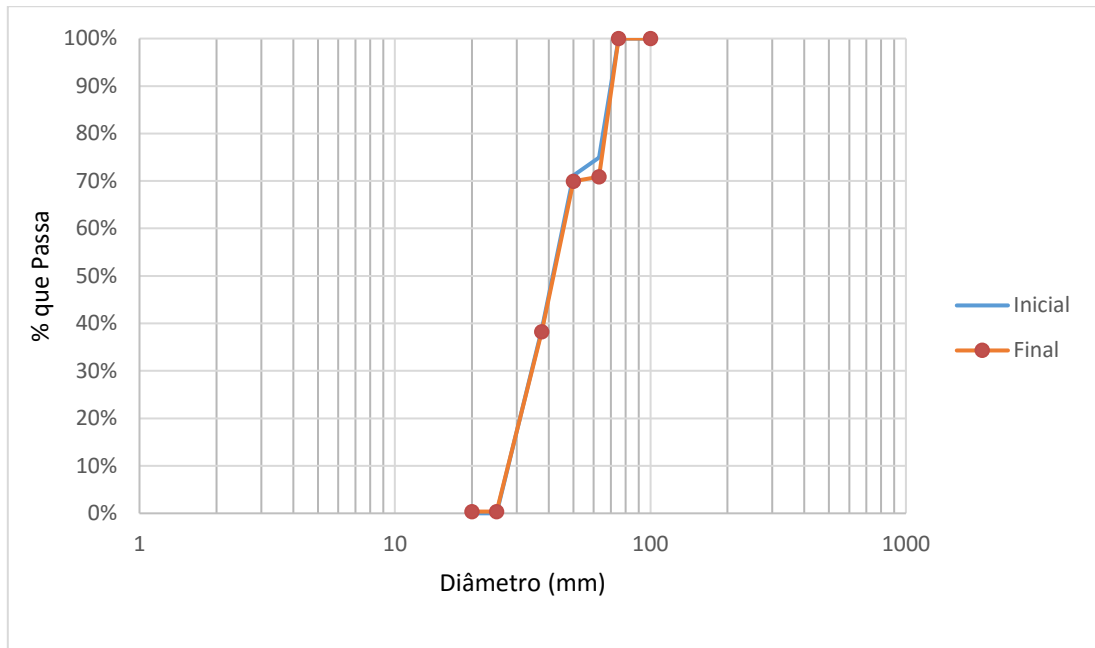


Figura 4.10 – Granulometrias inicial e final do ensaio de compressão unidimensional

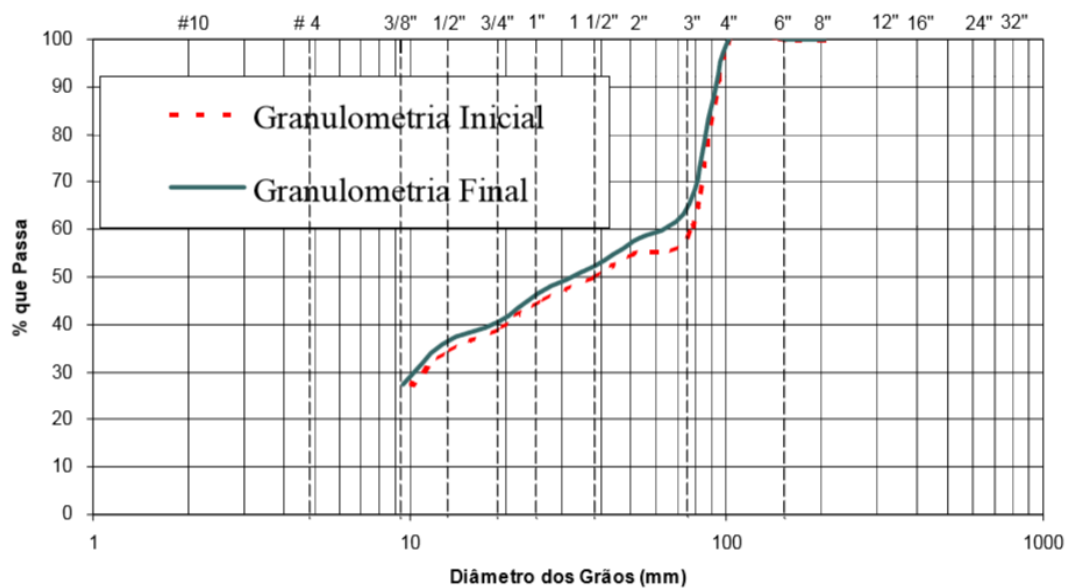


Figura 4.11 – Granulometrias inicial e final do ensaio de compressão unidimensional com material de Itapebi (Dias, 2001).

Segundo pode-se perceber da análise das curvas granulométricas, tanto do ensaio de Dias (2001) quanto dos ensaios realizados por meio do método dos elementos discretos, a quebra em ambos casos foi bastante reduzida. Nos ensaios de Dias (2001), o índice de quebra B_g é igual a aproximadamente 7,8%. Por sua vez, nos ensaios reproduzidos pelo método dos elementos discretos, o índice de quebra calculado foi de $B_g = 6,5\%$. Percebe-se, assim, uma certa proximidade entre o resultado reproduzido e o resultado real. Ao contrário do que se esperava, portanto, em ambos ensaios, a quebra das partículas não aconteceu de modo a tornar a estrutura mais estável, contrariando a teoria apresentada por Terzaghi (1960), que associa parte das deformações às quebras.

Conforme mencionado anteriormente, a ocorrência dos maus comportamentos nos enrocamentos foram relacionados a molhagem dos contatos dos blocos de rocha que provoca perda de resistência dos blocos, levando à quebra (Affonso, 2004). Os ensaios de Dias (2001) foram realizados em material seco, assim como os ensaios realizados neste trabalho, pois, não se considerou presença de água e seus possíveis efeitos. Assim, acredita-se que a ausência de água em ambos casos, limitou a ocorrência de quebras das partículas do material, ou seja, a pouquíssima quantidade de quebra nos ensaios deve-se à ausência de molhagem dos grãos.

Além disso, no caso dos ensaios realizados por meio do método dos elementos discretos, acredita-se que o modelo utilizado para simular a quebra dos grãos não representa de maneira satisfatória a realidade. Existem dois principais mecanismos de quebra encontrados na natureza. O primeiro deles, já estudado anteriormente, é a propagação de fissura pré-existentes, onde haverá o surgimento de falha no ponto mais fraco do grão. Outro mecanismo de quebra é pela fragmentação da partícula em suas arestas, com desprendimento de pequenos fragmentos.

O modelo utilizado, entretanto, não simula nenhum dos mecanismos citados. Ao contrário, ele quebra a partícula de uma maneira grosseira, se preocupando apenas com a questão da conservação das propriedades das partículas, e, deixando de lado a questão da representação do mecanismo real. Assim, enquanto nos mecanismos reais, a quebra se dá de forma gradual e, em alguns casos, não definitiva, no mecanismo utilizado, uma única força é responsável por quebrar a partículas por completo e de maneira definitiva.

4.2 CISALHAMENTO DIRETO

Assim como nos ensaios de compressão 1D, inicialmente, serão discutidos os resultados provenientes das etapas de calibração dos ensaios. Em seguida, serão mostrados os resultados dos ensaios com os parâmetros calibrados.

4.2.1 CALIBRAÇÃO DE PARÂMETROS PARA CISALHAMENTO DIRETO

Além dos parâmetros calibrados no ensaio de compressão 1D, um outro parâmetro deve ser analisado no âmbito do ensaio de cisalhamento direto: a rigidez rotacional de uma esfera (κ_{rot}). Trata-se de um parâmetro que relaciona o momento aplicado em um corpo e a rotação consequente desta aplicação, assim, no sistema internacional de medidas este parâmetro é expresso em N.m/rad.

Em ensaios de cisalhamento reais, as partículas ensaiadas não são perfeitamente esféricas. Desta forma, uma vez que se está buscando reproduzir um ensaio real, procurou-se entender e calibrar o funcionamento deste parâmetro. A rigidez rotacional de uma esfera, assim, impõe certa dificuldade ao movimento de uma partícula, simulando, portanto, que a partícula possui uma forma mais complexa que a esférica.

A fim de verificar o nível de influência da rigidez rotacional de uma esfera, assim como do seu ângulo de atrito, realizou-se um ensaio simples. Do alto de um plano inclinado 30°, soltava-se uma esfera, permitindo que ela rolasse até a base do plano (Figura 4.12). Alterando os valores de κ_{rot} e ϕ é possível verificar suas influências sobre o movimento de rolamento de uma partícula, parâmetro fundamental para um ensaio de cisalhamento direto.

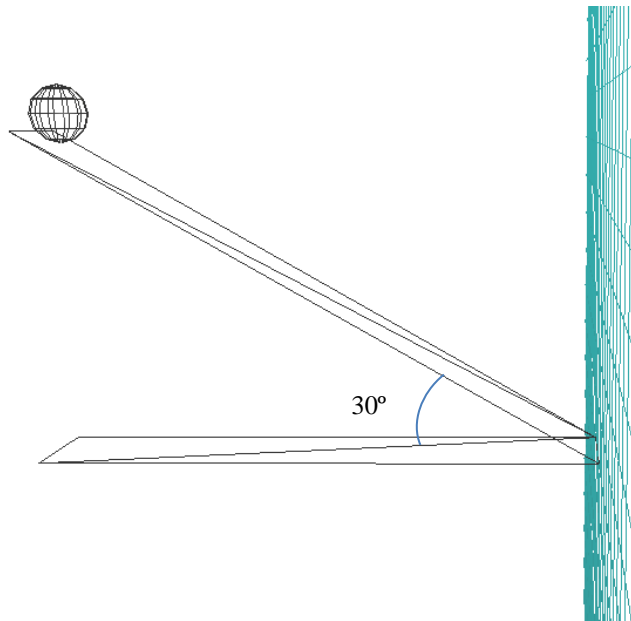


Figura 4.12 – Esquema de ensaio de rolamento

Mantendo-se a rigidez a rotação κ_{rot} constante e variando o ângulo de atrito interno, verifica-se que a esfera, mesmo sempre rolando em direção a base, apresentará um maior ou menor tempo para o trajeto. O gráfico da Figura 4.13 mostra o tempo que levou até que a esfera atingisse uma parede na base do plano inclinado, fazendo, assim, um pico de força nessa parede.

Alterando o ângulo de atrito, portanto, os picos demoram mais ou menos a aparecer. Outro ponto que merece destaque diz respeito a altura e quantidade dos picos. Analisando a curva originada do ensaio com ângulo de atrito nulo percebe-se um maior pico comparado às demais curvas. Tal fato deve-se a ausência de dissipação de energia ao longo da descida que aconteceria pelo atrito entre a esfera e o plano. Além disso, ao colidir contra a parede, outros três pequenos picos ainda aparecerão no gráfico do seu comportamento. Ao atingir a parede, a esfera volta uma determinada distância no plano. Mais uma vez, devido à ausência de atrito, este fato se repetirá mais vezes que uma esfera com atrito, visto que não há dissipação da energia da esfera. Por exemplo, enquanto que com a esfera de atrito nulo há quatro picos, a esfera de maior atrito ($\phi = 50^\circ$) apresenta somente dois, ou seja, duas colisões nas paredes aliadas ao atrito com a rampa dissipam completamente sua energia.

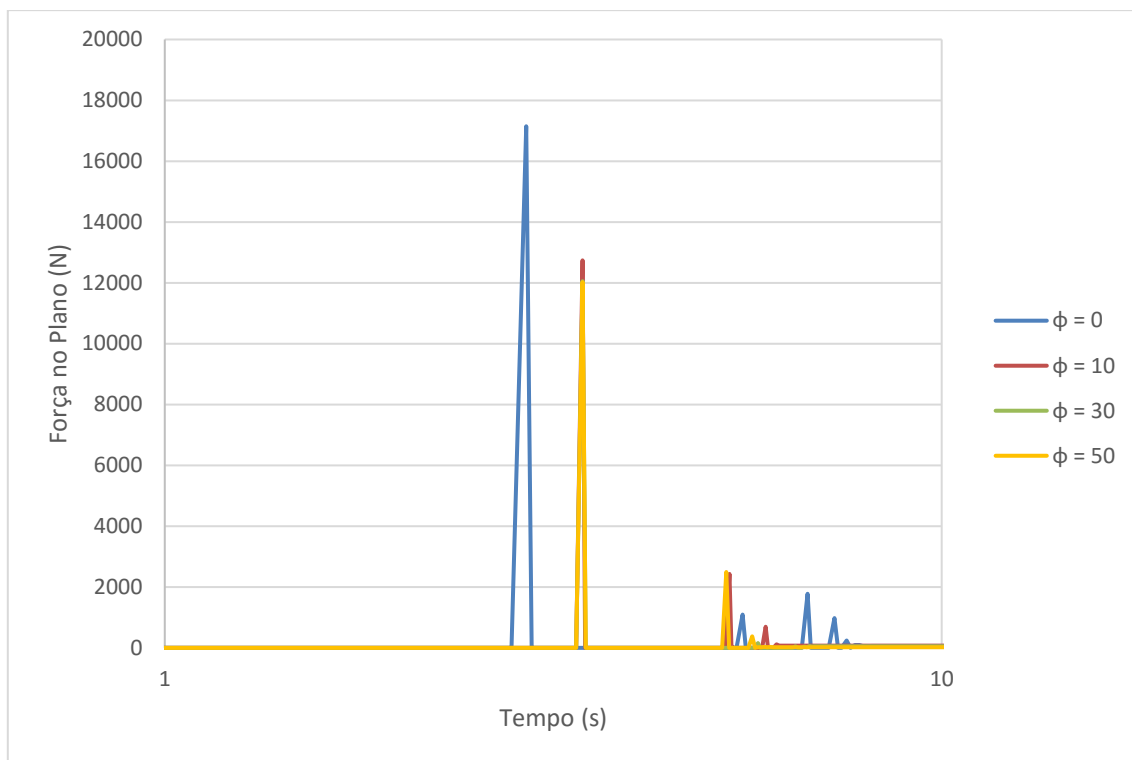


Figura 4.13 – Influência do ângulo de atrito - $E = 14 \times 10^9$ e $\kappa = 0$.

Tomando agora o ângulo de atrito interno e aliando à rigidez rotacional, tem-se o gráfico da Figura 4.14. Inicialmente, com a rigidez nula, tem-se o mesmo resultado apresentado no gráfico anterior, ou seja, a esfera rola até a base, colidindo contra a parede e dispersando parte da sua energia que será dissipada em outras colisões, além do atrito com a rampa, visto que o ângulo de atrito adotado para esses testes foi de 50° .

Aumentando o valor de κ para 1000 N.m/rad , pode-se observar uma redução significativa do primeiro pico, ou seja, há uma resistência ao movimento da partícula que se manifesta pela dissipação da energia do movimento de rolamento até a base da rampa.

Aumentando ainda mais o valor de κ , agora para 1000 kN.m/rad , percebe-se que não haverá colisões contra a parede. Isso acontece, pois, a esfera ficará parada no topo da rampa, ou seja, a rigidez ao rolamento, aliada ao ângulo de atrito, imprimiram à esfera uma resistência ao movimento. Percebe-se, assim, que, como a rigidez rotacional simularia uma mudança de forma da partícula.

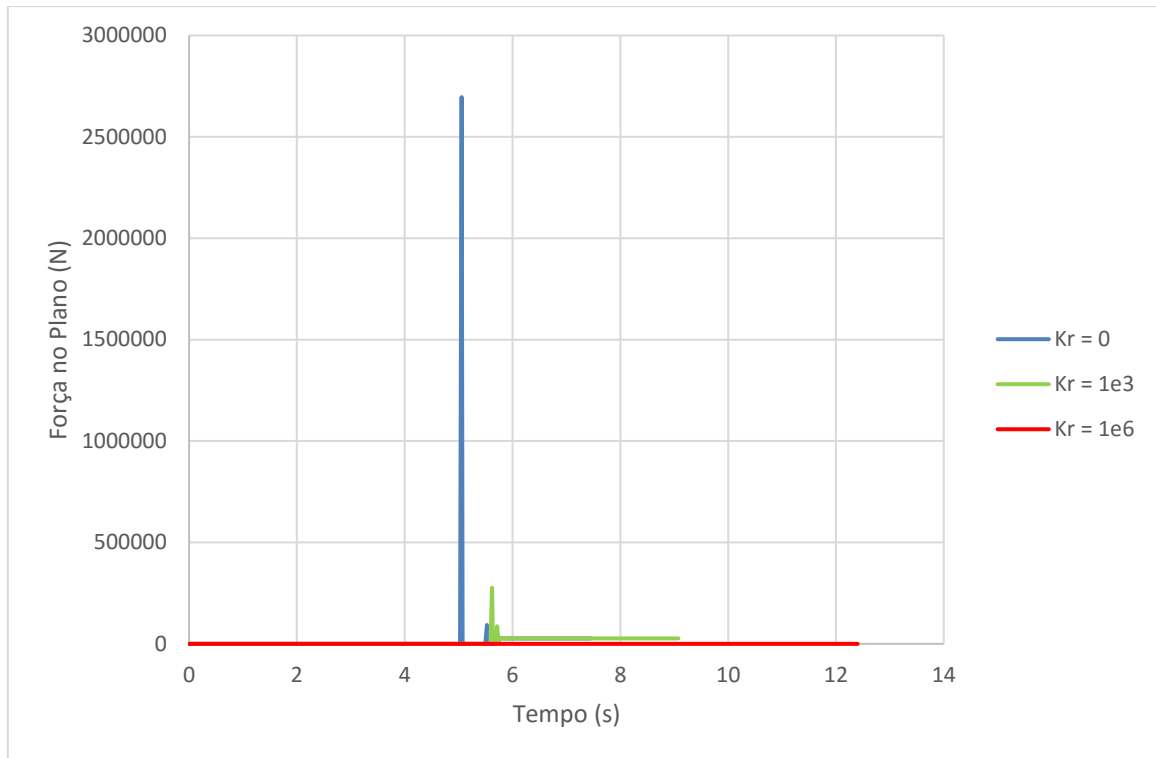


Figura 4.14 – Influência da rigidez rotacional - $E = 14 \times 10^9$ e $\kappa = 0$.

Após estes testes, realizou-se, também, um teste bastante simples cujo esquema encontra-se representado na Figura 4.15. Trata-se de um cisalhamento realizado com um número reduzido de partículas, a amostra possui apenas nove esferas. Para a obtenção da envoltória dessa pequena amostra, utilizaram-se tensões normais de 2, 4, 8 e 16 kgf/cm².

O principal objetivo deste pequeno ensaio é analisar o movimento das partículas passando umas sobre as outras. Desta forma, uma das consequências é poder observar, por exemplo, o movimento da caixa responsável pela tensão normal no ensaio e, se houver, a dilatação da amostra. Assim, em uma escala grosseira, é possível observar a influência do ângulo de atrito, rigidez rotacional, módulo de Young e coeficiente de Poisson em um ensaio de cisalhamento.

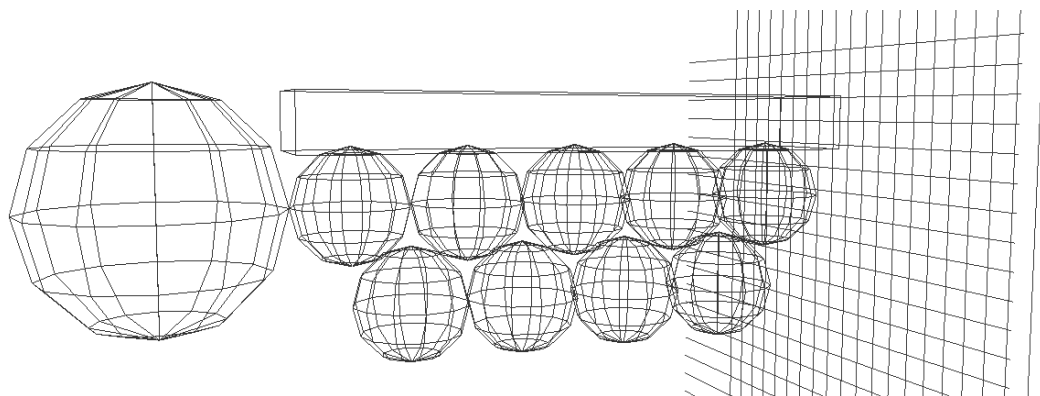


Figura 4.15 – Influência da rigidez rotacional.

Inicialmente, mantendo o módulo de Young e a rigidez rotacional constantes, alteraram-se os ângulos de atrito das partículas. Notou-se à princípio que o aumento do ângulo de atrito eleva a resistência da amostra, sendo necessários tensões cisalhantes maiores para uma mesma tensão normal (Figura 4.16).

Além disso, dos resultados obtidos destes primeiros ensaios, destaca-se a envoltória de ruptura da amostra com ângulo de atrito interno zero. Como poucas partículas estão sendo ensaiadas, o grau de entrosamento entre elas é pequeno. Ainda assim, este entrosamento entre partículas mostrou-se suficiente para que, mesmo sem rigidez rotacional e ângulo de atrito, fosse medido algum atrito da amostra, que, como mostra a Tabela 4.3 foi de $19,10^\circ$. Desta forma, com este ensaio foi possível detectar o atrito devido exclusivamente ao processo de rolagem de uma partícula sobre a outra, ou seja, pode-se concluir que existe uma parcela do ângulo de atrito da amostra que é devido, simplesmente, ao movimento de uma partícula passando sobre a outra.

Outro ponto importante destes resultados refere-se ao comportamento assintótico que se apresenta a partir de um determinado ponto. Analisando a Figura 4.16, percebe-se que as curvas de $\phi = 30^\circ$ e $\phi = 50^\circ$ apresentam comportamento extremamente semelhante. Desta forma, nota-se que aumentar o atrito indefinidamente é pouco eficaz uma vez que, a partir de determinado ponto, seu efeito passa a se diluir, ou seja, a partir de determinado ângulo há uma redução da sua contribuição no comportamento da amostra.

Observando as envoltórias, percebe-se que há detecção de interceptos coesivos na amostra. Esse comportamento, entretanto, não era esperado uma vez que se está testando um material puramente friccional. Desta forma, não há motivos para que o material tenha coesão,

mas, ainda assim, a coesão é medida. Essa coesão trata-se, então, simplesmente, da dificuldade de uma partícula passar sobre a outra. Além do próprio entrosamento, como citado anteriormente, essa dificuldade deve-se também à rigidez da partícula. Uma vez que as partículas são mais ou menos rígidas, haverá maior ou menor interpenetração entre elas. Essa interpenetração é, então, responsável pelo surgimento inesperado de interceptos coesivos que aparece no material.

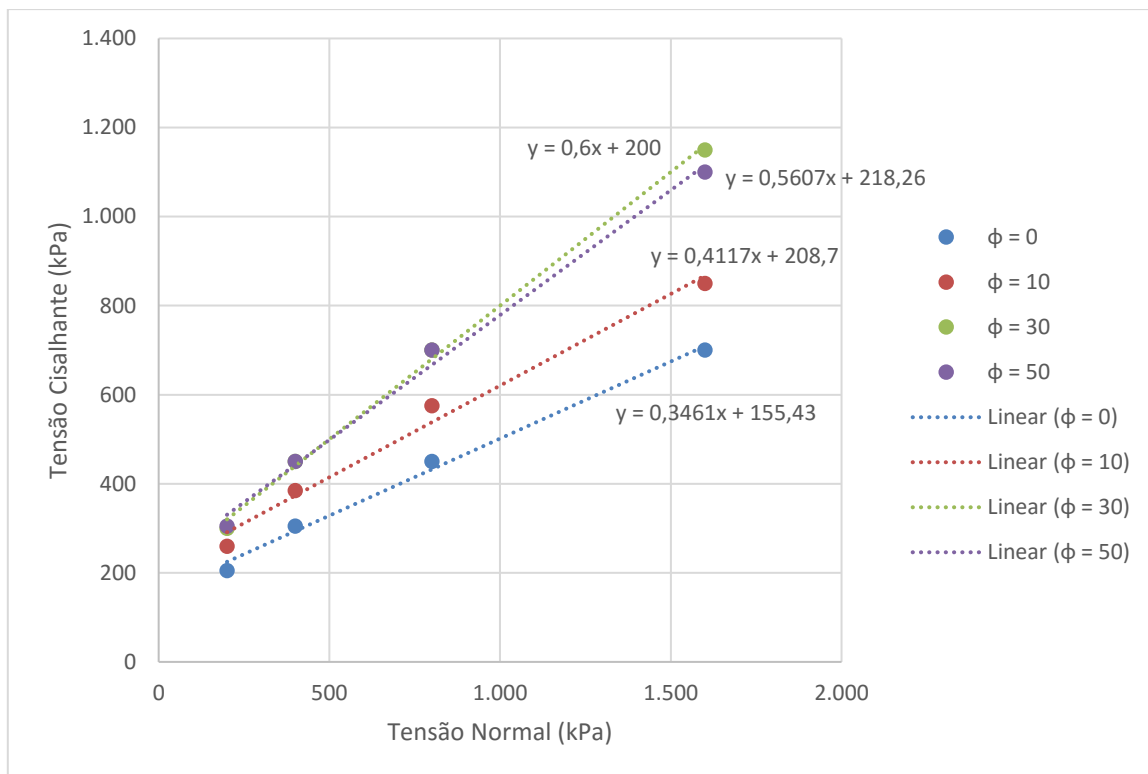


Figura 4.16 – Influência do ângulo de atrito – $E = 14 \times 10^9$ e $\kappa = 0$.

Tabela 4.3 – Ângulo de atrito macroscópico a partir do ângulo de atrito microscópico

Atrito Interno	Atrito Macroscópico
$\phi = 50^\circ$	$29,29^\circ$
$\phi = 30^\circ$	$30,96^\circ$
$\phi = 10^\circ$	$22,38^\circ$
$\phi = 0^\circ$	$19,10^\circ$

Mantendo, agora, o ângulo de atrito e a rigidez rotacional das partículas constantes, alterou-se o módulo de Young das partículas. Como se pode observar da Figura 4.17 a seguir, o módulo de Young não é um parâmetro simples, ao contrário, o comportamento da amostra é

muito sensível a ele. Assim, a alteração de uma ordem de grandeza deste módulo leva a grandes alterações tanto relacionadas ao ângulo de atrito como relacionadas a falsa coesão da amostra.

Este fato acontece, pois, no método dos elementos discretos, o módulo de Young é a propriedade que controla de maneira mais expressiva a força entre partículas. O ângulo de atrito da amostra, por sua vez, ao contrário do que se espera, não é simplesmente a fricção entre dois corpos. Ele traduz a maneira pela qual uma partícula interage com a outra. Percebe-se, assim, que módulo de Young da partícula e atrito da amostra estão intimamente correlacionados. Assim, alterar o módulo de Young, altera, conseqüentemente, a força de interação entre duas partículas, e, alterar a interação entre partículas significa alterar o atrito da amostra.

O grau de influência do módulo de Young pode ser também observado a partir dos resultados da Tabela 4.4 a seguir. Observou-se o comportamento da amostra a partir de dois ângulos de atrito diferentes: $\phi = 10^\circ$ (Figura 4.17) e $\phi = 30^\circ$ (Figura 4.18). Alterar o ângulo de atrito interno de uma amostra que possui o mesmo Young provoca um acréscimo no ângulo de atrito da amostra de, no máximo, $8,6^\circ$, no caso do $Young = 14E+09$. Ao contrário, manter o atrito das partículas e aumentar seu Young, provoca uma variação de, no mínimo, $9,23^\circ$. Assim, nota-se a sensibilidade e, conseqüente importância do módulo de Young no processo de calibragem deste ensaio.

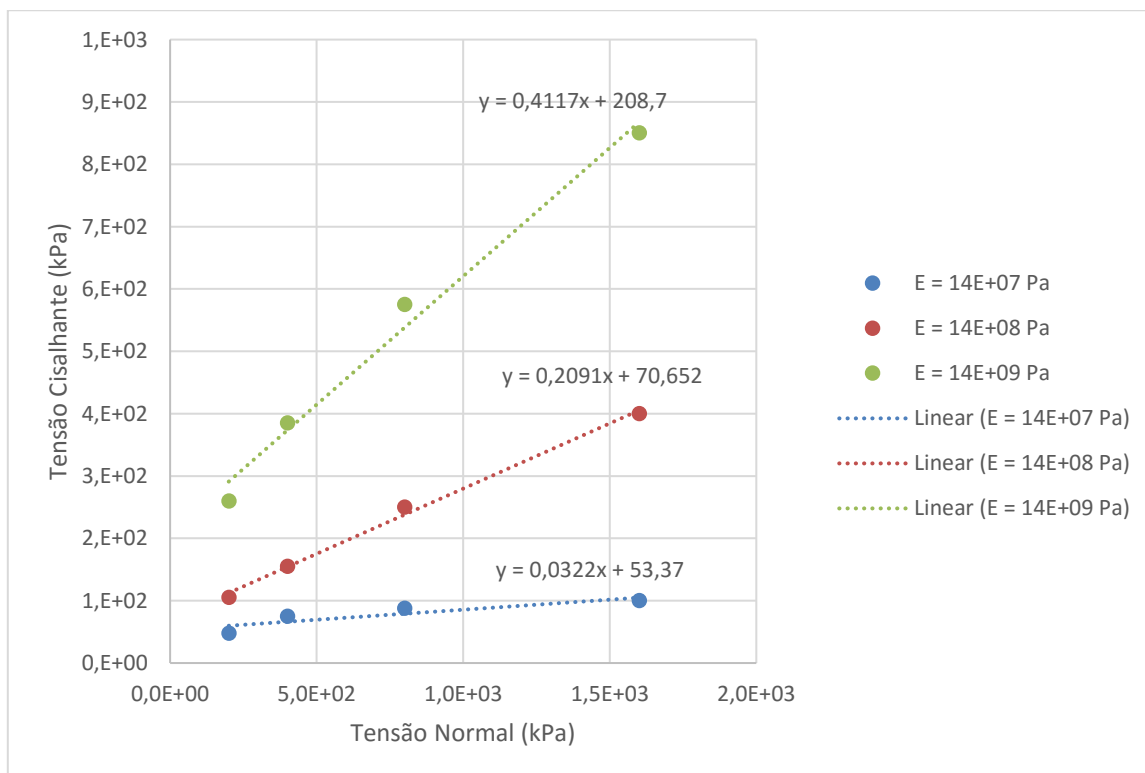


Figura 4.17 – Influência do módulo de Young – $\phi = 10^\circ$ e $\kappa = 0$.

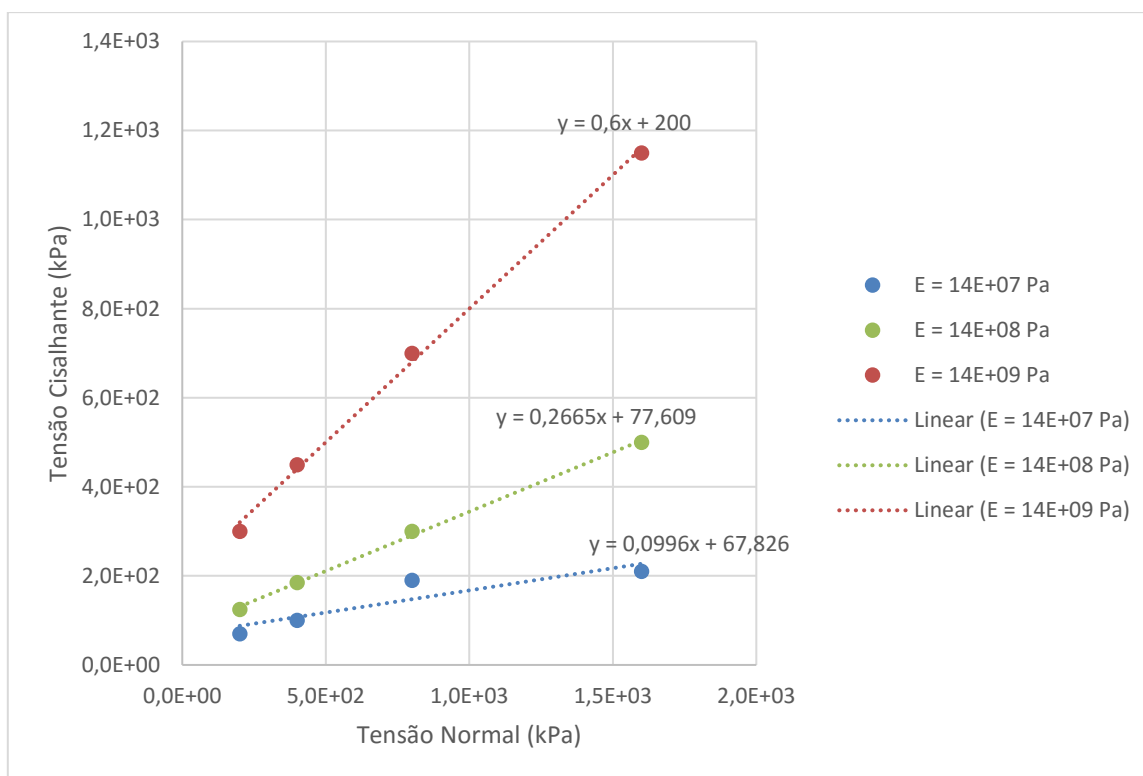


Figura 4.18 – Influência do módulo de Young – $\phi = 30^\circ$ e $\kappa = 0$.

Tabela 4.4 – Influência do módulo de Young.

ϕ	Módulo de Young	Atrito Macroscópico
10°	E = 14 x 10 ⁷ Pa	1,84°
	E = 14 x 10 ⁸ Pa	11,81°
	E = 14 x 10 ⁹ Pa	22,38°
30°	E = 14 x 10 ⁷ Pa	5,69°
	E = 14 x 10 ⁸ Pa	14,92°
	E = 14 x 10 ⁹ Pa	30,96°

Um cuidado especial deve-se ter em relação a rigidez da partícula no sentido de se evitar anomalias. Na Figura 4.19 é apresentado o resultado de uma simulação onde o valor do módulo de Young é reduzido para 10⁶ Pa. O baixo valor da rigidez da partícula permitiu que ocorresse a interpenetração, passando, literalmente, umas por dentro das outras, e, finalmente, escapando por baixo.

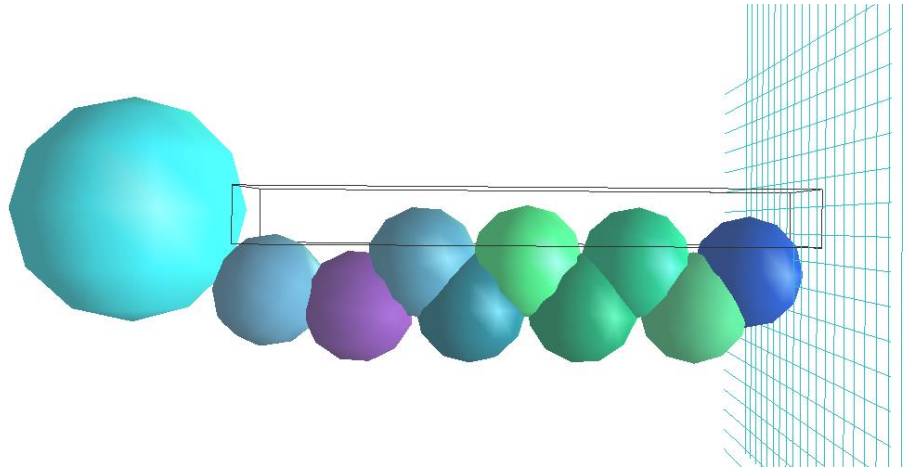


Figura 4.19 – Anomalia no comportamento das partículas devido a Young muito baixo.

Por fim, a influência da rigidez a rotação foi avaliada. Conforme pode-se observar na Figura 4.20, assim como o ângulo de atrito, a rigidez a rotação de uma esfera também não é uma propriedade linear.

Como mostrado na Tabela 4.5, uma alteração de cinco ordens de grandeza, indo de $\kappa_{\text{rot}} = 0$ a $\kappa_{\text{rot}} = 10^5$, provoca um aumento de aproximadamente 1° entre os ângulos de atrito das amostras, ou seja, quanto menores os valores de κ_{rot} , menor a influência no comportamento do material. Alterar, por sua vez, a rigidez rotacional de $\kappa_{\text{rot}} = 10^5$ a $\kappa_{\text{rot}} = 10^7$ provoca um aumento um pouco maior de cerca de 5° . Percebe-se, desta forma, que a alteração dos valores da rigidez rotacional provoca mudanças de comportamento mais semelhantes às alterações causadas por mudanças no ângulo de atrito. Por sua vez, a alteração do módulo de Young é muito mais sensível, sendo, desta forma, a interpenetração entre partículas e sua consequente, força mais importantes na calibração dos parâmetros da amostra.

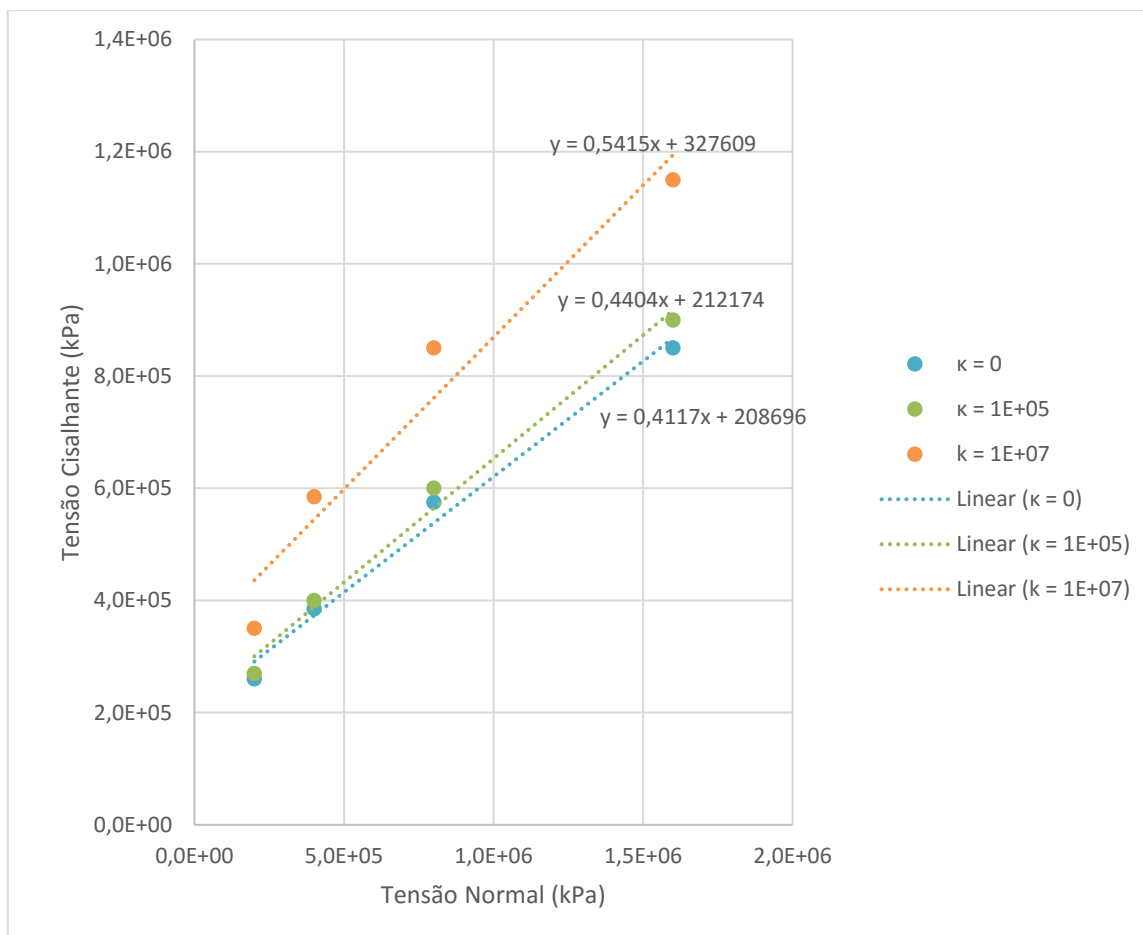


Figura 4.20 – Influência da rigidez rotacional (κ_{rot}) – $E = 14 \times 10^9$ e $\phi = 10^\circ$.

Tabela 4.5 – Influência da rigidez rotacional – κ_{rot} – no ângulo de atrito da amostra.

κ_{rot}	Atrito Macroscópico
$\kappa = 0$	$22,38^\circ$
$\kappa = 10^5$	$23,76^\circ$
$\kappa = 10^7$	$28,43^\circ$

4.2.2 RESULTADOS DE ENSAIOS DE CISALHAMENTO DIRETO

Após a calibração de todos os parâmetros que influenciam no comportamento da amostra de cisalhamento direto, o gráfico de envoltórias da Figura 4.21 foram definidos. O módulo de Young de partida foi o mesmo encontrado no ensaio de compressão 1D uma vez que se trata da mesma amostra. Ajustou-se, então, em seguida, este módulo de maneira que se aproximasse o

máximo possível do resultado obtido por Dias (2001). Os parâmetros utilizados para as calibrações encontram-se na Tabela 4.6.

Pela análise da Figura 4.21 e da Tabela 4.7, baseado no ângulo de atrito macroscópico resultante das amostras, os resultados ensaiados se mostraram satisfatórios.

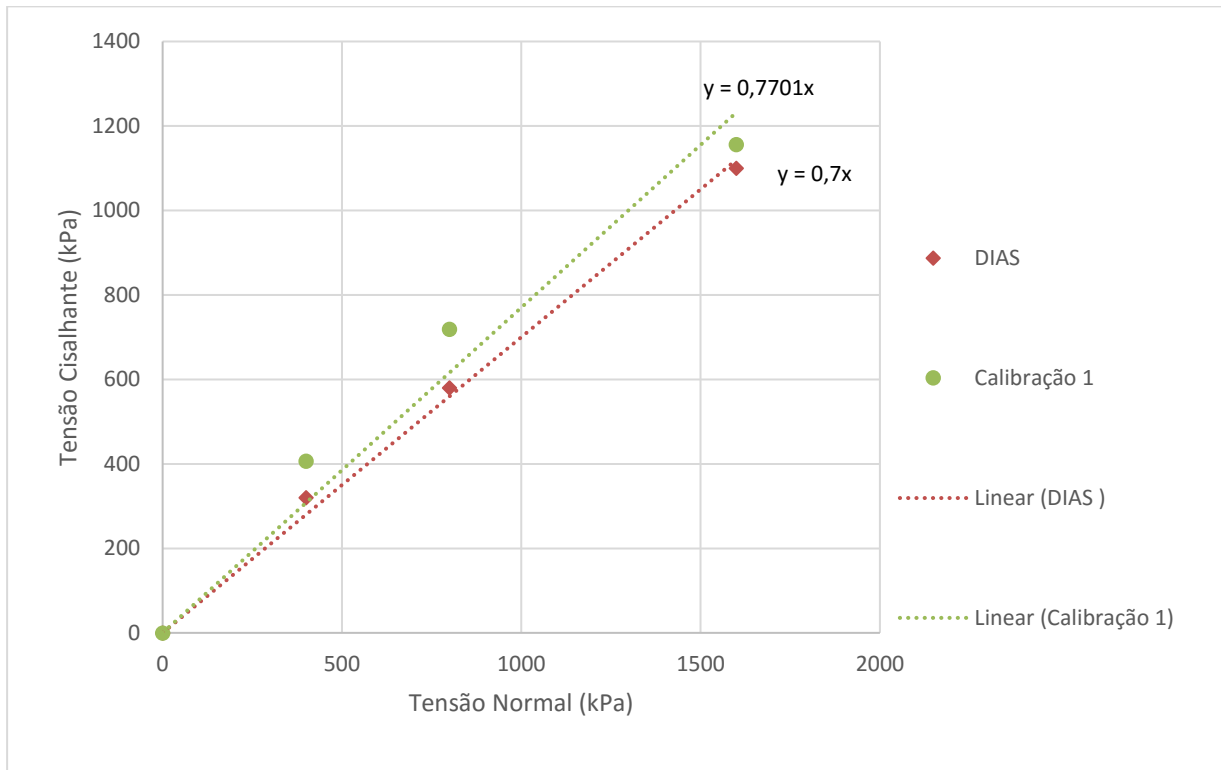


Figura 4.21 – Calibração do Ensaio de Cisalhamento.

Tabela 4.6 – Propriedades para calibração da amostra.

Parâmetros Calibrados	
Módulo de Young	1×10^8 Pa
Ângulo de Atrito	10°
Rigidez Rotacional	0 N.m/rad

Tabela 4.7 – Ângulo de atrito da amostra a partir das calibrações realizadas.

Atrito Macroscópico	
Dias (2001)	35°
Calibragem	$37,6^\circ$

5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA PESQUISAS FUTURAS

5.1 CONCLUSÕES

O principal objetivo proposto por esta pesquisa, conforme exposto anteriormente, foi analisar a maneira pela qual parâmetros a nível de grãos, oriundos do comportamento complexo do material, influenciam nos parâmetros macroscópicos dos enrocamentos.

Inicialmente, observando os ensaios de calibração dos parâmetros do material, concluiu-se que o principal parâmetro que controla o seu comportamento, tanto nos ensaios de compressão como nos ensaios de cisalhamento, é o módulo de Young da partícula. Tal fato deve-se a dependência entre o cálculo das forças nos contatos e esse parâmetro. Assim, quanto maior o valor adotado para o módulo de Young, maiores as tensões necessárias para deformar as amostras. Este comportamento representa a rigidez da partícula, sendo tanto mais rígida quanto maior o valor adotado.

Em relação ao coeficiente de Poisson, se apresentou uma variação ínfima no comportamento dos materiais. Pode-se associar este comportamento à aleatoriedade existente no método dos elementos discretos que não repete rigorosamente cada ensaio, mesmo que seus parâmetros sejam os mesmos. Ou seja, por mais que o cenário seja idêntico, cada situação apresentará um cálculo diferente unicamente devido à aleatoriedade dos processos, que sempre acontecerão, entretanto, não necessariamente na mesma ordem. Isso pode, portanto, causar uma pequena diferença entre os resultados.

No que diz respeito ao ângulo de atrito das partículas, notou-se uma pequena variação de comportamento, visto que este parâmetro age no sentido de impedir o deslizamento de uma partícula em relação a outra. Mesmo amostras que não possuem nenhum atrito interno, apresentaram envoltórias com atrito maior que zero. Trata-se, portanto, de um parâmetro importante que, entretanto, não possui a significância do módulo de Young. Sua calibração, desta forma, influencia em um ajuste mais fino do comportamento do material, ou seja, definido o módulo de Young, o ângulo de atrito realizará os ajustes finais do comportamento da amostra.

Observou-se dos ensaios, tanto de compressão como de cisalhamento, que o ângulo de atrito possui comportamento assintótico, ou seja, tende a um determinado comportamento. Isso significa que aumentar o ângulo de atrito indefinidamente, não acarretará em um aumento indefinido no comportamento da amostra. Destaca-se que os ensaios de compressão e cisalhamento foram feitos para amostras com módulos de Young distintos, sendo o módulo do

ensaio de compressão de 10^8 Pa e do ensaio de cisalhamento de 10^9 Pa. Tal fato prova, desta forma, que o ângulo de atrito apresentará o comportamento assintótico independente do módulo de Young adotado.

Em relação, por fim, a rigidez rotacional, verificou-se um comportamento semelhante ao comportamento verificado pela variação do ângulo de atrito, ou seja, a variação deste parâmetro confere mudança de comportamento na amostra. Esta mudança, todavia, não é tão significativa quanto aquelas causadas pelo módulo de Young da amostra. Além disso, a rigidez rotacional também apresenta um comportamento assintótico, tendendo a uma mesma resposta.

O critério adotado para a quebra das partículas não se comportou conforme desejava-se. Esperava-se, conforme visto na revisão bibliográfica, uma grande influência da quebra das partículas no comportamento da amostra, inclusive no sentido de garantir uma maior estabilização. Esta influência, entretanto, não foi observada nem nos ensaios realizados computacionalmente pelo método dos elementos discretos nem nos ensaios de laboratório realizados por Dias (2001). Acredita-se que esta ausência de comportamento se deve a não realização da molhagem dos contatos responsável pelo enfraquecimento dos grãos e consequente quebra, dentre outros possíveis parâmetros.

Além disso, a quebra apresentou-se de maneira ineficaz nos ensaios realizados computacionalmente uma vez que o processo de separação das partículas ou *spawning* mostrou-se distante da realidade. Enquanto que, na realidade, justifica-se a quebra pela propagação de uma fissura, quebrando a partícula em duas partes, ou pela fragmentação das arestas, quebrando a partícula gradualmente, o procedimento adotado quebra a partícula em 14 novas esferas, simulando uma quebra total e definitiva. Percebe-se que a preocupação maior neste procedimento foi a manutenção do volume e outras propriedades, ao invés de se preocupar com a reprodução fiel ao comportamento físico.

O método dos elementos discretos mostrou-se eficaz na reprodução de comportamentos observados na realidade. Essa reprodução será tanto mais eficaz quanto melhor calibrados os parâmetros das partículas. Sabe-se que existem outros inúmeros parâmetros microscópicos para calibrar. Assim, de modo geral, tendo em vista os parâmetros utilizados, foi possível observar a influência de características microscópicas no comportamento macroscópico do material.

5.2 RECOMENDAÇÕES PARA ESTUDOS FUTUROS

O uso do método dos elementos discretos ainda não está amplamente consolidado, existindo, portanto, muitos tópicos nos quais ainda se pode trabalhar. Desta forma, recomendam-se as seguintes abordagens para estudos futuros:

- Aprimoramento da geração de partículas para amostras com ampla variedade de diâmetros na granulometria;
- Implantação de comportamento oriundo da molhagem para análise do comportamento de partículas de enrocamento;
- Implantação de um script de quebra que reproduza o comportamento físico do processo e não somente se preocupe com as propriedades das partículas;
- Implantação de comportamento viscoso na quebra;
- Estudo da influência de outros parâmetros microscópicos como a forma, por exemplo;
- Simulação do comportamento das barragens de enrocamento a partir dos parâmetros obtidos por meio do método dos elementos discretos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AFFONSO, H. M. M. (2004). Instrumentação para medir deslocamentos em barragens de enrocamento. Dissertação de Mestrado, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Rio de Janeiro, RJ.

ARDIÇ, O. (2006). Analysis of bearing capacity using discrete element method. The Graduate School of Natural and Applied Sciences of Middle East Technical University.

ALONSO, E. E., TAPIAS, M., GILI, J. (2012). Scale effects in rockfill behavior. *Géotechnique Letters* 2.

BOLTON, M. D., NAKATA, Y., CHENG, P. (2008). Micro and macro-mechanical behavior of DEM crushable materials. *Géotechnique* 58, No. 6.

BRUCHMULLER, J., VAN WACHEN, B. G. M., GU, S., LUO, K. H. (2011). Modeling discrete fragmentation of brittle particles. *Powder Technology*. Elsevier.

CHO, G. C., DODDS, J., SANTAMARINA, J. C. (2006). Particle shape effects on packing density, stiffness and strength: natural and crushed sands. *J. Geotech. Geoenvironmental Eng.*

CHUHAN, F. A., KJELDSTAD, A., BJØRLYKKE, K., HØEG, K. (2003). Experimental compression of loose sands: relevance to porosity reduction during burial in sedimentary basins.

CIANTIA, M. O., ARROYO, M., CALVETTI, F., GENS, A. (2015). An approach to enhance efficiency of DEM modelling of soils with crushable grains. *Géotechnique*, 65.

COKE, J. B. (1984). Progress in rockfill dams. 18th Terzaghi Lecture.

CUI, L., O'SULLIVAN, C. (2003). Analysis of a triangular based approach for specimen generation for discrete element simulations. *Granular matter*, Issue 5.

CUNDALL, P. A., HART, D. H. (1992). Numerical modelling of discontinua. *Engineering computations*, Vol 9.

CUNDALL, P. A., HART, R. D. (1993). Numerical modeling of discontinua, in Comprehensive Rock Engineering. Ed. Oxford, Vol. 2.

DAVIS, C. V., SORENSEN, K. E. (1974). Concrete face rockfill dam. Handbook of applied hydraulics, 3rd Edition, New York.

DELUZARCHE, R., CAMBOU, B. (2006). Discrete numerical modelling of rockfill dams. International journal for numerical and analytical methods in geomechanics.

DENZO, A., MAIO, F. P. (2003). Comparison of contact-force models for the simulation of collisions in DEM-based granular flow codes. Chemical Engineering Science. Elsevier.

DONZÉ, F. V., RICHEFEU, V., MAGNIER, S. A. (2009). Advances in discrete element method applied to soil, rock and concrete. Electronic Journal of Geotechnical Engineering.

DIAS, A. C. (2001). Caracterização mecânica de enrocamentos através de ensaios de grande escala visando barragens com face de concreto. Dissertação de Mestrado, Universidade de Brasília, Programa de Pós-Graduação em Geotecnia, Brasília, DF.

DONADON, J. M. (2015). Evolução das barragens de enrocamento no Brasil – linha do tempo. Comitê Brasileiro de Grandes Barragens. XXX Seminário Nacional de Grandes Barragens.

DONZÉ, F. V., RICEFEU, V., MAGNIER, S.A. (2009). Advances in discrete element method applied to soil, rock and concrete mechanics. Electronic Journal of Geotechnical Engineering.

FERELLEC, J.F., MCDOWELL, G. R. (2010). A method to model realistic particle shape and inertia in DEM. Géotechnique.

HASSANPOUR, A., PASHA, M. (2015). Discrete element method applications in process engineering, em Introduction to software for chemical engineering. Ed. Boca Raton, FL: CRC Press.

HUAMAN, C. J. A., (2008). Simulação 3D pelo método dos elementos discretos de refluxo de material de sustentação de fraturas em poços de petróleo. Dissertação de Mestrado, Pontifícia

Universidade Católica do Rio de Janeiro, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Rio de Janeiro, RJ.

JANSON, R. B. (1980). Dams from the beginning. U.S. Department of the Interior, Bureau of Reclamation.

JIANG, M., YU, H. S. Application of Discrete Element Method to Geomechanics.

JIN, Y., MAKSE, H. A. (2010). A first-order phase transition defines the random close packing of hard spheres. Physica A. Elsevier.

JING, L., STEPHANSSOM, O. (2006). Fundamentals of discrete element methods for rock engineering – theory and application. Ed. Elsevier, 1st edition.

JOHNSON, K. L. (1982). One hundred years of hertz contact. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers.

JOHNSON, K. L. (1999). Contact Mechanics. Cambridge University Press.

KNOK, C. Y., BOLTON, M. D. (2013). DEM simulations of soil creep due to particle crushing. Géotechnique 63, No. 16, 1365 – 1376.

KUHN, M. R. (2013). Discrete Element Modeling of Soils as Granular Materials. Donald P. Shiley School of Engineering. University of Portland. National Science Foundation.

LAMBE T. W., WHITMAN, R. V. (1969). Soil Mechanics.

LANDAY, B., ARCHAMBAULT, G. (1969). Simulation of shear behaviour of a fractured rock mass. Rock mechanics -theory and practice.

LEWIS, R. W., GETHIN, D. T., YANG, X. S., ROWE, R. C. (2005). A combined finite-discrete element method for simulating pharmaceutical powder tableting. International Journal for Numerical Methods in Engineering, Volume 62, Issue 7.

LI, X. S., DAFALIAS, Y. F. (2000). Dilatancy for cohesionless soils. *Géotechnique* 50, No. 4.

LIMA, R. F. (2014). Modelagem matemática do escoamento de grãos de soja em um secador com fluxo misto usando o método dos elementos discretos. Dissertação de Mestrado, Universidade Regional do Noroeste do Estado do Rio Grande do Sul, Programa de Pós-Graduação em Modelagem Matemática, Ijuí, RS.

LOPES, M. C. O. (2000). Disposição hidráulica de rejeitos arenosos e influência nos parâmetros de resistência. Dissertação de Mestrado, Universidade de Brasília, Programa de Pós-Graduação em Geotecnia. Brasília, DF.

LÓPEZ, J. M. M. (2010). Modelagem do Trincamento de Misturas Asfálticas pelo Método dos Elementos Discretos. Dissertação de Mestrado, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Rio de Janeiro, RJ.

MACHADO, M., MOREIRA, P., FLORES, P., LANKARANI, H. M. (2012). Compliant contact force models in multibody dynamics: Evolution of the Hertz contact theory. *Mechanism and Machine Theory* 53.

MARANGON, M. (2004). Tópicos em Geotecnia e Obras de terra. Universidade Federal de Juiz de Fora.

MORALES, I. P., FARIAS, M. M., VALERA, R. R., MORFA, C. R., CARVAJAL, H. E. M. (2015). Contributions to the generalization of advancing front particle algorithms. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*.

MUELLER, G. E. (2005). Numerically packing spheres in cylinders. *Powder Technology*. Elsevier.

NEMATI, M., JAHANGIRI, S., KALANTARY, F., MEHRDAD, M. A. H., VEISKARAMI, M. (2011). Investigation of the rockfill materials properties based on the confining pressure effect and the rock type. 6th National Congress on Civil Engineering. Iran.

NETO GAMBOA, C. J. (2011). Mechanical behavior of rockfill materials – application to concrete face rockfill dams. *École centrale des artes et manufactures – École Centrale Paris*.

O'SULLIVAN, C. (2011). Particulate discrete element modelling – A geomechanics perspective, Applied Geotechnics Volume 4. Ed. Spoon Press, New York, Estados Unidos.

O'SULLIVAN, C. (2014). Advancing geomechanics using DEM. Geomechanics for micro to macro proceedings of IS-Cambridge, Vol. Soga, K., Kumar, K., Biscontin, G., Kuo, M. (Eds.), CRC Press.

OLDECOP, L. A., ALONSO, E. E. (2001). A model for rockfill compressibility. *Géotechnique* 57, No. 2.

OLDECOP, L. A., ALONSO, E. E. (2007). Theoretical investigation of the time-dependent behavior of rockfill. *Géotechnique* 57, No. 3.

PATTON, F. D. (1966). Multiples models of shear failure in rock. Proc. 1st Cong. ISRM, Lisbon, Vol 1.

POSCHEL T., SCHWAGER T. (2005). Computational Granular Dynamics – Models and Algorithms. Ed. Springer, Berlin, Alemanha.

RUSSEL A. R., WOOD D. M. (2009). Point load tests and strength measurements for brittle spheres. *International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences*.

SAFURYN, P. (2016). What is DEM? – an introduction to the discrete element method. EDEM Webinar.

SHARMA, P., MAHURE, N. V., RATNAM, M. (2011). Influence of different stress conditions on behavior of rockfill materials. *Geotech Geol Eng*.

SHERWOOD, J. D. (1997). Packing of spheroids in three-dimensional space by random sequential addition. *Journal of Physics A: Mathematical and General Physics*.

SILVA, A. F. (2007). Análises tridimensionais de barragens de enrocamento com face de concreto com objetivo de otimizar os critérios de projeto. Tese de Doutorado, Universidade de Brasília, Programa de Pós-Graduação em Geotecnia, Brasília, DF.

SMILAUER, V., CATALANO, E., CHAREYRE, B., DOROFEEENKO, S., DURIEZ, J., GLADKY, A., KOZICKI, J., MODENESE, C., SCHOLTES, L., SIBILLE, L., STRANSKY, J., THOENI, K. (2016). Yade documentation.

TAPIAS, M., ALONSO, E. E., GILI, J. (2015). A particle model for rockfill behavior. *Géotechnique*.

TERZAGHI, K., PECK, R. B. (1967). *Soil mechanics in engineering practice*, 2nd Edition.

THORNTON, C. (2015). *Granular dynamics, contact mechanics and particle system simulations – a DEM study*. Ed. Springer.

THORNTON, C., YIN, K. (1991). Impact of elastic spheres with and without adhesion. *Powder Technology*.

TOROK, J., UNGER, T., FAZEKAS, S., WOLF, D. E. (2005). Relationship between particle size and normal force.

VARADARAJAN, A., SHARMA, K. G., VENKATACHALAM, K., GUPTA, A. K. (2003). Testing and modeling two rockfill materials. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental engineering*. Vol 129, No 3.

WALTON, O., BRAUN, R. (1986). Viscosity, granular- temperature and stress calculations for shear assemblies of inelastic, frictional disks, *Journal of Rheology*.

XIAO, Y., LIU, H., CHEN, Y., JIANG J., ZHANG, W. (2014). State-dependent constitutive model for rockfill materials. *International Journal of Geomechanics*.

ZICHENKO, A. Z. (1994). Algorithm for random close packing of spheres with periodic boundary conditions. *Journal of Computational Physics*, 114.

ZHU, H. P., ZHOU, Z. Y., YANG, R. Y., YU, A. B. (2007). Discrete particle simulation of particles systems: Theoretical developments. *Chemical Engineering Science*, Vol 62, Issue 13.

ZULUAGA, R. A. G. (2014). Relação entre características microestruturais e o comportamento macroscópico de solos granulares. Exame de qualificação, Universidade de Brasília, Programa de Pós-Graduação em Geotecnia, Brasília, DF.

ZULUAGA, R. A. G. (2016). Relação entre características microestruturais e o comportamento macroscópico de solos granulares. Tese de Doutorado em Geotecnia, Universidade de Brasília, Programa de Pós-Graduação em Geotecnia, Brasília, DF.