

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Escola de Engenharia
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil
Laboratório de Dinâmica Estrutural e Confiabilidade

**CRITÉRIO CONSTITUTIVO PARA O DESLIZAMENTO COM
ATRITO AO LONGO DA FALHA SÍSMICA**

Letícia Fleck Fadel Miguel

Tese de Doutorado

Porto Alegre,
Dezembro de 2005.

LETÍCIA FLECK FADEL MIGUEL

**CRITÉRIO CONSTITUTIVO PARA O DESLIZAMENTO COM
ATRITO AO LONGO DA FALHA SÍSMICA**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Civil da Escola de Engenharia da Universidade Federal
do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos para a obtenção do
título de **Doutor em Engenharia**.

Porto Alegre,
Dezembro de 2005.

M636c

Miguel, Letícia Fleck Fadel

Critério constitutivo para o deslizamento com atrito ao longo da falha sísmica / Letícia Fleck Fadel Miguel. – Porto Alegre, 2005.

Tese (doutorado) – Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Escola de Engenharia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil. Porto Alegre, RS, Brasil, 2005.

Orientador: Prof. Ph.D. Jorge Daniel Riera

1. Sismologia. 2. Métodos numéricos. 3. Geologia da engenharia. I. Riera, Jorge Daniel, orient. II. Título.

CDU-550.34(043)

LETÍCIA FLECK FADEL MIGUEL

**CRITÉRIO CONSTITUTIVO PARA O DESLIZAMENTO COM
ATRITO AO LONGO DA FALHA SÍSMICA**

Esta tese de doutorado foi julgada adequada para a obtenção do título de DOUTOR EM ENGENHARIA e aprovada em sua forma final pelo professor orientador e pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

Porto Alegre, 20 de dezembro de 2005.

Prof. Jorge Daniel Riera

Ph.D. pela University of Princeton / EUA
Orientador

Prof. Fernando Schnaid

Coordenador do PPGEC / UFRGS

BANCA EXAMINADORA

Prof. Ignacio Iturrioz (PROMEC / UFRGS)

Dr. pelo PPGEC da Universidade Federal do Rio Grande do Sul / Brasil

Prof. Roberto Domingo Rios (PPGEC / UFRGS)

Dr. pelo PPGEC da Universidade Federal do Rio Grande do Sul / Brasil

Prof. Webe João Mansur (COPPE / UFRJ)

Ph.D. pela University of Southampton / Inglaterra

Ao meu marido
Aos meus pais

AGRADECIMENTOS

Durante estes 3 anos e meio de Doutorado, foram muitas as pessoas que contribuíram de uma forma direta ou indireta para a elaboração deste trabalho. Portanto, gostaria de deixar registrado aqui o meu profundo e sincero agradecimento a todas elas.

De uma forma muito especial, agradeço e ressalto o meu orientador, Prof. Jorge Daniel Riera, que acompanhou com muita dedicação e paciência todas as etapas desta tese, sempre contribuindo com sugestões essenciais.

Agradeço a todos os professores e funcionários da Escola de Engenharia e do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil (PPGEC/UFRGS), pelos ensinamentos.

Ao Prof. Ruy Carlos Ramos de Menezes, que além de professor, foi também um amigo durante toda a realização deste trabalho.

Aos professores Ignacio Iturrioz, Roberto Domingo Rios e Marcelo Maia Rocha, pelas sugestões valiosas dadas em determinadas etapas do trabalho. E ao pesquisador Luis Angel Dalguer Gudiel, que mesmo estando distante, contribuiu com comentários e dicas importantes.

A todos os professores e colegas do Laboratório de Dinâmica Estrutural e Confiabilidade (LDEC), em especial ao amigo João Kaminski Junior, meu colega desde a realização das disciplinas e companheiro de muitos trabalhos de pesquisa.

A toda a minha família e aos meus amigos e colegas pela amizade. Meus pais, Celina e João, que sempre me deram apoio e me incentivaram a estudar, meu irmão Leandro, que também é doutorando na área de estruturas. E em especial ao meu marido, o engenheiro eletricitista Rafael Boldori, por estar sempre ao meu lado, dando amor, carinho e compreensão.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), pela bolsa de estudos concedida.

RESUMO

MIGUEL, L.F.F. Critério Constitutivo para o Deslizamento com Atrito ao Longo da Falha Sísmica. 2005. Tese (Doutorado em Engenharia Civil - Estruturas). Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, UFRGS, Porto Alegre.

A dinâmica de propagação da ruptura durante terremotos é um dos assuntos mais relevantes e complexos em Sismologia. Um critério constitutivo para a falha que descreva corretamente a relação das variáveis estáticas (tensões normais e tangenciais) com as variáveis cinéticas (deslocamentos e velocidades) na interface é necessário para efetuar uma análise dinâmica confiável.

A fim de determinar um critério constitutivo para o deslizamento com atrito ao longo da falha sísmica, primeiramente apresentam-se métodos para caracterizar as superfícies deslizantes e discutem-se os principais critérios constitutivos que têm sido usados. Também são apresentados os resultados de um estudo experimental realizado, evidenciando, para sólidos metálicos em contato, uma lei constitutiva de variação do atrito com a velocidade.

Um modelo numérico tridimensional baseado no Método dos Elementos Discretos (DEM) é usado para representar a região de rocha adjacente à falha. O modelo consiste de uma estrutura tridimensional periódica com massas concentradas nos nós, interconectadas por elementos visco-elásticos unidimensionais.

Inicialmente, de acordo com modelos usuais em Sismologia, admite-se que o material é elástico, linear e homogêneo. Em uma segunda análise, a influência da não-homogeneidade do material é avaliada considerando que a massa específica, o módulo de Young e o coeficiente de atrito são campos aleatórios Gaussianos correlacionados. Na análise seguinte, o efeito da fratura na região de rocha adjacente à falha é também numericamente avaliado. Por fim, a influência de ruptura de micro-asperezas nas superfícies deslizantes é analisada.

Através de simulação de Monte Carlo, as relações constitutivas macro (ou globais) para a falha são obtidas, admitindo como leis constitutivas micro (ou locais) os dois critérios mais usados em Sismologia: a lei de variação do atrito com a velocidade e a lei de variação do atrito com o deslizamento. Quando os blocos de rocha são admitidos serem elásticos e homogêneos não há um efeito de escala. Novamente, quando a rocha é considerada não-homogênea não há um efeito de escala significativo, apenas pequenas variações nos parâmetros das leis constitutivas macro em relação às leis micro são percebidas, exceto pela influência do campo aleatório do coeficiente de atrito, o qual apresenta um efeito de escala perceptível. A ocorrência de fratura nas proximidades da falha não causa modificações significativas nas leis constitutivas macro, apenas causa algumas oscilações em torno da lei sem fratura. Finalmente, obtém-se um critério constitutivo macro que leva em consideração a ruptura por cisalhamento das micro-asperezas nas superfícies deslizantes. O modelo é chamado lei modificada de variação do atrito com a velocidade e é considerado um critério constitutivo mais geral.

Palavras-chave: falha sísmica; critério constitutivo; deslizamento com atrito.

ABSTRACT

MIGUEL, L.F.F. Critério Constitutivo para o Deslizamento com Atrito ao Longo da Falha Sísmica. 2005. Tese (Doutorado em Engenharia Civil - Estruturas). Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, UFRGS, Porto Alegre.

The dynamics of rupture propagation during earthquakes is one of the most relevant and complex issues in Seismology. A constitutive criterion for the fault that correctly describes the relation between the static variables (normal and tangential stresses) and the kinetic variables (displacements and velocities) on the interface is needed for a reliable dynamic analysis.

In order to determine a constitutive criterion for sliding with friction along the seismic fault, methods to characterize the sliding surfaces are initially presented and the main constitutive criteria that have been used are discussed. Results of an experimental study on friction between metallic solids, which furnishes evidence in favor a velocity-weakening law, are also presented.

A three-dimensional numerical model based on the Discrete Element Method (DEM) is used to represent the rock region adjacent to the fault. The model consists of a three-dimensional periodic structure with nodal lumped masses, interconnected by uni-dimensional visco-elastic elements.

Initially, in accordance with usual models in Seismology, the material is assumed to be linearly elastic and homogeneous. Next, the influence of non-homogeneous material properties is evaluated by assuming that mass density, Young's modulus and friction coefficient are correlated Gaussian random fields. In the following analysis, the effect of fracture within the rock region adjacent to the fault is also numerically evaluated. Finally, the influence of micro-asperities rupture on the sliding surfaces is analyzed.

By means of Monte Carlo simulation, the macro (or global) constitutive relations for the fault are obtained, admitting for micro (or local) constitutive laws the two criteria more used in Seismology: the velocity-weakening and the slip-weakening laws. When the rock blocks are assumed to be linearly elastic and homogeneous there is no size effect. Again, when the rock is considered non-homogeneous no significant size effect is observed, only minor variations in the parameters of the macro constitutive laws in relation to the micro constitutive laws are perceived, except for the influence of the friction coefficient random field, which does present a perceptible size effect. Fracture occurrence in the proximities of the fault does not cause significant modifications in the macro constitutive laws, it just causes some oscillations around the law without fracture. Finally, a macro constitutive criterion that takes into account the shear rupture of micro-asperities on the sliding surfaces is obtained. The model is called modified velocity-weakening law and is considered a more general constitutive criterion.

Key-words: seismic fault; constitutive criterion; sliding with friction.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	XIV
LISTA DE TABELAS.....	XXIV
LISTA DE SÍMBOLOS	XXVI
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 GENERALIDADES.....	1
1.2 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	2
2 APLICAÇÃO DA TEORIA DE CAMPOS ALEATÓRIOS NA CARACTERIZAÇÃO DE SUPERFÍCIES.....	5
2.1 JUSTIFICATIVA.....	5
2.2 HISTÓRICO DA CARACTERIZAÇÃO DE SUPERFÍCIES.....	6
2.3 TIPO DE PERFIL DE SUPERFÍCIE ANALISADO.....	8
2.4 FUNDAMENTOS DE CAMPOS ALEATÓRIOS.....	11
2.5 RESULTADOS DE ANÁLISES DE PERFIS DE SUPERFÍCIES	16
2.6 EXEMPLOS DE APLICAÇÃO.....	21
2.6.1 Programa Superfície	21
2.6.2 Programa Cidade	25
2.7 COMENTÁRIOS FINAIS	28
3 SUPERFÍCIE DE FRATURA EM MATERIAIS FRÁGEIS	30
3.1 EQUIPAMENTOS PARA CARACTERIZAR A SUPERFÍCIE	30
3.2 PARÂMETROS DE CARACTERIZAÇÃO DA SUPERFÍCIE DE FRATURA	33
3.2.1 Determinação de R_L e R_S	34
3.2.2 Determinação da Dimensão Fractal, D	35

3.3 RESULTADOS DE TESTES EM SUPERFÍCIES DE CONCRETO	36
3.4 CARACTERIZAÇÃO DA SUPERFÍCIE DE FRATURA DE ROCHAS	38
3.4.1 Caracterização Através da Teoria de Campos Aleatórios	40
3.4.2 Caracterização Através da Teoria de Fractais	48
3.4.3 Comentários Finais	55
4 CRITÉRIOS CONSTITUTIVOS EM DESLIZAMENTO COM ATRITO.....	57
4.1 ASPECTOS GERAIS	57
4.2 LEI CONSTITUTIVA PARA A RESISTÊNCIA AO CISALHAMENTO	59
4.2.1 Determinação de JCS	62
4.2.2 Determinação de ϕ_b e ϕ_r	66
4.2.3 Determinação de JRC	70
4.3 COMPARAÇÃO DE DADOS PREDITOS E MEDIDOS	76
4.4 FAIXA DE PICO DA RESISTÊNCIA AO CISALHAMENTO	79
4.5 EFEITO DA DILATAÇÃO NA ESTABILIDADE DA MASSA DE ROCHA.....	81
4.6 DESLOCAMENTO E RIGIDEZ DE PICO DE CISALHAMENTO.....	86
4.7 EFEITO DE ESCALA.....	87
4.7.1 Procedimento Experimental	90
4.7.2 Características Gerais das Juntas.....	90
4.7.3 Resultados Experimentais	94
4.7.4 Efeito de Escala no Deslocamento de Pico do Cisalhamento	97
4.7.5 Efeito de Escala na Dilatação de Pico	98
4.7.6 Efeito de Escala em JRC	99
4.7.7 Efeito de Escala no Componente de Falha da Rugosidade	100
4.7.8 Efeito de Escala no Tamanho e na Distribuição das Áreas de Contato.....	101
4.7.9 Efeito de Escala em Diferentes Níveis de Tensão Normal.....	104
4.7.10 Soluções Práticas para o Problema de Efeito de Escala.....	109
4.8 CRITÉRIO CONSTITUTIVO ATUAL	113
4.8.1 Preparação das Amostras de Rochas	115
4.8.2 Descrição das Superfícies.....	116
4.8.3 Resultados de Testes de Cisalhamento.....	117
4.8.4 Critério Atual para Obtenção do Pico da Resistência ao Cisalhamento.....	123
4.8.5 Quantificação Objetiva de JRC	128

5 CRITÉRIOS CONSTITUTIVOS APLICADOS À SISMOLOGIA.....	130
5.1 CRITÉRIO DE COULOMB	130
5.2 CRITÉRIO DE VARIAÇÃO DO ATRITO COM O DESLIZAMENTO	132
5.3 CRITÉRIO DE VARIAÇÃO DO ATRITO COM A VELOCIDADE DE DESLIZAMENTO.....	135
5.4 CRITÉRIO DE VARIAÇÃO DO ATRITO COM O DESLIZAMENTO E COM A VELOCIDADE DE DESLIZAMENTO	136
5.5 CRITÉRIO DEPENDENTE DO DESLIZAMENTO, DA VELOCIDADE DE DESLIZAMENTO E DO TEMPO.....	137
5.6 EVIDÊNCIA EXPERIMENTAL SOBRE CRITÉRIOS CONSTITUTIVOS.....	139
5.7 DEFICIÊNCIA ENCONTRADA NOS CRITÉRIOS ATUAIS	142
6 SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA REGIÃO DA FALHA SÍSMICA	146
6.1 DESCRIÇÃO SIMPLIFICADA DO PROGRAMA COMPUTACIONAL DESENVOLVIDO	146
6.2 DESCRIÇÃO DO MODELO.....	150
6.3 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO.....	152
6.3.1 Lei Micro (ou Local) de Variação do Atrito com a Velocidade na Interface.....	154
6.3.2 Lei Micro (ou Local) de Variação do Atrito com o Deslizamento na Interface	157
6.4 RELAÇÕES CONSTITUTIVAS PARA A FALHA	161
6.5 INFLUÊNCIA DE DIFERENTES EXCITAÇÕES	162
7 CARACTERÍSTICAS ALEATÓRIAS DAS PROPRIEDADES MECÂNICAS E APLICAÇÕES À RUPTURA DINÂMICA DA FALHA SÍSMICA.....	168
7.1 CONSIDERAÇÕES GERAIS.....	168
7.2 FORMULAÇÃO TEÓRICA DO MÉTODO DE REPRESENTAÇÃO ESPECTRAL	169
7.3 SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA REGIÃO ADJACENTE À FALHA SÍSMICA	172
7.4 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO.....	176
7.4.1 Lei Micro de Variação do Atrito com a Velocidade na Interface	176
7.4.2 Lei Micro de Variação do Atrito com o Deslizamento na Interface	181
7.5 RELAÇÕES CONSTITUTIVAS PARA A FALHA CONSIDERANDO NÃO- HOMOGENEIDADES	185

8 INFLUÊNCIA DE FRATURA NA VIZINHANÇA DA FALHA SÍSMICA.....	187
8.1 JUSTIFICATIVA E MÉTODOS PROPOSTOS.....	187
8.2 APLICAÇÕES DOS MÉTODOS PROPOSTOS.....	188
8.3 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO.....	190
8.3.1 Lei Micro de Variação do Atrito com a Velocidade na Interface	190
8.3.2 Lei Micro de Variação do Atrito com o Deslizamento na Interface	196
9 INFLUÊNCIA DA RUPTURA DE ASPEREZAS NA SUPERFÍCIE DA FALHA SÍSMICA	200
9.1 JUSTIFICATIVA E MÉTODO PROPOSTO	200
9.2 APLICAÇÕES DO MÉTODO PROPOSTO	203
9.3 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO.....	204
10 CONCLUSÕES FINAIS E SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS	210
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	214

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 2.1: Modelos de Superfícies Contendo Asperezas de Escalas de Tamanho Diferentes.....	7
FIGURA 2.2: Perfil de Superfície Analisado.....	9
FIGURA 2.3: Função de Autocorrelação e Densidade Espectral de Potência.....	10
FIGURA 2.4: Modelo Usado na Dedução da Distribuição dos Picos: (a) Intervalo amostral, $\ell = 2,3\beta^*$ e correlação, $\rho = 0,10$; (b) Intervalo amostral, $\ell = 0,16\beta^*$ e correlação, $\rho = 0,85$	11
FIGURA 2.5: Densidade de Probabilidade de uma Ordenada ser um Pico a uma Altura y	13
FIGURA 2.6: Modelo Usado na Dedução da Distribuição das Curvaturas: (a) Intervalo amostral, $\ell = 2,3\beta^*$ e correlação, $\rho = 0,10$; (b) Intervalo amostral, $\ell = 0,16\beta^*$ e correlação, $\rho = 0,85$	14
FIGURA 2.7: Características dos Perfis Representados como um Campo Aleatório: (a) Distribuição acumulada das alturas (papel de probabilidade normal); (b) Correlação como uma função do intervalo amostral	17
FIGURA 2.8: Densidades de Probabilidade de uma Ordenada ser um Pico a uma Altura y . As linhas cheias representam a teoria (equação (2.6)) e os círculos representam os resultados experimentais: (a) $\ell = 15\mu\text{m}$, $\rho = 0,10$; (b) $\ell = 3,0\mu\text{m}$, $\rho = 0,63$; (c) $\ell = 1,0\mu\text{m}$, $\rho = 0,86$	18
FIGURA 2.9: Características das Distribuições de Picos. A linha cheia fornece o valor médio (equação (2.7)) e a linha tracejada fornece o desvio padrão (equação (2.8)); os triângulos e os círculos representam os resultados experimentais	19

FIGURA 2.10: Densidades de Probabilidade de uma Ordenada ser um Pico de uma Dada Curvatura. As linhas cheias representam a teoria (equação (2.13)) e os círculos fornecem os resultados experimentais ($\sigma = 0,5\mu\text{m}$, $\beta^* = 6,5\mu\text{m}$): (a) $\ell = 15\mu\text{m}$, $\rho = 0,10$; (b) $\ell = 3,0\mu\text{m}$, $\rho = 0,63$; (c) $\ell = 1,0\mu\text{m}$, $\rho = 0,86$. A seta indica a curvatura nominal da agulha.....	19
FIGURA 2.11: Curvatura Média dos Picos como uma Função da Correlação Entre Amostras Sucessivas. A linha cheia representa a teoria (equação (2.14)) e os círculos (agulha normal com dimensão nominal de ponta de $2,5\mu\text{m}$) e os triângulos (agulha especial com dimensão nominal de ponta de $0,25\mu\text{m}$) fornecem os resultados experimentais ($\sigma = 0,5\mu\text{m}$, $\beta^* = 6,5\mu\text{m}$).....	20
FIGURA 2.12: Relação dos Picos com as Ordenadas como uma Função da Correlação Entre Amostras Sucessivas. A linha cheia representa a teoria (equação (2.9)) e os círculos (agulha normal com dimensão nominal de ponta de $2,5\mu\text{m}$) e os triângulos (agulha especial com dimensão nominal de ponta de $0,25\mu\text{m}$) fornecem os resultados experimentais.....	21
FIGURA 2.13: Perfil de Superfície Gerado com o Programa Superficie	22
FIGURA 2.14: Densidade de Probabilidade da Superfície Gerada	22
FIGURA 2.15: Função de Autocorrelação da Superfície Gerada	23
FIGURA 2.16: Espectro de Potência da Superfície Gerada.....	23
FIGURA 2.17: Função de Autocorrelação Média de 10000 Simulações da Superfície	24
FIGURA 2.18: Espectro de Potência Médio de 10000 Simulações da Superfície.....	24
FIGURA 2.19: Perfil de Cidade Gerado com o Programa Cidade	25
FIGURA 2.20: Função de Autocorrelação da Cidade Gerada	26
FIGURA 2.21: Espectro de Potência da Cidade Gerada.....	26
FIGURA 2.22: Função de Autocorrelação Média de 10000 Simulações da Cidade	27
FIGURA 2.23: Espectro de Potência Médio de 10000 Simulações da Cidade.....	27
FIGURA 3.1: Nove Modelos de Perfis de Superfície de Concreto.....	32
FIGURA 3.2: Perfis Obtidos com o Equipamento Laser para os Nove Tipos de Superfície de Concreto da Figura 3.1	32

FIGURA 3.3: Escâner Laser 3-D Usado para Medir a Topografia de Superfícies	33
FIGURA 3.4: Exemplo de Superfície de Fratura e Parâmetros Caracterizando sua Geometria	34
FIGURA 3.5: Exemplos de Perfis de Superfície de Fratura de Concreto Epóxi: (a) Ampliação de 10x; (b) Ampliação de 160x	37
FIGURA 3.6: Parâmetros de Caracterização das Superfícies em Função da Ampliação: (a) Taxa de rugosidade do perfil; (b) Taxa de rugosidade da superfície; (c) Dimensão fractal	37
FIGURA 3.7: Taxa de Rugosidade da Superfície em Função da Taxa de Rugosidade do Perfil	38
FIGURA 3.8: Altura da Rugosidade, y , Altura da Rugosidade Reduzida, y_r , Regressão Linear da Superfície, l , em relação a uma linha de base O-X.....	43
FIGURA 3.9: Auto-Covariância e Variograma da Altura da Rugosidade Reduzida versus o Comprimento de Retardo para um Certo Tamanho de Amostra.....	44
FIGURA 3.10: Desvio Padrão da Altura da Rugosidade Reduzida versus o Tamanho da Amostra.....	46
FIGURA 3.11: Variância da Inclinação das Faces Planas versus o Tamanho da Amostra.....	47
FIGURA 3.12: Desvio Padrão da Altura da Rugosidade Reduzida versus o Comprimento do Perfil	50
FIGURA 3.13: Desvios Padrões da Altura da Rugosidade Reduzida versus Janelas com Tamanhos Iguais, mas Separações Diferentes	51
FIGURA 3.14: Lei Potencial que Relaciona σ_{yr} e h de Dez Janelas de Amostragem com Diferentes Tamanhos (de (a) 100x100mm a (j) 1000x1000mm)	53
FIGURA 3.15: Desvios Padrões da Altura da Rugosidade Reduzida versus o Tamanho da Janela.....	54
FIGURA 3.16: Relação entre a Dimensão Fractal e o Tamanho da Janela de Amostragem.....	55
FIGURA 3.17: Relação entre o Parâmetro de Amplitude e o Tamanho da Janela de Amostragem.....	55

FIGURA 4.1: Lei Constitutiva para a Resistência ao Cisalhamento	61
FIGURA 4.2: Relação do Número de Rebote com a Resistência à Compressão em Função do Peso Específico da Rocha	64
FIGURA 4.3: Resultados de Richards (1975) para Sete Juntas Desgastadas em Arenito, Testadas com Baixa Tensão Normal	67
FIGURA 4.4: Resultados Médios de Testes de Inclinação Residuais para Determinar ϕ_b para Rochas Não-desgastadas	69
FIGURA 4.5: Valores Estimados de ϕ_r a partir da Equação (4.7) Usando os Dados da Figura 4.4	70
FIGURA 4.6: Exemplos de Rugosidades de Juntas Estudadas por Barton e Choubey (1977).....	71
FIGURA 4.7: Perfis de Rugosidade Correspondendo às Juntas da Figura 4.6, com suas Respectivas Faixas de Valores de JRC	72
FIGURA 4.8: Teste de Inclinação para Determinar o JRC de uma Superfície.....	73
FIGURA 4.9: Faixa de Aplicação de Testes de Inclinação e Testes de Empurrar/Puxar para Determinar os Valores de JRC de Juntas.....	74
FIGURA 4.10: Resultados de Testes de Inclinação (Δ) e de Empurrar (\square) e os Correspondentes Valores de Pico da Resistência ao Cisalhamento	77
FIGURA 4.11: Pico da $\text{Arctan}(\tau_p/\sigma_n)$ Predito de Testes de Inclinação e de Empurrar Comparado com os Valores Medidos de Testes de Cisalhamento Convencionais	78
FIGURA 4.12: Faixa de Valores do Pico da Resistência ao Cisalhamento para 136 Juntas Representando 8 Tipos Diferentes de Rochas	80
FIGURA 4.13: Distribuição dos Ângulos de Dilatação de Pico e Iniciais e suas Relações com a Componente de Rugosidade da Resistência ao Cisalhamento	82
FIGURA 4.14: Efeitos de Escala na Resistência ao Cisalhamento de Juntas de Diorito de Quartzo.....	89
FIGURA 4.15: Tensão de Cisalhamento versus Deslocamento de Cisalhamento para Juntas Modelo com Diferentes Rugosidades da Superfície.....	91
FIGURA 4.16: Envoltórias do Pico da Resistência para Quatro Conjuntos de Juntas Modelo.....	91

FIGURA 4.17: Juntas Modelo Mostrando Efeito da Rugosidade da Superfície (JRC) na Dilatação	92
FIGURA 4.18: Efeito da Tensão Normal no Ângulo de Dilatação de Pico.....	92
FIGURA 4.19: Variação do Pico Médio da Tensão de Cisalhamento com a Área da Junta.....	95
FIGURA 4.20: Curvas do Modelo 1 (a) Tensão de Cisalhamento e (b) Dilatação.....	96
FIGURA 4.21: Curvas do Modelo 7 (a) Tensão de Cisalhamento e (b) Dilatação.....	96
FIGURA 4.22: Curvas do Modelo 11 (a) Tensão de Cisalhamento e (b) Dilatação.....	97
FIGURA 4.23: Variação do Deslocamento de Pico do Cisalhamento com o Aumento do Comprimento da Junta.....	98
FIGURA 4.24: Variação do Ângulo de Dilatação de Pico com o Aumento do Comprimento da Junta.....	99
FIGURA 4.25: Variação Aparente de JRC com o Aumento do Comprimento da Junta.....	100
FIGURA 4.26: Componentes Angulares da Resistência ao Cisalhamento para uma Junta Ondulada	101
FIGURA 4.27: Efeito de Escala na Resistência à Compressão da Parede da Junta (JCS)	103
FIGURA 4.28: Efeito de Escala no Coeficiente de Rugosidade da Junta (JRC).....	103
FIGURA 4.29: Efeitos de Escala Experimentais em Forma Adimensional.....	104
FIGURA 4.30: Vários Efeitos de Escala em Diferentes Níveis de Tensão Normal	105
FIGURA 4.31: Envoltórias Teóricas Ajustadas aos Dados Experimentais	106
FIGURA 4.32: Os Três Componentes de Resistência ao Cisalhamento são Afetados pelo Tamanho da Amostra em Vários Graus.....	106
FIGURA 4.33: Testes de Inclinação com Vários Blocos Indicam Resistência Mais Alta que com um Único Bloco Grande	109
FIGURA 4.34: Teste de Inclinação para Obter um Valor de JRC Independente da Escala.....	110
FIGURA 4.35: Teste de Puxar, Outro Método Simples de Obter um Valor de JRC Independente da Escala.....	111

FIGURA 4.36: Exemplo do Modelo N° 1 Mostrando as Variações no Ângulo de Inclinação da Rugosidade com o Tamanho do Passo	113
FIGURA 4.37: Variação da Resistência ao Cisalhamento com o Aumento da Carga Normal	118
FIGURA 4.38: Variação de τ_p/σ_n com o Aumento da Carga Normal.....	118
FIGURA 4.39: Cisalhamento de Réplicas de Serpentinita em 3 Direções Diferentes: 0°, 180° e 90°	119
FIGURA 4.40: Distribuição Anisotrópica dos Valores de θ_{\max}^*/C_r para a Superfície de uma Réplica de Serpentinita	119
FIGURA 4.41: Testes de Cisalhamento Executados em Amostras de Mármore Carrara.....	121
FIGURA 4.42: Cisalhamento Múltiplo na Mesma Amostra de Serpentinita.....	121
FIGURA 4.43: Cisalhamento Múltiplo na Mesma Amostra de Gnaisse	122
FIGURA 4.44: Cisalhamento Múltiplo na Mesma Amostra de Granito.....	122
FIGURA 4.45: Comparação entre os Valores Obtidos de Testes de Cisalhamento e os Calculados com a Equação (4.30)	125
FIGURA 4.46: Contribuição da Rugosidade para a Estimação da Resistência ao Cisalhamento	126
FIGURA 4.47: Distribuição Anisotrópica dos Valores de ϕ_{pico} Calculada Usando as Equações (4.36) e (4.28) para uma Réplica de Serpentinita.....	127
FIGURA 4.48: Comparação entre os Resultados Experimentais de Laboratório e o Modelo Constitutivo Proposto na Equação (4.39).....	128
FIGURA 5.1: Critério Constitutivo de Coulomb	131
FIGURA 5.2: Critério Constitutivo de Variação do Atrito com o Deslizamento	132
FIGURA 5.3: Critério Constitutivo de Variação do Atrito com o Deslizamento Simplificado.....	133
FIGURA 5.4: Esquema Simplificado do Critério Constitutivo de Variação do Atrito com o Deslizamento.....	134
FIGURA 5.5: Critério Constitutivo de Variação do Atrito com a Velocidade de Deslizamento	136

FIGURA 5.6: Critério Constitutivo de Variação do Atrito com o Deslizamento e com a Velocidade de Deslizamento	137
FIGURA 5.7: Ciclos de Histerese com freq. = 0,5Hz, amp. = 4mm.....	140
FIGURA 5.8: Energia Dissipada por Ciclo em Função da Amplitude	140
FIGURA 5.9: Força de Atrito em Função da Velocidade de Deslizamento	141
FIGURA 5.10: Curva de Ajuste da Variação da Força de Atrito com a Velocidade de Deslizamento – Equação Constitutiva Obtida	141
Figura 5.11: Pulso Senoidal de Velocidade.....	142
FIGURA 5.12: Critério Constitutivo de Variação da Força de Atrito com o Deslizamento	142
FIGURA 5.12: Critério Constitutivo de Variação da Força de Atrito com o Deslizamento	143
FIGURA 5.13: Variação da Força de Atrito com o Tempo para as Duas Leis Consideradas.....	144
FIGURA 6.1: Fluxograma Simplificado do Programa DEMASF	147
FIGURA 6.2: (a) Módulo cúbico; (b) Prisma formado por vários módulos cúbicos; (c) Lei constitutiva bi-linear; (d) Esquema de carga e descarga	148
FIGURA 6.3: Etapas até o Deslizamento.....	149
FIGURA 6.4: Simulação da Falha Sísmica com o DEM.....	151
FIGURA 6.5: Tensões Aplicadas na Região da Falha	152
FIGURA 6.6: Evolução com o Tempo da Tensão Normal Aplicada.....	153
FIGURA 6.7: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Aplicada	153
FIGURA 6.8: Lei Micro (ou Local) de Variação do Atrito com a Velocidade	154
FIGURA 6.9: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface	155
FIGURA 6.10: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface	155
FIGURA 6.11: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface	156
FIGURA 6.12: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface	156

FIGURA 6.13: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface.....	156
FIGURA 6.14: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento	157
FIGURA 6.15: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade	157
FIGURA 6.16: Lei Micro (ou Local) de Variação do Atrito com o Deslizamento.....	158
FIGURA 6.17: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface	158
FIGURA 6.18: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface	159
FIGURA 6.19: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface	159
FIGURA 6.20: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface	159
FIGURA 6.21: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface.....	160
FIGURA 6.22: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento	160
FIGURA 6.23: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade	160
FIGURA 6.24: Evolução com o Tempo das Cinco Tensões Tangenciais Aplicadas	163
FIGURA 6.25: Evolução com o Tempo das Tensões Tangenciais Médias na Interface	163
FIGURA 6.26: Evolução com o Tempo das Resistências ao Corte por Atrito Médias na Interface	164
FIGURA 6.27: Evolução com o Tempo dos Deslizamentos Médios na Interface.....	164
FIGURA 6.28: Evolução com o Tempo das Velocidades Médias na Interface.....	164
FIGURA 6.29: Evolução com o Tempo das Acelerações Médias na Interface.....	165
FIGURA 6.30: Leis Macro de Variação do Atrito com o Deslizamento para Lei Micro de Variação do Atrito com a Velocidade.....	165
FIGURA 6.31: Leis Macro de Variação do Atrito com a Velocidade para Lei Micro de Variação do Atrito com a Velocidade	166
FIGURA 6.32: Leis Macro de Variação do Atrito com o Deslizamento para Lei Micro de Variação do Atrito com o Deslizamento.....	166
FIGURA 6.33: Leis Macro de Variação do Atrito com a Velocidade para Lei Micro de Variação do Atrito com o Deslizamento	167
FIGURA 7.1: Amostra para o Campo Aleatório do Coeficiente de Atrito Estático	175

FIGURA 7.2: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface	177
FIGURA 7.3: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface	178
FIGURA 7.4: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface	178
FIGURA 7.5: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface	179
FIGURA 7.6: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface.....	179
FIGURA 7.7: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento	180
FIGURA 7.8: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade	180
FIGURA 7.9: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface	181
FIGURA 7.10: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface	182
FIGURA 7.11: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface	182
FIGURA 7.12: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface	183
FIGURA 7.13: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface.....	183
FIGURA 7.14: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento	184
FIGURA 7.15: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade	184
FIGURA 8.1: Disposição Aleatória A das Barras Pré-fraturadas	189
FIGURA 8.2: Disposição Aleatória B das Barras Pré-fraturadas	189
FIGURA 8.3: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade (Rochas Homogêneas)	190
FIGURA 8.4: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade (Rochas Não-Homogêneas)	191
FIGURA 8.5: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface	192
FIGURA 8.6: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface	192
FIGURA 8.7: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface	193
FIGURA 8.8: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface	193
FIGURA 8.9: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface.....	193

FIGURA 8.10: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento	194
FIGURA 8.11: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade	194
FIGURA 8.12: Disposição Final das Barras Fraturadas	195
FIGURA 8.13: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade	195
FIGURA 8.14: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade	196
FIGURA 8.15: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslocamento	197
FIGURA 8.16: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslocamento	198
FIGURA 8.17: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslocamento	198
FIGURA 8.18: Disposição Final das Barras Fraturadas	199
FIGURA 9.1: Critério Constitutivo para um Cubo de 1m de Aresta Sem Restrição Vertical	201
FIGURA 9.2: Critério Constitutivo para um Cubo de 1m de Aresta Com Restrição Vertical	201
FIGURA 9.3: Critério Constitutivo Micro para a Fratura de Micro-Asperezas Sem Restrição Vertical	202
FIGURA 9.4: Critério Constitutivo Micro para a Fratura de Micro-Asperezas Com Restrição Vertical	202
FIGURA 9.5: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface	205
FIGURA 9.6: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface	206
FIGURA 9.7: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface	206
FIGURA 9.8: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface	207
FIGURA 9.9: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface.....	207
FIGURA 9.10: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento	208
FIGURA 9.11: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade	208
FIGURA 9.12: Lei Modificada de Variação do Atrito com a Velocidade.....	209

LISTA DE TABELAS

TABELA 2.1: Relação entre Intervalo Amostral e Correlação entre Sucessivas Amostras	17
TABELA 2.2: Características de um Perfil Aleatório em Termos de σ e β^*	29
TABELA 3.1: Parâmetros Fractais das Amostras	54
TABELA 4.1: Ângulo de Atrito Básico de Várias Rochas Não-desgastadas	60
TABELA 4.2: Correções para Reduzir as Medidas de Rebote do Martelo de Schmidt.....	65
TABELA 4.3: Reduções Estimadas do Peso Específico para Vários Graus de Alteração Relativa	66
TABELA 4.4: Descrição das Juntas de Rochas Mostradas na Figura 4.6.....	71
TABELA 4.5: Ângulos de Dilatação Médios e Coeficientes de Dano	85
TABELA 4.6: Comparação dos Ângulos de Dilatação e Coeficientes de Dano Preditos e Medidos.....	86
TABELA 4.7: Variação do Valor Médio de d_{hp} para as Oito Rochas Estudadas	87
TABELA 4.8: Valores Médios do Pico da $\text{Arctan}(\tau_p/\sigma_n)$	94
TABELA 4.9: Variação do Componente de Falha da Rugosidade Médio com Aumento do Comprimento da Junta.....	101
TABELA 4.10: Deslocamento de Pico do Cisalhamento em Relação ao Comprimento da Junta	107
TABELA 4.11: Resistência ao Cisalhamento e Ângulo de Atrito de Pico Obtidos Cisalhando Réplicas da Mesma Junta de Serpentinita ao Longo de Direções Diferentes.....	120

TABELA 6.1: Propriedades Básicas de uma Rocha de Granito	152
TABELA 6.2: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com a Velocidade como Lei Local	161
TABELA 6.3: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com a Velocidade como Lei Local - Ajuste por Zonas	161
TABELA 6.4: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com o Deslizamento como Lei Local	162
TABELA 6.5: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com o Deslizamento como Lei Local - Ajuste por Zonas	162
TABELA 7.1: Propriedades Admitidas para o Granito.....	175
TABELA 7.2: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com a Velocidade como Lei Local e Rochas Não-homogêneas.....	185
TABELA 7.3: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com a Velocidade como Lei Local e Rochas Não-homogêneas - Ajuste por Zonas.....	185
TABELA 7.4: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com o Deslizamento como Lei Local e Rochas Não- homogêneas	186
TABELA 7.5: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com o Deslizamento como Lei Local e Rochas Não- homogêneas - Ajuste por Zonas	186
TABELA 8.1: Propriedades Admitidas para o Granito.....	188
TABELA 9.1: Propriedades Admitidas para o Granito.....	203

LISTA DE SÍMBOLOS

I. LETRAS ROMANAS MAIÚSCULAS

A	Parâmetro de amplitude
A_0	Área de contato máxima possível na direção de cisalhamento
A_{0^*}	Área de contato potencial
A_{corr}	Área de correlação dos campos aleatórios
A_e	Parâmetro determinado experimentalmente para o critério constitutivo dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo
A_f	Área fraturada da barra
A_s	Área da junta de rocha
B	Parâmetro de ajuste adimensional
B_e	Parâmetro determinado experimentalmente para o critério constitutivo dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo
C	Curvatura das rugosidades do perfil de superfície
C	Matriz de amortecimento
\bar{C}^*	Curvatura média dos picos da rugosidade do perfil de superfície
C_r	Parâmetro de rugosidade
CV	Coefficiente de variação
D	Dimensão fractal

D_0	Deslocamento de cisalhamento crítico (deslizamento necessário para o atrito cair para seu valor dinâmico ou valor residual)
D_m	Deslizamento total correspondente a um pulso senoidal de velocidade
E	Módulo de Young
E_u	Dimensão Euclidiana
F_a	Força de atrito
F_{aest}	Força de atrito estática
F_N	Força normal
$\vec{F}_R(t)$	Vetor de forças internas
G_{σ^2}	Constante de proporcionalidade
G_f	Energia específica de fratura
G_{fe}	Energia específica de fratura das barras enfraquecidas
G_{fpf}	Energia específica de fratura das barras pré-fraturadas
H	Expoente de Hurst
H_d	Dureza do material
JCS	Resistência à compressão da rocha
JRC	Coefficiente de rugosidade da rocha
JRC ₀	Coefficiente de rugosidade de amostras de tamanho de laboratório
K	Fator numérico que só depende da forma suposta da rugosidade
K_s	Rigidez de pico do cisalhamento
L	Comprimento do perfil de superfície (ou comprimento da rocha)
L_0	Comprimento projetado do perfil
L_c	Comprimento crítico da junta de rocha
L_{corr}	Comprimento de correlação dos campos aleatórios

L_e	Parâmetro do critério constitutivo dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo
$L_{x_1,0}$	Período do campo estocástico simulado ao longo do eixo x_1
$L_{x_2,0}$	Período do campo estocástico simulado ao longo do eixo x_2
M	Coefficiente de dano da junta
\mathbf{M}	Matriz de massa
N	Fator de normalização (relação do número de picos com o número de ordenadas)
N_b	Componente normal do peso do bloco
N_c	Número total de intersecções do perfil com os ciclóides
N_i	Número de caixas necessárias para cobrir o perfil inteiro para determinar a dimensão fractal
$\vec{P}(t)$	Vetor de forças externas
R	Número de rebote para superfícies de rochas não-desgastadas
R_a	Raio das rugosidades
R_L	Taxa de rugosidade linear do perfil
R_S	Taxa de rugosidade da superfície
S	Área real da superfície de fratura
S_0	Área aparente projetada da superfície de fratura
S_A°	Componente de falha da rugosidade
T_1	Componente tangencial do peso próprio do bloco superior
T_2	Força de puxar externa
U_{elem}	Energia liberada na ruptura de um elemento
V_0	Velocidade de deslizamento característica para a qual a tensão de atrito começa a aumentar quando a velocidade de deslizamento diminui

V_{corr}	Volume de correlação dos campos aleatórios
V_m	Velocidade máxima (ou amplitude da velocidade) de um pulso senoidal de velocidade

II. LETRAS ROMANAS MINÚSCULAS

a	Parâmetro dos critérios constitutivos de variação do atrito com a velocidade e de variação do atrito com o deslizamento
\bar{a}°	Ângulo de inclinação médio das rugosidades
a_e	Parâmetro determinado experimentalmente para o critério constitutivo dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo
a_i	Dimensão do lado do quadrado das caixas para determinar a dimensão fractal
b	Parâmetro dos critérios constitutivos de variação do atrito com a velocidade e de variação do atrito com o deslizamento
b_1	Parâmetro proporcional ao comprimento de correlação na direção x_1
b_2	Parâmetro proporcional ao comprimento de correlação na direção x_2
b_3	Parâmetro proporcional ao comprimento de correlação na direção x_3
b_e	Parâmetro determinado experimentalmente para o critério constitutivo dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo
c	Parâmetro do critério constitutivo de variação do atrito com a velocidade
c_a	Coesão intercepta
d_0°	Ângulo de dilatação máximo
d_h	Deslocamento de cisalhamento (deslocamento horizontal)
d_{hp}	Deslocamento de pico do cisalhamento
d_i°	Ângulo de dilatação inicial
d_n°	Ângulo de dilatação de pico

g	Quantifica a contribuição para o pico da resistência ao cisalhamento pelos parâmetros relacionados à morfologia da superfície
h	Tamanho da amostra (janela)
h_c	Altura do retângulo expresso como um múltiplo do comprimento do ciclóide
h_e	Espessura do bloco superior
h_r	Altura das rugosidades do perfil de superfície
ℓ	Intervalo amostral
ℓ_c	Comprimento dos elementos longitudinais do DEM
m	Inclinação das rugosidades do perfil de superfície
\bar{m}	Inclinação média das rugosidades do perfil de superfície
m_c	Número total de ciclóides contidos no retângulo medido
m_i	Valor da massa concentrada no nó do bloco inferior
m_s	Valor da massa concentrada no nó do bloco superior
n_h	Número total de janelas de comprimento h
n_i	Número de pontos na janela h_i
r	Número de rebote para superfícies de rochas desgastadas
r_i	Medida padrão para determinar a dimensão fractal
t	Tempo
t_d	Duração de um pulso senoidal de velocidade
u_m	Deslocamento horizontal necessário para juntar a junta de rocha
u_p	Deslocamento de pico do cisalhamento horizontal
w_i	Coordenada do nó do bloco inferior na direção Z
w_s	Coordenada do nó do bloco superior na direção Z
x	Deslizamento

\dot{x}	Velocidade de deslizamento
\ddot{x}	Aceleração
\bar{x}	Vetor de deslocamento nodal
$\dot{\bar{x}}$	Vetor de velocidade nodal
$\ddot{\bar{x}}$	Vetor de aceleração nodal
y	Altura normalizada das rugosidades do perfil de superfície
y_r	Altura reduzida das rugosidades do perfil de superfície
y_{rj}	Resíduos na tendência
\bar{y}_r	Resíduo médio na janela h_i

III. LETRAS GREGAS MAIÚSCULAS

Δt	Intervalo de integração
Δu_p	Deformação horizontal da junta unida antes do pico
Δx_1	Incremento de distância no eixo x_1
Δx_2	Incremento de distância no eixo x_2
Φ	Ângulos de fase aleatórios

IV. LETRAS GREGAS MINÚSCULAS

α	Ângulo de inclinação
α_x	Ângulo entre o plano de xistosidade e o normal à junta de rocha
β	Comprimento de retardo
β^*	Comprimento de correlação das alturas das rugosidades do perfil de superfície
β_c	Comprimento de retardo para covariância zero (igual ao comprimento de correlação)

β_r	Contribuição da rugosidade ao ângulo de atrito residual
ε	Parâmetro de valor próximo a zero
ε_p	Deformação proporcional crítica
ε_r	Deformação limite
ϕ_a	Ângulo de atrito
ϕ_b	Ângulo de atrito básico
ϕ_p	Ângulo de atrito total de pico
ϕ_r	Ângulo de atrito residual
ϕ_r^*	Ângulo de atrito residual medido depois de um deslocamento padrão de 5mm
γ	Peso específico da rocha seca
κ	Número de onda
κ_{1u}	Limite de corte dos números de onda correspondentes ao eixo x_1 no domínio do espaço
κ_{2u}	Limite de corte dos números de onda correspondentes ao eixo x_2 no domínio do espaço
κ_{3u}	Limite de corte dos números de onda correspondentes ao eixo x_3 no domínio do espaço
λ_c	Comprimento característico que representa as irregularidades geométricas da superfície
λ_g	Fator de escala geométrico
μ	Coefficiente de atrito
μ_0	Parâmetro determinado experimentalmente para o critério constitutivo dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo
μ_d	Coefficiente de atrito dinâmico
μ_s	Coefficiente de atrito estático

ν	Coeficiente de Poisson
θ	Variável de estado do critério constitutivo dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo
θ^*	Ângulo de mergulho aparente mínimo
θ_{\max}^*	Ângulo de mergulho aparente máximo na direção de cisalhamento
ρ	Correlação
ρ_g	Massa específica do granito analisado
ρ_m	Massa específica do material modelo
ρ_p	Massa específica do protótipo de rocha
σ	Valor r.m.s. da distribuição de altura das rugosidades do perfil de superfície (equivalente ao seu desvio padrão)
σ^2	Variância para a geração dos campos aleatórios
σ_c	Resistência à compressão da rocha não-desgastada
σ_{c0}	Resistência à compressão da rocha recente intacta
σ_n	Tensão normal
σ_{n0}	Tensão normal gerada pela força gravitacional que age no bloco superior
σ_{slopes}^2	Variância da inclinação das rugosidades
σ_t	Resistência à tração da rocha não-desgastada
τ	Tensão de cisalhamento
τ_0	Tensão de cisalhamento quando o deslizamento ocorre sob níveis de tensão normal muito baixos
τ_i	Tensão de cisalhamento inicial
τ_L	Tensão vertical aplicada nos nós das extremidades dos blocos de rocha
τ_p	Valor de pico da resistência ao cisalhamento

$\bar{\tau}_p$	Tensão de cisalhamento de pico média
τ_r	Resistência ao cisalhamento residual
τ_t	Tensão tangencial
τ_u	Tensão última
ξ_1	Distância de separação na direção x_1
ξ_2	Distância de separação na direção x_2
ξ_3	Distância de separação na direção x_3
ψ	Índice de plasticidade
ψ_T	Fator de escala da tensão

1 INTRODUÇÃO

1.1 GENERALIDADES

Terremotos são movimentos de deslizamento nas interfaces entre placas tectônicas que constituem a Crosta Terrestre (Langer e Nakanishi, 1994). As tensões na Crosta vão se acumulando lentamente quando as placas tectônicas se movem uma em relação à outra. Quando a tensão de cisalhamento nas placas supera a tensão devida ao atrito, o terremoto acontece, sendo que na maioria dos casos os terremotos ocorrem repetidamente ao longo de falhas pré-existentes.

Um tópico de grande relevância e não menor complexidade na Mecânica Não-Linear é a propagação de fraturas em sólidos. O problema apresenta dificuldades ainda maiores em Sismologia, pois nesse caso a propagação da ruptura em uma falha é controlada pelo atrito entre as superfícies em contato, ao invés de depender de propriedades de um meio contínuo, como a energia específica de fratura. As propriedades da lei de atrito entre os lados da falha, as quais não são facilmente quantificáveis, controlam a iniciação, a propagação, e o término do deslizamento ao longo da falha.

A dinâmica de propagação de rupturas durante grandes terremotos é um dos problemas mais importantes em Engenharia Sísmica e Geofísica. Recentes estudos (por exemplo, Fukuyama e Madariaga, 1998) do processo de ruptura ao longo da falha permitiram esclarecer diversos aspectos do modo de propagação da ruptura sísmica e da forma de relaxamento das tensões, pondo em evidência o papel fundamental do deslizamento com atrito no desenvolvimento da ruptura. No entanto, o estabelecimento de modelos analítico-numéricos para o estudo da propagação da ruptura permanece sendo um problema difícil, no qual muitas propriedades físicas importantes, como o campo inicial de tensões, a distribuição espacial das propriedades mecânicas do meio e, em particular, as leis que governam o deslizamento com atrito, ainda são muito pouco conhecidas.

Com efeito, essas leis de atrito controlam o começo do deslizamento, ou seja, a ruptura na falha, o desenvolvimento e o fim do movimento. O já bem conhecido modelo de atrito de Coulomb fornece os conceitos básicos para o fenômeno do atrito, entretanto, é claramente insuficiente para quantificar a relação entre a resultante de tensões de cisalhamento na direção de propagação da ruptura e as variáveis cinemáticas (deslizamento, velocidade de deslizamento) que caracterizam o movimento na superfície de falha.

Portanto, faz-se necessário a utilização de modelos mais complexos para o deslizamento com atrito. A determinação de uma lei constitutiva é um dos principais problemas a serem resolvidos. Segundo, por exemplo, Scholz (1998), o desenvolvimento de uma lei constitutiva completa para o atrito entre rochas mostra a série de fenômenos que ocorre durante os terremotos e quanto mais rica esta lei de atrito, mais precisos serão os resultados.

Conseqüentemente, o principal objetivo da presente tese é encontrar um critério constitutivo para o deslizamento com atrito ao longo da falha sísmica que relacione da forma mais completa possível as variáveis estáticas (tensões normal e tangencial) com as variáveis cinemáticas (deslizamento, velocidade de deslizamento) que caracterizam o movimento na superfície de falha.

Cabe ainda ressaltar que este é um tema pouquíssimo ou praticamente não explorado no Brasil, de caráter inovador, apesar da clara relevância do assunto.

1.2 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

O presente trabalho está dividido em dez capítulos, dos quais esta introdução é o primeiro.

O capítulo 2 dá início à revisão bibliográfica. Para se determinar uma lei constitutiva para o deslizamento com atrito, é relevante o conhecimento das características das superfícies que estão em contato. Com esse objetivo, no capítulo 2 discute-se como caracterizar perfis de superfícies utilizando a Teoria de Campos Aleatórios. Propõe-se representar o perfil da superfície com a forma de onda de um campo aleatório, o qual pode ser completamente definido pela distribuição de probabilidade da altura das rugosidades e uma função de autocorrelação. Apresenta-se uma comparação da teoria com resultados de análise digital de medidores de perfis. Por fim, são apresentados dois programas computacionais desenvolvidos, os quais geram perfis de superfícies aleatórias e calculam suas funções de autocorrelação e espectro de potência.

No capítulo 3 apresentam-se mais alguns métodos sobre descrição de superfícies, entretanto, restringindo-se à caracterização da superfície de fratura de materiais frágeis, tratando-se em especial da superfície de concretos e rochas. Descrevem-se alguns equipamentos utilizados para medir a superfície, apresentam-se três parâmetros muito usados para caracterizar a superfície de fratura de materiais frágeis e por fim mostra-se como caracterizar a superfície de fratura de rochas através da teoria de campos aleatórios e através da teoria de fractais.

O capítulo 4 contém uma visão geral sobre os critérios constitutivos em deslizamento com atrito. Discute-se a lei constitutiva mais usada na prática, a qual foi proposta por Barton e Choubey (1977), passando por uma investigação dos efeitos de escala e possíveis soluções para o problema. Finalmente, um critério constitutivo atual, proposto por Grasselli e Egger (2003), é apresentado e discutido. São apresentados vários resultados experimentais realizados em pequena escala.

No capítulo 5 restringe-se o estudo de critérios constitutivos, iniciado no capítulo anterior, à Sismologia. Inicia-se com o critério constitutivo simples de Coulomb, passando pelos modelos constitutivos de variação do atrito com o deslizamento (“slip-weakening law”) e de variação do atrito com a velocidade de deslizamento (“velocity ou rate-weakening law”), até chegar a critérios constitutivos mais complexos como o de variação do atrito com o deslizamento e com a velocidade de deslizamento (“slip and velocity weakening law”) e o critério dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo (“rate- and state-dependent friction law”). São apresentados resultados de um estudo experimental realizado, evidenciando uma lei de variação do atrito com a velocidade de deslizamento. Por fim, são formuladas algumas observações em relação aos critérios constitutivos mais utilizados em Sismologia.

Depois de fornecida toda a base teórica, no capítulo 6 inicia-se o processo numérico de busca da relação constitutiva macro (ou global) da falha sísmica. Primeiramente, faz-se uma breve descrição do programa computacional implementado e em seguida descreve-se o modelo adotado para o estudo. Neste capítulo admite-se que as rochas são elásticas, lineares e homogêneas e que não ocorrem fraturas na vizinhança da falha e nem ruptura de micro-asperezas na interface. Na seqüência, apresentam-se os resultados de simulações numéricas considerando-se as duas principais leis constitutivas como leis micro (ou locais) na interface. Com isso determinam-se as relações constitutivas macro para a falha, ajustadas a partir dos resultados das simulações. Por fim, mostra-se que a excitação não tem influência no critério constitutivo macro.

Dando continuidade ao estudo iniciado no capítulo anterior, no capítulo 7 acrescenta-se ao modelo desenvolvido a possibilidade da consideração da não-homogeneidade da rocha no programa numérico. Para isso, é apresentada a formulação proposta por Shinozuka e Deodatis (1996) para a geração de campos aleatórios Gaussianos através de representação espectral. A teoria exposta é utilizada para gerar campos estocásticos tridimensionais para a massa específica e o módulo de Young e campos bidimensionais para o coeficiente de atrito estático. Para as duas principais leis constitutivas, são realizadas simulações da falha sísmica considerando cada uma das propriedades do material como um campo aleatório Gaussiano correlacionado.

No capítulo 8 amplia-se o programa desenvolvido para possibilitar a análise da ocorrência de fratura nas proximidades da falha sísmica. São propostos dois métodos para resolver este problema. Para as duas principais leis constitutivas, são realizadas simulações da falha sísmica permitindo a ocorrência de fratura através de cada um dos métodos sugeridos, inicialmente admitindo que o material é homogêneo e posteriormente considerando a não-homogeneidade da rocha.

O capítulo 9 considera que, além de deslizamento, ocorre ruptura de algumas micro-asperezas nas superfícies deslizantes, por cisalhamento ou por cisalhamento e compressão simultaneamente. Determina-se um critério constitutivo macro que leve em consideração o efeito conjunto de alguns pontos estarem deslizando e outros fraturarem durante o deslizamento. É proposto um método para resolver este problema. Por fim, chega-se a uma lei mais geral para representar o deslizamento com atrito ao longo da falha sísmica, a qual é chamada lei modificada de variação do atrito com a velocidade.

No capítulo 10 apresentam-se as conclusões finais deste trabalho, bem como algumas sugestões de estudos futuros sobre o assunto.

2 APLICAÇÃO DA TEORIA DE CAMPOS ALEATÓRIOS NA CARACTERIZAÇÃO DE SUPERFÍCIES

Para se determinar uma lei constitutiva para o deslizamento com atrito, é relevante o conhecimento das características das superfícies que estão em contato. Por isso, neste capítulo discute-se como caracterizar perfis de superfícies utilizando a Teoria de Campos Aleatórios. Para isso, foi seguida a metodologia sugerida por Whitehouse e Archard (1970) e Whitehouse (1994), os quais propõem representar o perfil da superfície com a forma de onda de um campo aleatório, que é completamente definido por duas funções: a distribuição de probabilidade da coordenada normal à superfície média das rugosidades (distribuição da altura das asperezas) e uma função de autocorrelação. Posteriormente, faz-se uma comparação da teoria com resultados de análise digital de medidores de perfis e alguns comentários finais. Como exemplos, são apresentados dois programas computacionais, os quais geram perfis de superfície e calculam suas funções de autocorrelação e espectro de potência.

2.1 JUSTIFICATIVA

Atualmente uma das dificuldades no desenvolvimento de critérios constitutivos aplicáveis a superfícies de descontinuidade em sólidos e em uma falha sísmica é a caracterização da superfície de forma simples e precisa. É importante compreender, em alguns detalhes, o papel que a topografia da superfície desempenha no processo de deslizamento. Devido a isso, se inicia a tese com estudos sobre a representação de superfícies utilizando a Teoria de Campos Aleatórios. O tema tem relevância em muitas áreas da engenharia, tais como: sismologia, ruptura de sólidos, tribologia e aerodinâmica.

Whitehouse e Archard (1970) já haviam citado há mais de 30 anos atrás: “Todas as superfícies são rugosas. Esse é o ponto inicial a partir do qual as idéias correntes sobre atrito,

desgaste, e outros aspectos de superfícies em contato têm evoluído”. Uma observação mais detalhada mostra que as superfícies possuem ondulações que formam vales e picos cujas dimensões são grandes em comparação com dimensões moleculares. Esses desvios da forma plana são chamados asperezas. Através de observações e medições de superfícies variadas, muitos pesquisadores, tais como Greenwood e Williamson (1966) e Whitehouse e Archard (1970), constataram que os tipos usuais de superfícies apresentam uma estrutura completamente aleatória.

Portanto, neste capítulo, é descrito a caracterização de superfícies utilizando a metodologia de Whitehouse e Archard (1970) e Whitehouse (1994), que sugerem representar o perfil da superfície como um campo aleatório, que fica completamente definido por duas funções: a distribuição da altura das asperezas e uma função de autocorrelação.

2.2 HISTÓRICO DA CARACTERIZAÇÃO DE SUPERFÍCIES

Desde alguns anos atrás, por volta da metade do século XX, muitos pesquisadores começaram a ter interesse em caracterizar as superfícies de uma forma adequada. Dentre os principais autores nesse tema, podem-se citar Archard (1957), Greenwood e Williamson (1966), Whitehouse e Archard (1970) e Oden e Martins (1985), entre outros. O objetivo inicial foi determinar se a deformação das superfícies em contato era elástica, plástica ou uma combinação de ambas.

Como as superfícies são rugosas, a área real de contato, a qual é muito menor que a área aparente de contato, deve suportar pressões tão grandes que são comparáveis com a resistência dos materiais dos corpos em contato. Bowden e Tabor (1954) sugeriram que essas pressões de contato são iguais à tensão de escoamento do material em contato mais macio e a carga normal é então suportada pelo escoamento plástico das asperezas deste material. A área real de contato é então proporcional à carga, assim foi possível dar uma explicação simples das conhecidas leis do atrito de Amontons. Entretanto, se as asperezas são plasticamente deformadas, os detalhes da superfície final parecem relativamente sem importância desde que a área total de contato e a pressão de contato não dependam da topografia da superfície.

Alguns anos depois foi reconhecido que frequentemente o contato de superfícies deve envolver uma considerável proporção de contatos de asperezas nas quais a deformação é inteiramente elástica. Foi mostrado que, em condições de contatos múltiplos, mesmo se a deformação fosse inteiramente elástica, a área real de contato pode aumentar quase proporcionalmente com a carga, de acordo com Archard (1957) e Greenwood e Williamson

(1966). Assim uma explicação satisfatória das leis do atrito de Amontons não é dependente da suposição de deformação plástica. Por isso estes autores ficaram interessados em compreender o papel que a topografia da superfície desempenha no contato de superfícies. Por exemplo, a superfície final será importante na determinação das proporções de deformação elástica e plástica que ocorrerão em qualquer conjunto de condições dado.

O conhecimento da topografia de superfícies tem sido obtido a partir do uso de várias técnicas de exame de superfície. Contudo, a informação mais importante veio do uso de medidores de perfis nos quais uma agulha levemente carregada é movida pela superfície. Frequentemente foi admitido que as únicas informações significantes assim obtidas poderiam ser expressas como o valor da raiz quadrática média (r.m.s.) ou da linha média do centro (c.l.a.) do perfil. Entretanto, nos últimos anos, os resultados de medidores de perfis têm sido analisados em maior detalhe por técnicas analógicas e digitais. No campo da engenharia esta informação tem sido apresentada de modos diferentes: distribuições de altura, distribuições de inclinação, curvas de densidade espectral de potência e funções de autocorrelação são algumas das características que foram exibidas, por exemplo, por Whitehouse e Archard (1970).

Por outro lado, aqueles pesquisadores preocupados com os problemas de contato de superfície têm usado modelos de superfícies com muitas suposições diferentes sobre a natureza da topografia da superfície. Assim Archard (1957) postulou uma série de modelos, os quais podem ser vistos na Figura 2.1, que eram usados para dar a primeira explicação das leis do atrito de Amontons para deformação elástica das asperezas. Embora tenha sido admitido que esses modelos eram artificiais, eles contêm uma característica importante que é a suposição de que existem nas superfícies asperezas superpostas de escalas de tamanhos completamente diferentes.

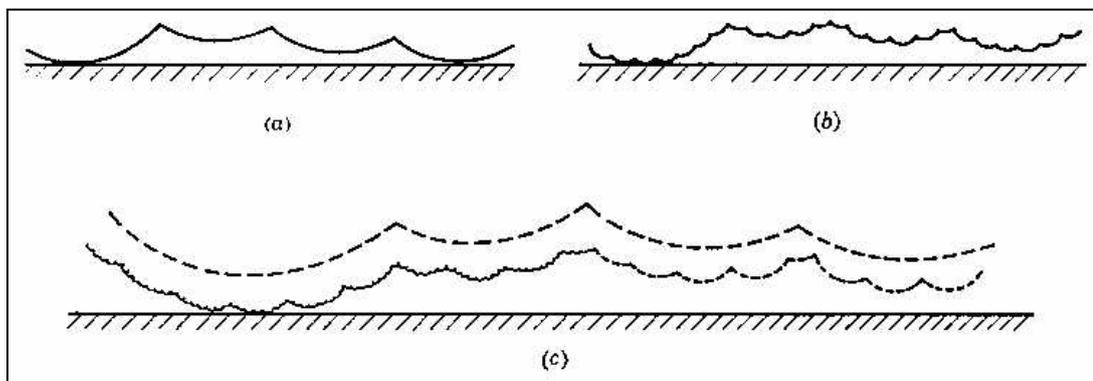


FIGURA 2.1: Modelos de Superfícies Contendo Asperezas de Escalas de Tamanho Diferentes [Reproduzida de Whitehouse e Archard, 1970]

Obviamente é importante que os modelos usados em teorias de contato e deslizamento de superfícies sejam fundados na topografia da superfície. Greenwood e Williamson (1966), e outros, usando informação obtida por análise digital de resultados de medidores de perfis, mostraram que para muitas superfícies a distribuição de alturas é muito próxima da Gaussiana. Greenwood e Williamson (1966) também fizeram uma investigação da distribuição das alturas dos picos, mostrando que esta distribuição também é próxima da Gaussiana, mas o valor médio e o desvio padrão desta distribuição diferem dos anteriores. Além disso, a distribuição das curvaturas dos picos foi obtida. Como resultado dessas observações, Greenwood e Williamson (1966) postularam um modelo consistindo de uma série de picos esféricos, todos com o mesmo raio de curvatura, e tendo uma distribuição Gaussiana das alturas. Com base nesse modelo, e na suposição de que a deformação era elástica, foi mostrado que a relação entre a área real de contato e a carga estava perto da proporcionalidade direta. Assim foi fornecida uma segunda obtenção teórica das leis de Amontons para condições de deformação elásticas.

A teoria de Greenwood e Williamson (1966), embora representando um notável avanço, está ainda longe de uma completa ou precisa representação de superfícies aleatórias. Em particular, a suposição de um único raio de curvatura para as asperezas da superfície é claramente a maior simplificação do modelo. Além disso, em seus exames de perfis de superfícies foi usado um único intervalo de amostra, o que limita severamente a informação obtida do perfil da superfície.

2.3 TIPO DE PERFIL DE SUPERFÍCIE ANALISADO

Um perfil de superfície, como o apresentado na Figura 2.2, é de um tipo aleatório e, portanto, pode ser completamente definido (no sentido estatístico e não determinístico) por duas funções características: a distribuição de altura e a função de autocorrelação. Seguindo as recomendações de Whitehouse e Archard (1970), considera-se, para uma análise mais detalhada, o caso particular de um perfil de superfície que tem uma distribuição Gaussiana das alturas e uma função de autocorrelação exponencial. Há muitas razões para usar este modelo particular. Primeiro, e principalmente, porque um grande número de superfícies usadas em engenharia e analisadas por Whitehouse mostrou que uma proporção significativa dessas superfícies ajusta-se a este modelo ou é uma aproximação razoável deste. Além disso, este modelo tem sido amplamente usado na descrição de superfícies aleatórias. E, de acordo com Whitehouse e Archard (1970), também tem sido usado para representar superfícies em

estudos de dispersão de radiação eletromagnética, por Beckmann e Spizzichino (1963). O modelo também simplifica alguns aspectos da matemática e permite um enunciado mais claro dos princípios físicos importantes. Durante esta análise é admitido que as superfícies são isotrópicas, embora seja possível estender a teoria para superfícies que tem uma estrutura anisotrópica.

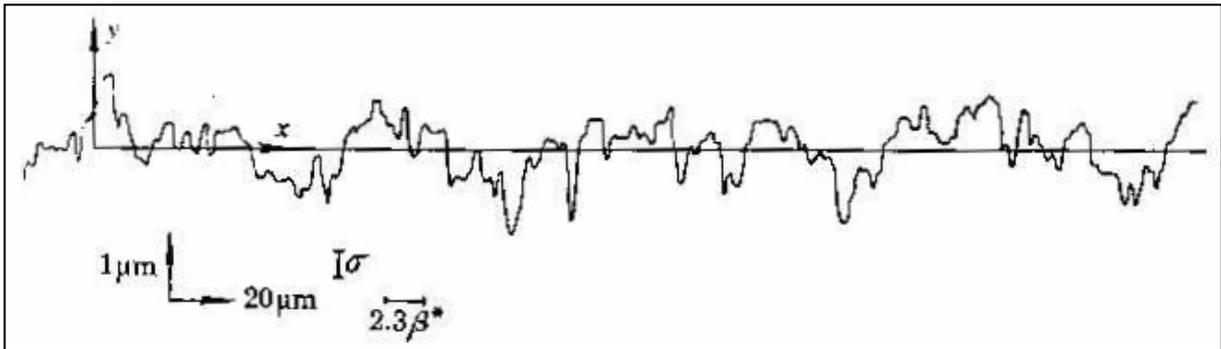


FIGURA 2.2: Perfil de Superfície Analisado
[Reproduzida de Whitehouse e Archard, 1970]

O sistema de coordenadas usado é mostrado na Figura 2.2 e a linha média através do perfil será tomada como $y = 0$. σ é o valor r.m.s. da distribuição de altura, que é equivalente ao seu desvio padrão e β^* é o comprimento de correlação. A probabilidade de se encontrar uma ordenada a uma altura entre h_r e $(h_r + \delta h_r)$ é $f(h_r)\delta h_r$. Quando a distribuição de altura é Gaussiana, a função densidade de probabilidade da altura é:

$$f(y) = (2\pi)^{-1/2} \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right), \quad (2.1)$$

sendo que a altura h_r foi expressa na forma normalizada $y = h_r/\sigma$, onde σ é o desvio padrão da altura. A função de autocorrelação do perfil é definida como:

$$C(\beta) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{L} \int_{-(1/2)L}^{+(1/2)L} y(x)y(x+\beta)dx, \quad (2.2)$$

sendo $y(x)$ a altura do perfil em uma dada coordenada x e $y(x+\beta)$ a altura em uma coordenada adjacente $(x+\beta)$. Na teoria que segue é admitido que:

$$C(\beta) = \exp(-\beta/\beta^*), \quad (2.3)$$

sendo β^* o comprimento de correlação. Quando $\beta = 2,3\beta^*$, $C(\beta)$ decai à 10%, o que sugere pegar esta distância como sendo aquela na qual os dois pontos no perfil alcançam as condições em que eles podem ser estimados como eventos independentes.

A relação entre a função de autocorrelação $C(\beta)$ e a função de densidade espectral de potência $P(\omega)$ de uma forma de onda aleatória é dada por uma transformada de Fourier:

$$C(\beta) = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} P(\omega) \exp(i\omega\beta) d\omega. \quad (2.4)$$

Para uma função de autocorrelação exponencial a função densidade espectral de potência é representada pelo ruído branco limitado apenas nas frequências superiores. Isso está ilustrado na Figura 2.3.

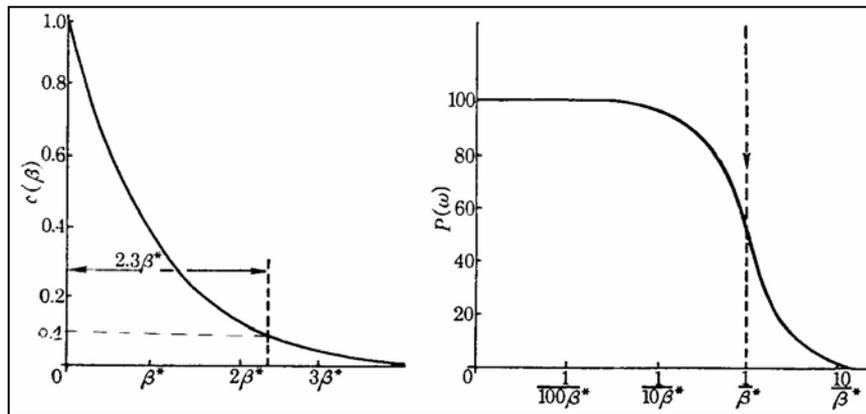


FIGURA 2.3: Função de Autocorrelação e Densidade Espectral de Potência
[Reproduzida de Whitehouse e Archard, 1970]

Assim o significado físico do modelo é que os principais componentes do perfil de superfície consistem de uma banda abrangendo as frequências mais baixas (comprimentos de onda maiores). Componentes com comprimentos de onda mais curtos existem, mas suas magnitudes decaem com o aumento da frequência então, nessa variação, a amplitude é proporcional ao comprimento de onda. Portanto, em termos gerais, a representação de um perfil como um campo aleatório possui características semelhantes à superposição de asperezas de diferentes escalas de tamanho. Isso introduz a escala múltipla de tamanho, característica da Figura 2.1(c), em uma representação de modelo aleatório.

Consideram-se a seguir propriedades relevantes para a caracterização das superfícies, tais como as alturas dos picos e suas curvaturas. A técnica proposta é aplicada ao modelo teórico do perfil aleatório e os resultados desta teoria comparados com resultados experimentais de Whitehouse e Archard (1970).

2.4 FUNDAMENTOS DE CAMPOS ALEATÓRIOS

Como um ponto de início no desenvolvimento da teoria, admite-se que o perfil foi amostrado como uma seqüência de eventos independentes, portanto as ordenadas consideradas são separadas por comprimentos $\ell \geq 2,3\beta^*$. Assim um pico a uma altura entre y e $y+\delta y$ pode ser definido por três eventos sucessivos, mostrados na Figura 2.4(a), com as seguintes restrições: (a) o evento central fica entre y e $y+\delta y$; (b) o evento (1) tem um valor menor que y ; (c) o evento (3) também tem um valor menor que y . Assim a probabilidade de que a ordenada central represente um pico entre y e $y+\delta y$ é o produto de P_1 , P_2 e P_3 sendo que os P 's referem-se às áreas hachuradas das distribuições de alturas.

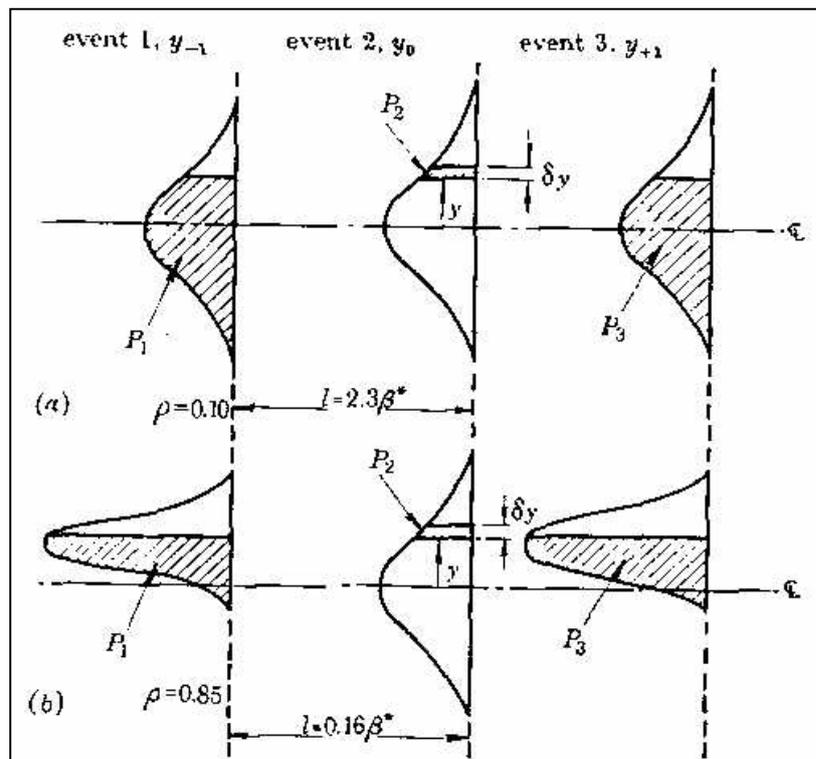


FIGURA 2.4: Modelo Usado na Dedução da Distribuição dos Picos: (a) Intervalo amostral, $\ell = 2,3\beta^*$ e correlação, $\rho = 0,10$; (b) Intervalo amostral, $\ell = 0,16\beta^*$ e correlação, $\rho = 0,85$
[Reproduzida de Whitehouse e Archard, 1970]

Usando esta definição simples de um pico e a equação (2.1) para definir a densidade de probabilidade da distribuição de altura, pode-se mostrar que a densidade de probabilidade de uma ordenada sendo um pico a uma altura y é expressa por:

$$f^*(y) = \left[1/4\sqrt{(2\pi)}\right] \left[1 + \operatorname{erf}(y/\sqrt{2})\right]^2 \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right),$$

$$= \left[\frac{1}{\sqrt{(2\pi)}} \right] \Phi^2(y) \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right), \quad (2.5)$$

sendo f^* usado para indicar que são consideradas propriedades dos picos, e f refere-se às propriedades do perfil inteiro.

Este argumento pode ser estendido para incluir a situação em que as ordenadas amostradas estão muito perto para que sejam consideradas independentes umas das outras. Tal situação é mostrada na Figura 2.4(b). Neste caso, a probabilidade de uma ordenada ser um pico a altura entre y e $y+\delta y$ é também expressa por $P_1P_2P_3$. Contudo, as ordenadas adjacentes ao y_0 central devem ter seus valores modificados em relação aos valores da distribuição de altura original. Agora eles passam a ter valores ajustados em uma distribuição modificada cuja forma depende do intervalo amostrado. As distribuições modificadas de altura mostradas na Figura 2.4(b) são o resultado de se ter as ordenadas y_{+1} e y_{-1} muito perto da ordenada central y_0 , tomada como referência. Assim, para intervalos amostrais curtos, y_{+1} não pode diferir grandemente de y_0 , devido à incapacidade do campo de mudar rapidamente. Em geral, a distribuição de y_{+1} é influenciada não apenas por y_0 , mas também, em um grau menor, por y_{-1} , entretanto para o exemplo particular do modelo usado aqui, y_{+1} pode ser considerado como influenciado por apenas y_0 e não por y_{-1} . Considerando a Figura 2.4(b), a densidade de probabilidade de uma ordenada ser um pico a uma altura y é expressa por:

$$\begin{aligned} f^*(y, \rho) &= \left[\frac{1}{4\sqrt{(2\pi)}} \right] \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{y}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{1-\rho}{1+\rho}}\right) \right]^2 \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right) \\ &= \left[\frac{1}{\sqrt{(2\pi)}} \right] \Phi^2\left(y \sqrt{\frac{1-\rho}{1+\rho}}\right) \exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right). \end{aligned} \quad (2.6)$$

A Figura 2.5 mostra gráficos desta distribuição de altura de pico para valores alto e baixo da correlação, ρ . A distribuição das alturas das ordenadas também é mostrada para comparação. Quando $\rho \rightarrow 0$ (grande intervalo amostral), a forma da distribuição de altura de pico é inclinada ligeiramente, seu valor médio chega a +0,85 e seu desvio padrão chega ao valor de 0,70. Assim, quando se usam intervalos amostrais maiores, comprimento de onda mais longo, a estrutura do perfil é revelada e os picos tendem a se posicionar acima da linha de centro. Quando $\rho \rightarrow 1$ a forma da distribuição de altura de pico, e seu valor médio e desvio padrão, aproximam-se daqueles da distribuição das alturas das ordenadas. Assim, quando se usam intervalos amostrais curtos, comprimento de onda mais curto, os picos revelados seguem muito próximos à escala geral da estrutura da superfície.

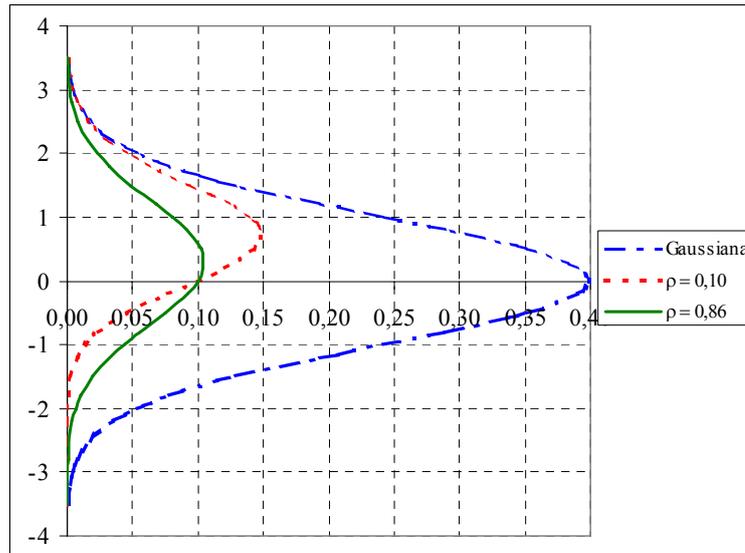


FIGURA 2.5: Densidade de Probabilidade de uma Ordenada ser um Pico a uma Altura y

O valor médio da curva de densidade das alturas de pico $\bar{y}^*(\rho)$ é encontrado tomando o primeiro momento de $f^*(y, \rho)$ na versão normalizada da equação (2.6) e produz:

$$\bar{y}^*(\rho) = \frac{1}{2N} \left(\frac{1-\rho}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.7)$$

Similarmente, a variância das alturas de pico é o segundo momento central. Assim,

$$\left[\sigma^*(\rho) \right]^2 = \left[1 - \frac{(1+\rho)^{1/2}}{2N\pi \tan^2(N\pi)} - \frac{(1-\rho)}{4\pi N^2} \right], \quad (2.8)$$

sendo que o fator de normalização N , o qual fornece a relação do número de picos com o número de ordenadas, é:

$$N = (1/\pi) \tan^{-1} \left(\sqrt{(3-\rho)/(1+\rho)} \right). \quad (2.9)$$

Nota-se que as equações (2.5) e (2.6), quando divididas pela equação (2.9), são as densidades de probabilidade das alturas de pico. A equação (2.9) mostra que quando a correlação, ρ , aumenta de zero a unidade, N cai de $1/3$ a $1/4$. Esses valores limites têm uma explicação simples. Quando o intervalo amostral é aumentado, $\rho \rightarrow 0$ e $N \rightarrow 1/3$; os três eventos são efetivamente independentes (Figura 2.4(a)) e a chance que qualquer um deles, por exemplo o do centro, seja o mais alto torna-se um terço. Por outro lado, quando o intervalo amostral for diminuído $\rho \rightarrow 1$ e $N \rightarrow 1/4$. As distribuições modificadas dos dois eventos externos são agora centradas na ordenada central (Figura 2.4(b)), as áreas P_1 e P_3 têm valores de $1/2$ e a probabilidade que o evento central seja um pico é $1/4$.

Para dar uma descrição adequada da superfície em termos de uma distribuição de asperezas também é necessário especificar seu raio de curvatura. É mais conveniente discutir isso em termos de uma distribuição de curvaturas e, para isso é seguido Greenwood e Williamson (1966), os quais obtiveram curvaturas da apresentação digital do perfil. Considere, primeiro, o exemplo de três eventos independentes (Figura 2.4(a)). A Figura 2.6(a) mostra um arranjo possível de três eventos os quais resultarão um pico à altura y com uma curvatura C expressa por:

$$C = 2y_0 - y_{+1} - y_{-1}. \quad (2.10)$$

Nesta equação, C é adimensional, mas o valor real da curvatura depende do intervalo amostral ℓ e para se obter um valor real, C deve ser multiplicado por σ/ℓ^2 .

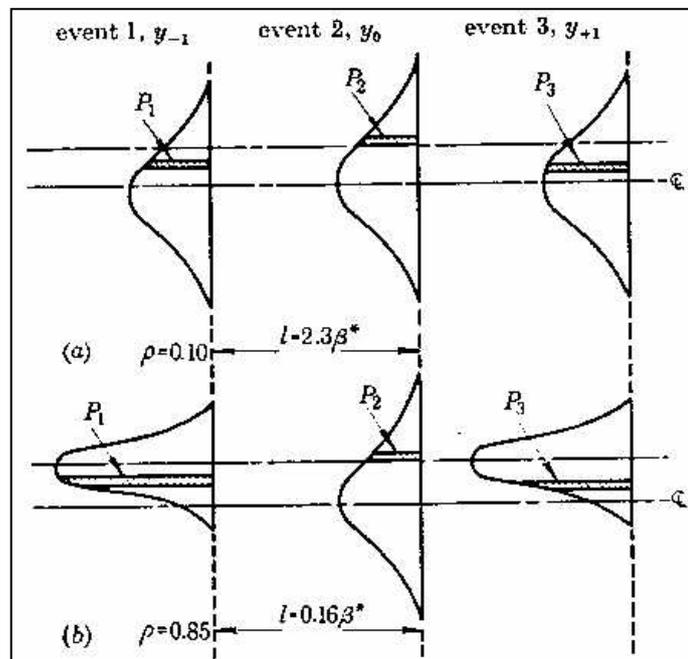


FIGURA 2.6: Modelo Usado na Dedução da Distribuição das Curvaturas: (a) Intervalo amostral, $\ell = 2,33\beta^*$ e correlação, $\rho = 0,10$; (b) Intervalo amostral, $\ell = 0,16\beta^*$ e correlação, $\rho = 0,85$
[Reproduzida de Whitehouse e Archard, 1970]

Este tratamento supõe que a derivada segunda do perfil é uma aproximação aceitável da curvatura. Então a probabilidade da configuração mostrada na Figura 2.6(a) é $P_1P_2P_3$, sendo P_1 , P_2 e P_3 , dados pelas áreas hachuradas mostradas. De forma a obter a probabilidade total de um pico com curvatura C a uma altura entre y e $y+\delta y$ muitas configurações similares às mostradas na Figura 2.6(a) devem ser levadas em conta. Sabe-se que esta probabilidade total é expressa por uma integral de convolução. Assim a função densidade de probabilidade que qualquer ordenada seja um pico de curvatura C a altura y é:

$$f^*(y, C) = \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right)}{2\pi\sqrt{2}} \exp\left[-\left(y - \frac{1}{2}C\right)^2\right] \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2}C\right). \quad (2.11)$$

Como antes, o argumento pode ser repetido para um intervalo amostral mais curto (Figura 2.6(b)). Assim,

$$f^*(y, C, \rho) = \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}y^2\right)}{2\pi[2(1-\rho^2)]^{1/2}} \exp\left[-\frac{\left[(1-\rho)y - \frac{1}{2}C\right]^2}{(1-\rho^2)}\right] \operatorname{erf}\left(\frac{C}{2\sqrt{(1-\rho^2)}}\right). \quad (2.12)$$

A função densidade de probabilidade de que qualquer ordenada seja um pico de curvatura C (a qualquer altura) é obtida por integração da equação (2.12), resultando:

$$f^*(C, \rho) = \left[\frac{1}{4\pi(3-\rho)(1-\rho)}\right]^{1/2} \exp\left[\frac{-C^2}{4(3-\rho)(1-\rho)}\right] \operatorname{erf}\left(\frac{C}{2\sqrt{(1-\rho^2)}}\right). \quad (2.13)$$

Esta distribuição é inclinada para curvatura zero, o que está de acordo com a distribuição de curvaturas obtida por Greenwood e Williamson (1966) de análise digital de uma superfície jateada. Esses autores notaram que para grandes curvaturas a distribuição é muito próxima da Gaussiana. Uma comparação adicional destas equações com os resultados obtidos de perfis de superfícies é apresentada a seguir.

A curvatura média \bar{C}^* para todos os picos é obtida encontrando o primeiro momento de $f^*(C, \rho)$ na equação (2.13). Isso resulta:

$$\bar{C}^* = \frac{(3-\rho)(1-\rho)^{1/2}}{2N\sqrt{\pi}}, \quad (2.14)$$

sendo que a distribuição foi normalizada por N , (equação (2.9)). A curvatura (ou, mais estritamente, a derivada segunda) do perfil como um todo é expressa por:

$$f(C, \rho) = \frac{1}{[4\pi(3-\rho)(1-\rho)]^{1/2}} \exp\left[\frac{-C^2}{4(3-\rho)(1-\rho)}\right], \quad (2.15)$$

a qual é a equação (2.13) com a função de erro removida. Isso é uma distribuição Gaussiana com média zero e desvio padrão de $[2(3-\rho)(1-\rho)]^{1/2}$. Um teste simples deste valor de desvio padrão (ou, mais estritamente, a variância) é obtido encontrando o quadrado do valor esperado da curvatura da equação (2.10). Assim $E[2y_0 - (y_{-1} + y_{+1})]^2 = 6 - 8\rho + 2\rho^2$.

Conforme Whitehouse e Archard (1970), a distribuição das inclinações é importante, pois um critério amplamente usado para o princípio do escoamento plástico (Blok (1952) e

Halliday (1955)) usa a inclinação média do lado das asperezas. A distribuição de inclinações (m) no perfil é facilmente obtida do fato de que a fórmula envolve uma relação linear simples das variáveis Gaussianas y_{-1} e y_{+1} e assim é Gaussiana com uma média zero e uma variância de $[2\sigma^2(1-\rho^2)]/4\ell^2$. Conseqüentemente:

$$f(m, \rho) = \exp\left[\frac{-m^2\ell^2}{\sigma^2(1-\rho^2)}\right] / \left[4\pi(1-\rho^2)\right]^{1/2}, \quad (2.16)$$

da qual se obtém a inclinação média positiva ou negativa (valor médio do módulo):

$$\bar{m} = \frac{\sigma}{\ell} \left[\frac{1-\rho^2}{\pi} \right]^{1/2}. \quad (2.17)$$

Estas fórmulas também podem ser obtidas pelo mesmo tipo de procedimento usado na obtenção da equação (2.15).

2.5 RESULTADOS DE ANÁLISES DE PERFIS DE SUPERFÍCIES

A validade da teoria apresentada anteriormente é testada pela análise digital de resultados de medidores de perfis obtidos por Whitehouse e Archard (1970). De forma a apresentar dados coerentes foi feita uma análise bastante completa dos resultados obtidos de uma superfície. Os principais resultados do experimento foram obtidos de perfis de superfícies medidos com uma agulha Talysurf 4, instrumento para medir a rugosidade da superfície no qual uma agulha de diamante é passada pela superfície sob exame. Foi usada uma agulha normal com a dimensão nominal da ponta de $2,5\mu\text{m}$. Junto ao Talysurf estava um sistema que anotava os dados. Deste equipamento o sinal analógico amplificado do perfil de superfície foi convertido em uma seqüência de ordenadas, amostradas a intervalos de $1\mu\text{m}$.

Resultados adicionais foram obtidos também com o instrumento Talystep, que consiste de uma agulha afiada especial tendo uma ponta com dimensão de $0,25\mu\text{m}$. O Talystep é capaz de realizar ampliações verticais de até 10^6 e ampliações horizontais de até 2×10^3 . Essa última facilidade tornou possível amostrar o perfil em intervalos de $0,25\mu\text{m}$. Outra característica desse instrumento é a carga normal na agulha que foi reduzida para apenas 10^{-3}g (um centésimo da carga na agulha Talysurf) o que tornou possível o uso de uma agulha bastante afiada.

Os resultados apresentados a seguir estão baseados em cinco perfis. Análises estatísticas mostram que os erros padrão normalizados estão em torno de 2% para valores

médios (por exemplo, equações (2.7) a (2.9)) e em torno de 5% para pontos nas distribuições de probabilidade (por exemplo, equações (2.4), (2.5) e (2.13)).

Apresentam-se resultados para intervalos amostrais entre 0,25 e 15 μm . Assim, constata-se (Figura 2.7) que o modelo usado é uma boa representação dos dados obtidos de perfis de superfície e a distribuição de ordenadas está muito próxima da Gaussiana, com um valor r.m.s. (σ) de 0,5 μm , e a função de autocorrelação está próxima da exponencial com um comprimento de correlação (β^*) de 6,5 μm .

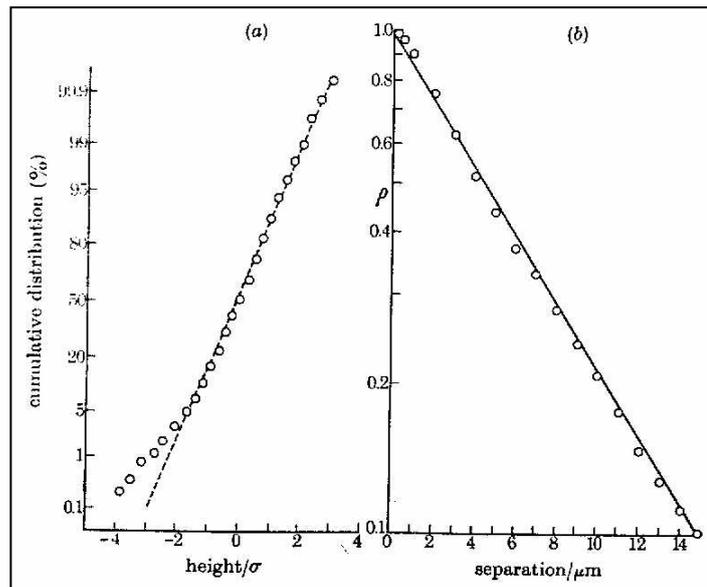


FIGURA 2.7: Características dos Perfis Representados como um Campo Aleatório: (a) Distribuição acumulada das alturas (papel de probabilidade normal); (b) Correlação como uma função do intervalo amostral
[Reproduzida de Whitehouse e Archard, 1970]

Usaram-se valores teóricos de correlação (ρ) para os valores selecionados de intervalos amostrais, como mostrado na Tabela 2.1. É observado que qualquer divergência entre estes valores e aqueles obtidos dos perfis estão, na maior parte, dentro dos limites de erro experimental. Nos resultados apresentados a seguir em forma gráfica, intervalos amostrais (ℓ) de 15, 3 e 1 μm (correspondendo a correlações (ρ) de 0,10, 0,63 e 0,86, respectivamente) foram selecionados para mostrar certas características importantes.

TABELA 2.1: Relação entre Intervalo Amostral e Correlação entre Sucessivas Amostras
(Extraída de Whitehouse e Archard, 1970)

Intervalo amostral, ℓ (μm)	15	6,0	3,0	2,0	1,0	0,5	0,25
Correlação, ρ	0,10	0,40	0,63	0,74	0,86	0,92	0,96

A Figura 2.8 mostra uma comparação da teoria com experimentos para a probabilidade que uma ordenada seja um pico a uma altura y (equação (2.6)). É observado que para $\ell=15\mu\text{m}$ e $\ell=3\mu\text{m}$ a concordância da teoria com o experimento é bastante boa. Porém, para $\ell=1\mu\text{m}$ (Figura 2.8(c)) há uma divergência, o número de picos detectados cai significativamente abaixo dos valores teóricos. Os resultados para todos os valores de intervalos amostrais são mostrados na Figura 2.9, na qual o valor médio e o desvio padrão da distribuição de picos (equações (2.7) e (2.8)) são graficados em função do valor da correlação entre amostras sucessivas. A divergência mais significativa entre teoria e experimento é o fato que, para os intervalos amostrais mais curtos, os valores médios estão situados acima dos cálculos teóricos (Figura 2.8(c)).

A Figura 2.10 apresenta resultados teóricos e experimentais para a probabilidade que uma ordenada seja um pico de dada curvatura. Como antes, para $\ell=15\mu\text{m}$ e $\ell=3\mu\text{m}$ a concordância é excelente, mas há diferenças significantes para os intervalos amostrais mais curtos de $\ell=1\mu\text{m}$. É observado das magnitudes das curvaturas mostradas nas Figuras 2.10 (a) a (c) que, quando o intervalo amostral é diminuído, têm-se asperezas de raios cada vez menores. Isso está bem claro na Figura 2.11, a qual compara valores teóricos da curvatura média dos picos com valores encontrados dos perfis para diferentes intervalos amostrais. Mais uma vez, a única divergência significativa entre teoria e experimento ocorre para intervalos amostrais mais curtos ($\ell=1\mu\text{m}$).

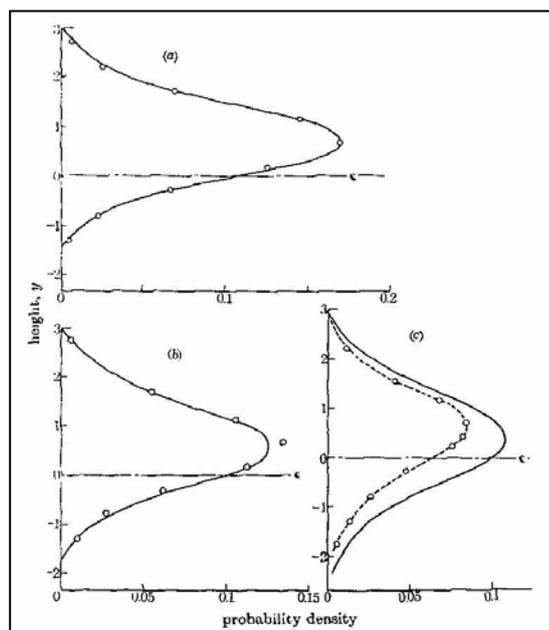


FIGURA 2.8: Densidades de Probabilidade de uma Ordenada ser um Pico a uma Altura y . As linhas cheias representam a teoria (equação (2.6)) e os círculos representam os resultados experimentais: (a) $\ell = 15\mu\text{m}$, $\rho = 0,10$; (b) $\ell = 3,0\mu\text{m}$, $\rho = 0,63$; (c) $\ell = 1,0\mu\text{m}$, $\rho = 0,86$
[Reproduzida de Whitehouse e Archard, 1970]

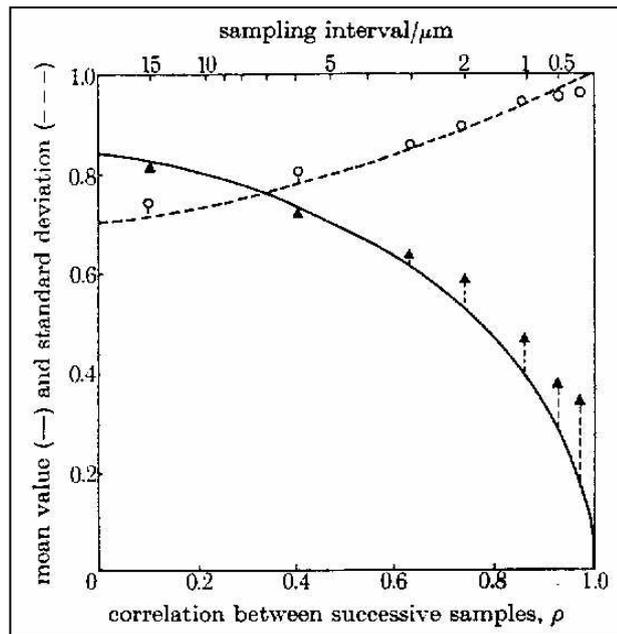


FIGURA 2.9: Características das Distribuições de Picos. A linha cheia fornece o valor médio (equação (2.7)) e a linha tracejada fornece o desvio padrão (equação (2.8)); os triângulos e os círculos representam os resultados experimentais [Reproduzida de Whitehouse e Archard, 1970]

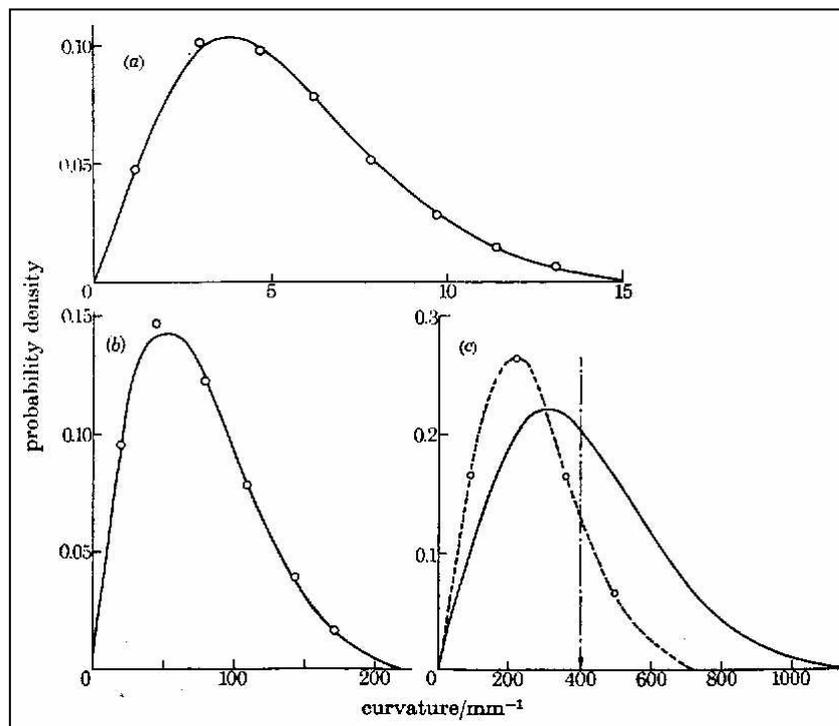


FIGURA 2.10: Densidades de Probabilidade de uma Ordenada ser um Pico de uma Dada Curvatura. As linhas cheias representam a teoria (equação (2.13)) e os círculos fornecem os resultados experimentais ($\sigma = 0,5\mu\text{m}, \beta^* = 6,5\mu\text{m}$): (a) $\ell = 15\mu\text{m}, \rho = 0,10$; (b) $\ell = 3,0\mu\text{m}, \rho = 0,63$; (c) $\ell = 1,0\mu\text{m}, \rho = 0,86$. A seta indica a curvatura nominal da agulha [Reproduzida de Whitehouse e Archard, 1970]

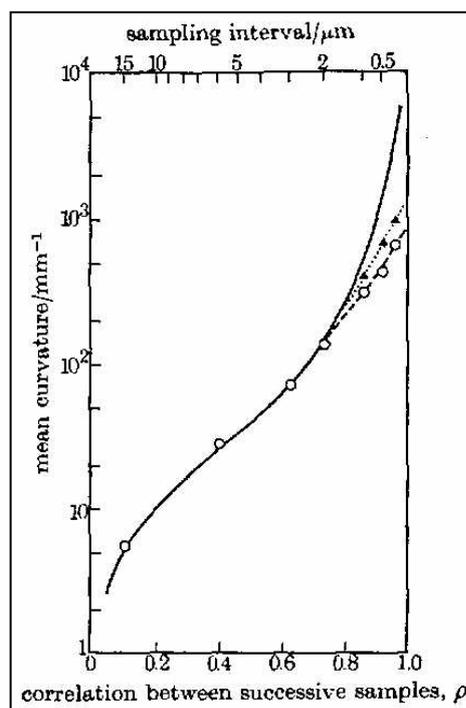


FIGURA 2.11: Curvatura Média dos Picos como uma Função da Correlação Entre Amostras Sucessivas. A linha cheia representa a teoria (equação (2.14)) e os círculos (agulha normal com dimensão nominal de ponta de $2,5\mu\text{m}$) e os triângulos (agulha especial com dimensão nominal de ponta de $0,25\mu\text{m}$) fornecem os resultados experimentais ($\sigma = 0,5\mu\text{m}$, $\beta^* = 6,5\mu\text{m}$) [Reproduzida de Whitehouse e Archard, 1970]

Os resultados obtidos em intervalos amostrais mais curtos (Figuras 2.8(c), 2.10(c)) sugerem que as medidas dos perfis de superfície são afetadas pelo tamanho da agulha. Na Figura 2.10(c) um valor da curvatura nominal da agulha foi indicado. O caráter da divergência entre teoria e experimento mostrado na Figura 2.10(c) é consistente com a suposição que ela surge do tamanho da agulha. O número total de picos detectados é menor que pela previsão teórica e a distribuição foi aparentemente distorcida para valores menores de curvatura.

Também foram realizados experimentos com uma agulha com uma ponta de menor dimensão. Os resultados são mostrados na Figura 2.12, na qual a relação de picos com ordenadas é graficada em função da correlação entre amostras sucessivas. Recordar-se que a teoria (equação (2.9)) prevê que esta relação varia entre 0,33 ($\rho = 0$) e 0,25 ($\rho = 1$). A Figura 2.12 mostra, mais uma vez a divergência entre teoria e experimento para intervalos amostrais menores que $2\mu\text{m}$, onde nesta região o número de picos detectados cai bem abaixo dos valores teóricos. A Figura 2.12 também mostra que quando se usa uma agulha com uma dimensão de ponta menor, o declínio é retardado a valores menores do intervalo amostral. Claramente, então, a resolução da agulha é um fator significativo que afeta o comportamento nesta região.

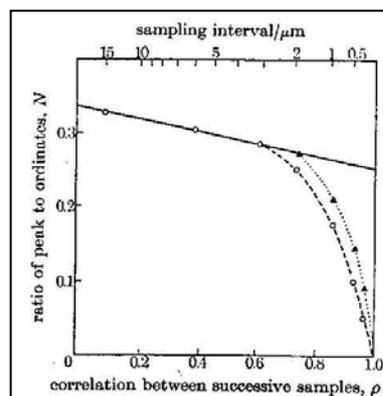


FIGURA 2.12: Relação dos Picos com as Ordenadas como uma Função da Correlação Entre Amostras Sucessivas. A linha cheia representa a teoria (equação (2.9)) e os círculos (agulha normal com dimensão nominal de ponta de $2,5\mu\text{m}$) e os triângulos (agulha especial com dimensão nominal de ponta de $0,25\mu\text{m}$) fornecem os resultados experimentais [Reproduzida de Whitehouse e Archard, 1970]

2.6 EXEMPLOS DE APLICAÇÃO

A fim de ilustrar a teoria estudada neste capítulo, desenvolveram-se dois programas computacionais em Matlab os quais geram perfis de superfície aleatórios e retornam a função de autocorrelação, o comprimento de correlação e o espectro de potência do perfil.

2.6.1 Programa Superfície

O primeiro programa elaborado chama-se “Superfície” e gera um perfil de uma superfície qualquer, por exemplo, o perfil de uma superfície metálica a nível microscópico. O programa requer como dados de entrada o comprimento do perfil a ser gerado, o número de irregularidades (asperezas) medidas nesse comprimento, a altura média dessas irregularidades e o desvio padrão das mesmas. Com isso, o algoritmo calcula a densidade de probabilidade, a função de autocorrelação, o comprimento de correlação e o espectro de potência do perfil gerado. Como exemplo, simula-se um caso em que o perfil medido possui um comprimento de 50cm, com 80 irregularidades espalhadas em seu comprimento, tendo estas uma altura média de 1mm e desvio padrão de 0,3mm, com uma distribuição normal. Os resultados obtidos com o programa são apresentados a seguir. As Figuras 2.13, 2.14, 2.15 e 2.16 mostram, respectivamente, um perfil da superfície gerado, sua densidade de probabilidade, sua função de autocorrelação com o comprimento de correlação e o seu espectro de potência. As Figuras 2.17 e 2.18 representam, respectivamente, a função de autocorrelação com o comprimento de correlação e o espectro de potência de uma média de 10000 simulações da superfície.

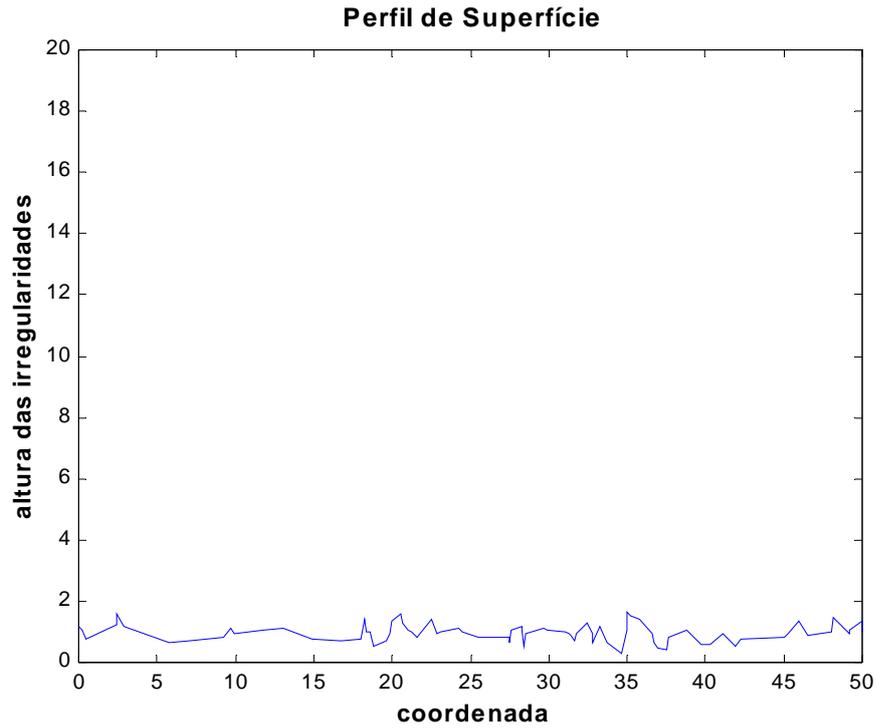


FIGURA 2.13: Perfil de Superfície Gerado com o Programa Superfície

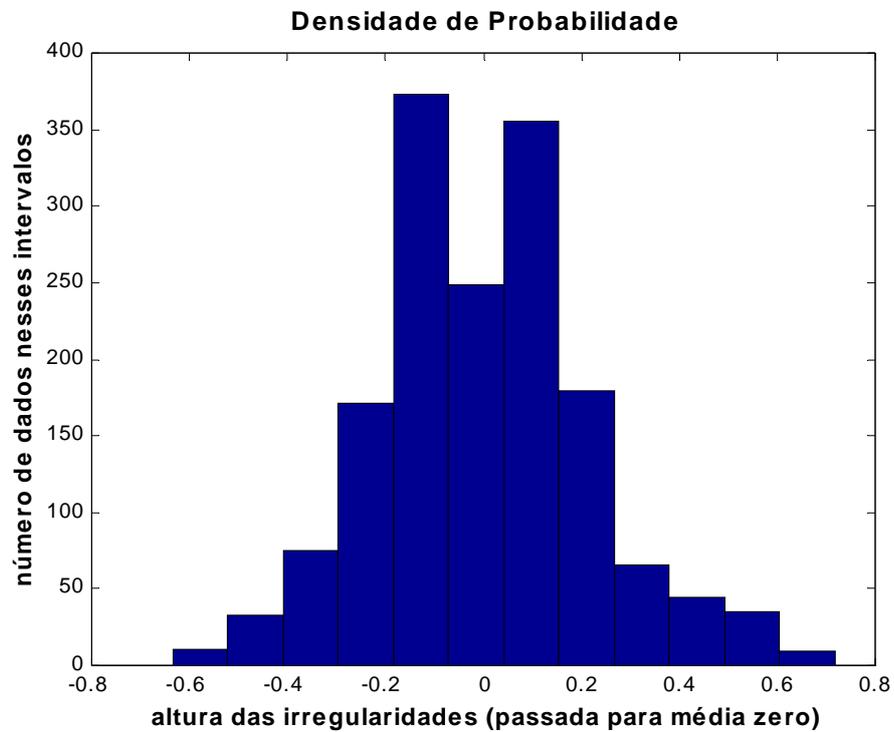


FIGURA 2.14: Densidade de Probabilidade da Superfície Gerada

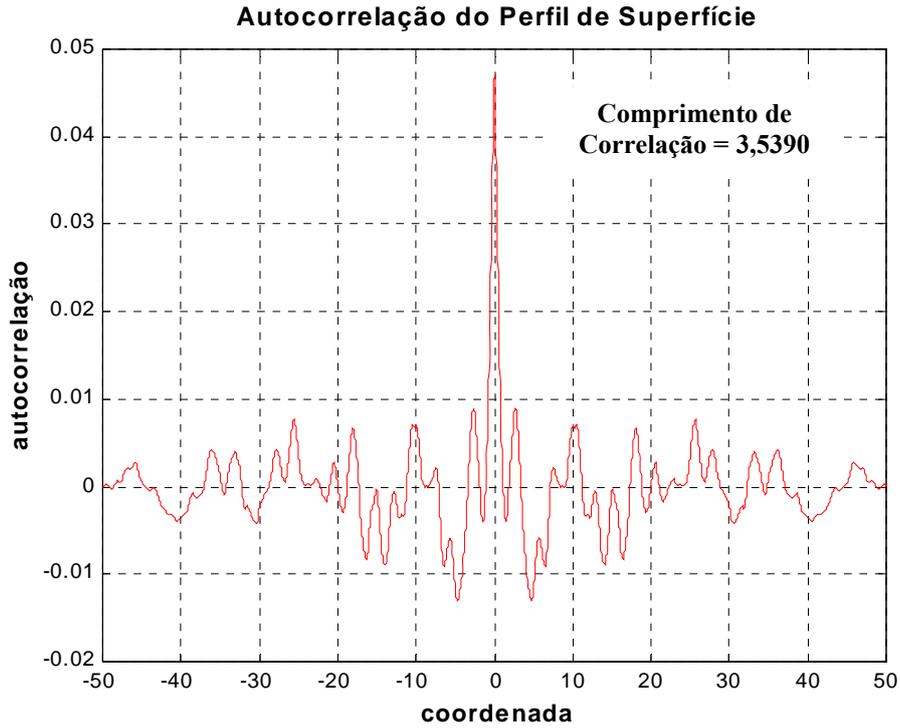


FIGURA 2.15: Função de Autocorrelação da Superfície Gerada

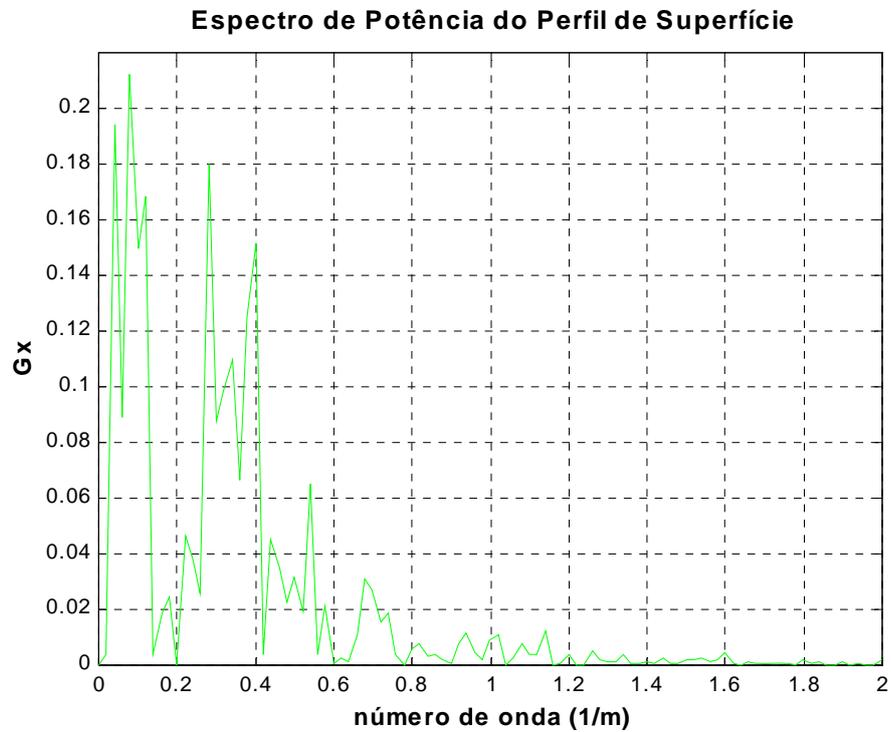


FIGURA 2.16: Espectro de Potência da Superfície Gerada

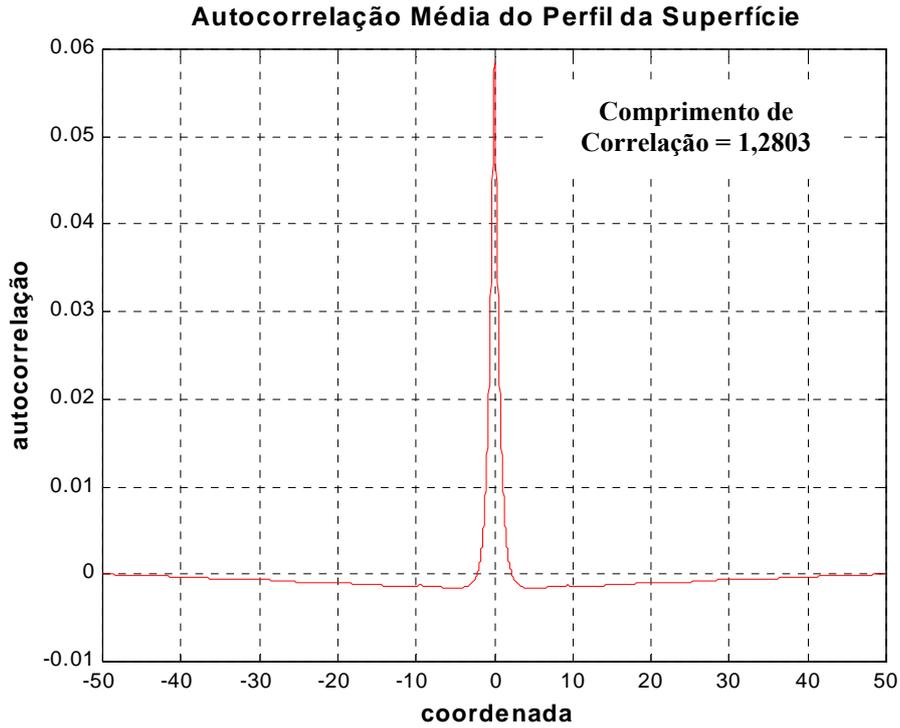


FIGURA 2.17: Função de Autocorrelação Média de 10000 Simulações da Superfície

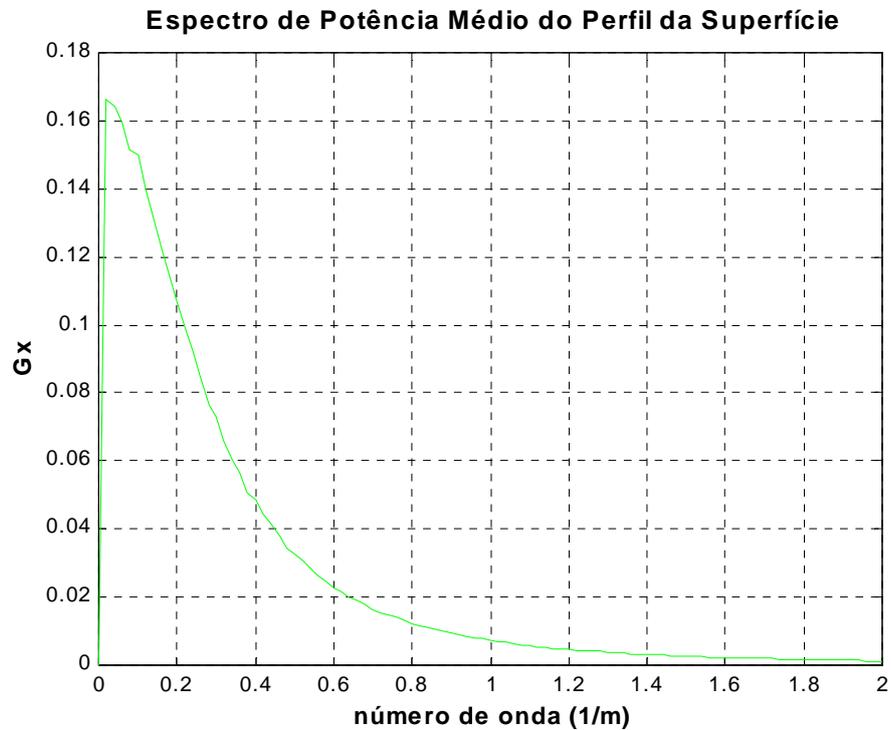


FIGURA 2.18: Espectro de Potência Médio de 10000 Simulações da Superfície

2.6.2 Programa Cidade

O segundo programa elaborado chama-se “Cidade” e também gera um perfil de uma superfície, mas neste caso, o perfil de superfície gerado representa um perfil de uma cidade aleatória. O programa requer como dados de entrada o comprimento do perfil a ser gerado, ou seja, a dimensão da quadra onde estão localizados os edifícios, o número de edifícios localizados nessa quadra, a altura média desses edifícios e o desvio padrão das mesmas, a largura média dos edifícios e seu correspondente desvio padrão, e a correlação entre as alturas e as larguras dos edifícios. Com isso, o programa gera o perfil da cidade, calcula a sua função de autocorrelação, o seu comprimento de correlação e o seu espectro de potência. Como exemplo, faz-se um caso em que a cidade possui uma quadra de 500m de comprimento, com 20 edifícios nessa quadra tendo uma altura média de 35m e desvio padrão de 10m e largura média de 15m com desvio padrão de 3m, seguindo, tanto as alturas como as larguras dos edifícios, uma distribuição normal. A correlação entre as alturas e as larguras foi escolhida como 0,8. Os resultados obtidos com este programa são apresentados a seguir. As Figuras 2.19, 2.20 e 2.21 mostram, respectivamente, um perfil de cidade gerado, sua função de autocorrelação com o comprimento de correlação e o seu espectro de potência. Os gráficos das Figuras 2.22 e 2.23 representam, respectivamente, a função de autocorrelação com o comprimento de correlação e o espectro de potência de uma média de 10000 simulações da cidade.

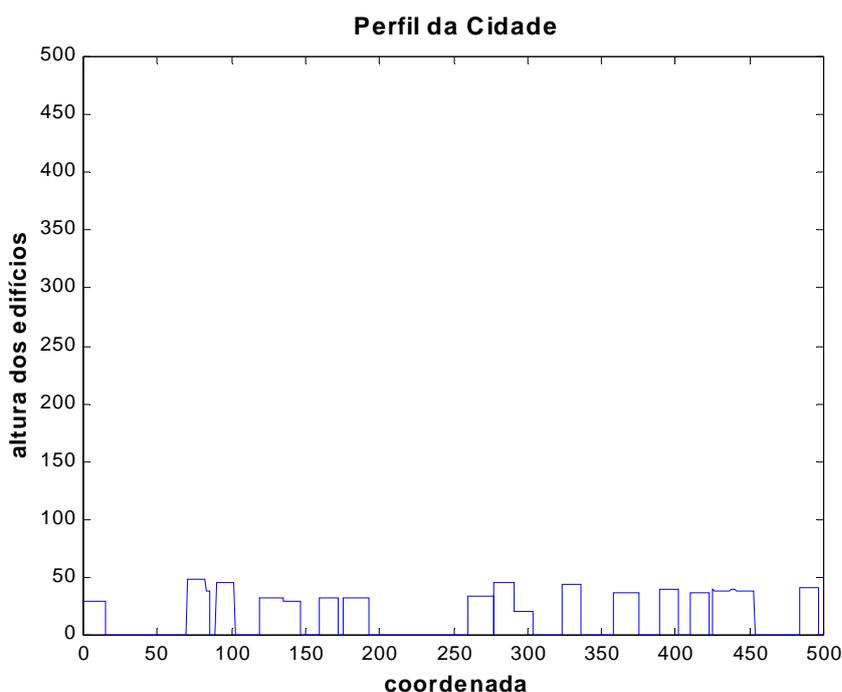


FIGURA 2.19: Perfil de Cidade Gerado com o Programa Cidade

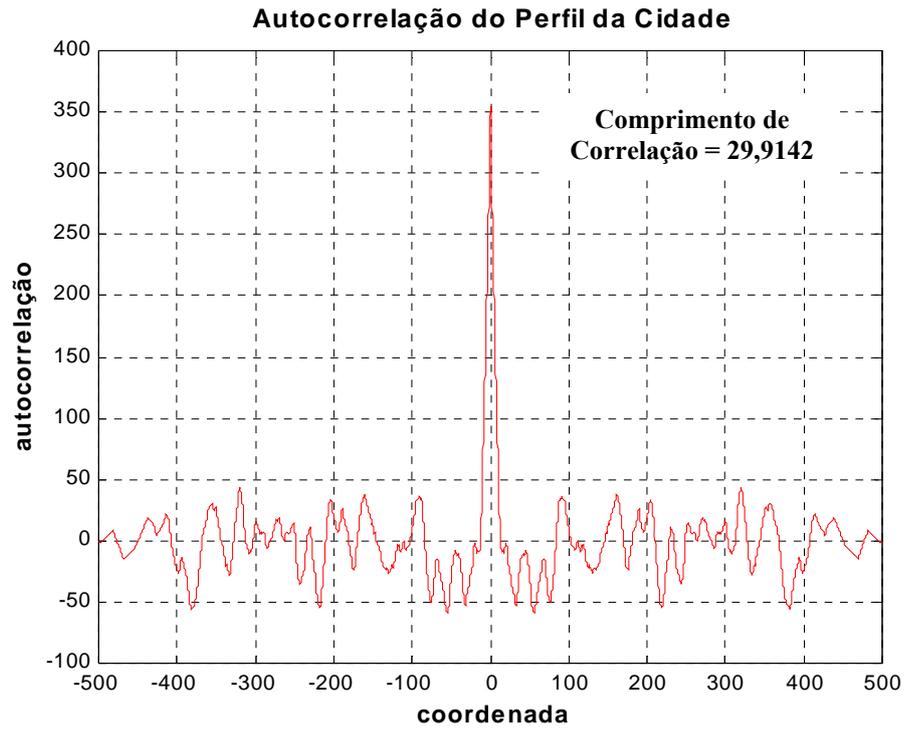


FIGURA 2.20: Função de Autocorrelação da Cidade Gerada

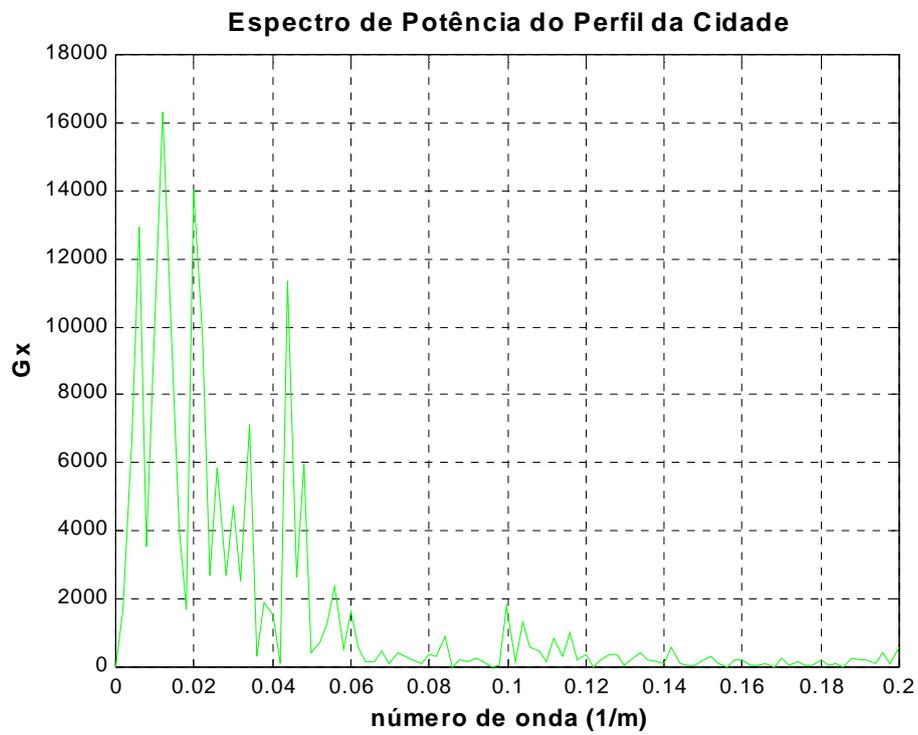


FIGURA 2.21: Espectro de Potência da Cidade Gerada

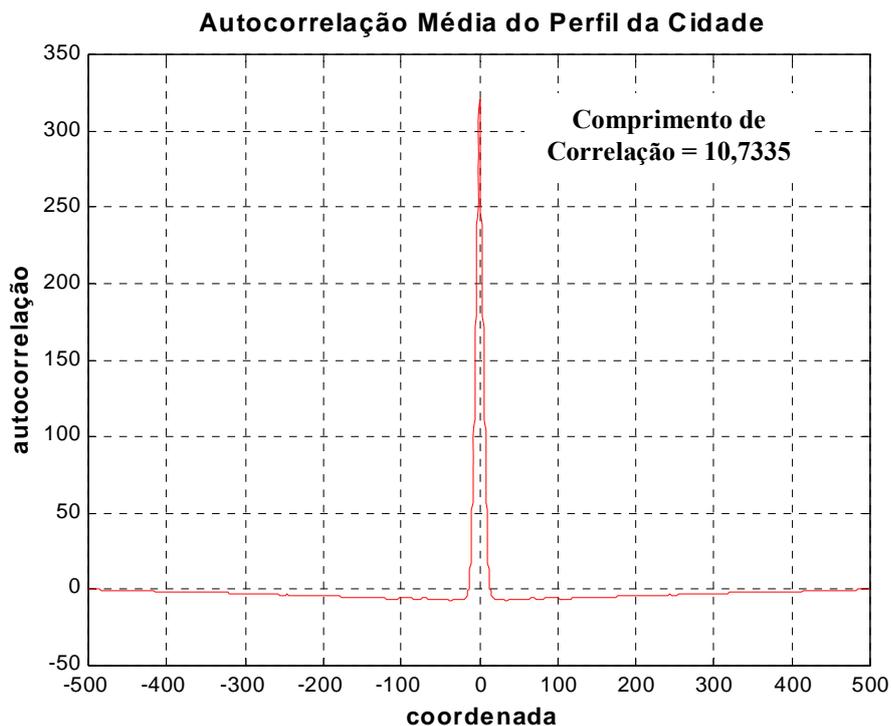


FIGURA 2.22: Função de Autocorrelação Média de 10000 Simulações da Cidade

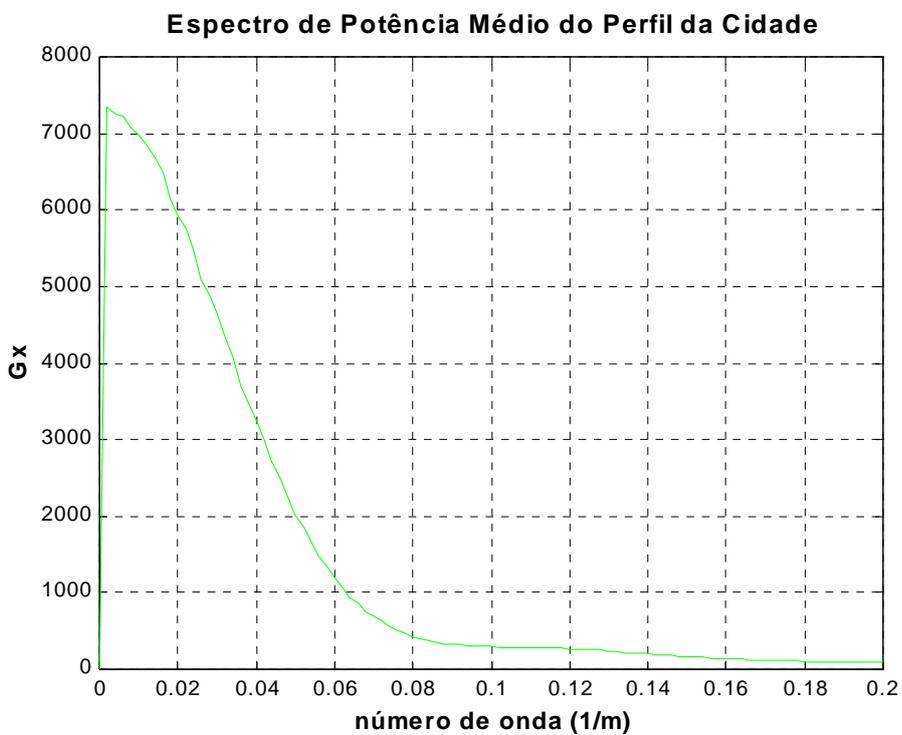


FIGURA 2.23: Espectro de Potência Médio de 10000 Simulações da Cidade

2.7 COMENTÁRIOS FINAIS

O ponto inicial deste capítulo é o conceito, bem aceito na teoria de processos aleatórios, mas inexplorado no campo de contato e deslizamento entre superfícies, que um perfil aleatório pode ser completamente definido por duas funções: a distribuição da altura e a função de autocorrelação. Para o modelo usado neste capítulo, essas duas funções apresentam apenas dois parâmetros, o valor r.m.s. da altura (σ) e o comprimento de correlação (β^*). As distribuições estatísticas de todas as características geométricas importantes do perfil de superfície, por exemplo, inclinações, picos e curvaturas, podem ser preditas em termos desses dois parâmetros independentes. Embora algumas superfícies não se comportem exatamente como o modelo usado neste capítulo, a definição de uma superfície em termos de dois parâmetros independentes é suficiente em numerosas aplicações.

A comparação dos resultados desta teoria com os resultados experimentais, apresentada no item 2.5, mostra que o modelo adotado fornece uma descrição satisfatória das características geométricas dos perfis de uma superfície típica. A distribuição estatística das características de superfície é com precisão prevista para uma extensa faixa. Divergências só aparecem em comprimentos de onda mais curtos e estas surgem da resolução da agulha.

Um objetivo importante de estudos da topografia da superfície tem sido dar uma estimativa das possibilidades que uma dada superfície será submetida a escoamento plástico durante o contato. Blok (1952) e Halliday (1955) consideraram a forma das asperezas que poderiam ser pressionadas sem recurso da deformação plástica. Mostrou-se que esse critério poderia ser expresso da forma:

$$\bar{m} \leq KH_d/E', \quad (2.18)$$

sendo H_d a dureza, $E' = E/(1 - \nu^2)$, E sendo o módulo de Young e ν o coeficiente de Poisson, \bar{m} a inclinação média e K é um fator numérico, na faixa de 0,8 a 1,7, que só depende da forma suposta da aspereza. Greenwood e Williamson (1966) avaliaram a probabilidade de deformação plástica usando seus modelos nos quais as asperezas, todas de raio R_a , são dispostas em uma distribuição Gaussiana das alturas de desvio padrão σ^* . Neste modelo sempre há uma chance de escoamento plástico, contudo, foi mostrado que ela depende muito pouco da carga, mas sim de um índice de plasticidade, ψ , expresso por:

$$\psi = \left(\frac{E'}{H_d} \right) \left(\frac{\sigma^*}{R_a} \right)^{1/2}. \quad (2.19)$$

Os critérios de plasticidade das equações (2.18) e (2.19) são similares. O critério de Blok-Halliday (equação (2.18)) é, entretanto, indevidamente severo, pois assume depressão completa das asperezas. O índice de plasticidade de Greenwood e Williamson (1966) leva em conta o fato de que apenas as pontas das asperezas normalmente são envolvidas no contato. Algumas simplificações foram feitas nestes critérios de plasticidade, pois eles não levam em conta a existência, sobre as superfícies, de asperezas superpostas de diferentes escalas de tamanho. Os cálculos de plasticidade das equações (2.18) e (2.19) supõem que a deformação de cada aspereza é independente. Portanto, o índice de plasticidade da equação (2.19) tem uma significância só se é aplicado ao comprimento de onda principal (longo) da estrutura, então ele deve indicar a probabilidade de escoamento plástico sobre regiões associadas com esta escala de tamanho. Se valores de R_a que correspondem à estrutura de menor escala são usados, os argumentos envolvidos na obtenção da equação (2.19) ficam inválidos porque a deformação de asperezas adjacentes interage, como no modelo das Figuras 2.1(b), (c).

Para resumir os resultados obtidos do modelo adotado, a Tabela 2.2 mostra o modo no qual as características significantes de um perfil de superfície dependem dos dois parâmetros independentes σ e β^* . Para enfatizar a importância da escala de tamanho usada na análise, cada característica (exceto ψ , por razões expressas anteriormente) é mostrada em duas escalas. A estrutura principal do perfil é obtida supondo um intervalo amostral, ℓ , de $2,3\beta^*$ e a estrutura de escala refinada supõe dimensões de aspereza uma ordem de magnitude menor ($\ell = 0,23\beta^*$).

TABELA 2.2: Características de um Perfil Aleatório em Termos de σ e β^*
(Extraída de Whitehouse e Archard, 1970)

Características do Perfil	Estrutura Principal ($\ell = 2,3\beta^*$)	Estrutura Refinada ($\ell = 0,23\beta^*$)
Média da distribuição de pico	$+0,82\sigma$	$+0,47\sigma$
Desvio padrão da distribuição de pico, σ^*	$0,71\sigma$	$0,69\sigma$
Relação de picos com ordenadas, N	0,33	0,26
Média da inclinação, \bar{m}	$0,24\sigma/\beta^*$	$1,66\sigma/\beta^*$
Curvatura média do pico, \bar{c}^*	$0,45\sigma/\beta^{*2}$	$20\sigma/\beta^{*2}$
Índice de plasticidade, ψ	$0,3\left(\frac{E'}{H_d}\right)\left(\frac{\sigma}{\beta^*}\right)$	—

3 SUPERFÍCIE DE FRATURA EM MATERIAIS FRÁGEIS

Dando continuidade ao tema iniciado no capítulo anterior, neste capítulo estuda-se a caracterização da superfície de fratura de materiais frágeis, tratando-se, em especial, de concretos e rochas. Inicia-se descrevendo alguns equipamentos utilizados para medir a superfície. Em seguida, descrevem-se três parâmetros muito usados para caracterizar a superfície de fratura de materiais frágeis. A determinação destes parâmetros é exemplificada com resultados de testes realizados por Czarnecki *et al.* (2001) na superfície de concretos. Posteriormente, faz-se uma descrição de como caracterizar a superfície de fratura de rochas, através da teoria de campos aleatórios, sugerida por Lanaro (2000), e através da teoria de fractais, sugerida por Fardin *et al.* (2001), apresentando um exemplo de aplicação e alguns comentários.

3.1 EQUIPAMENTOS PARA CARACTERIZAR A SUPERFÍCIE

Conforme o Instituto Americano de Padrões Nacionais (American National Standards Institute (ANSI)), os métodos de medição da rugosidade e textura da superfície podem ser classificados em três tipos: métodos de contato, de seccionamento cônico e óticos. Entre os métodos de contato, os medidores de perfis do tipo agulhas fornecem medidas precisas ao longo de uma travessia linear. Normalmente, a deflexão vertical da agulha é gravada em função da posição, conforme apresentado no capítulo 2. O método de seccionamento cônico é usado em metalurgia e consiste em cortar uma superfície a um baixo ângulo para fisicamente amplificar a altura das rugosidades pela cotangente desse ângulo. Os métodos de não-contato ou óticos são aqueles que utilizam instrumentos óticos, tais como microscópios e medidores de perfis a laser.

De acordo com Maerz *et al.* (2001), a caracterização de superfícies de materiais, tais como concreto e rochas, requer que a superfície ou perfil de superfície possa ser medido e caracterizado em termos de suas rugosidades (asperezas). Com esse objetivo, desenvolveram um equipamento portátil que utiliza raio laser e análise de imagem. Tal instrumento foi testado em seis blocos de concreto jateados com areia, com diferentes graus de rugosidade da superfície. O equipamento também foi testado em uma série de nove modelos de perfis de superfície de concreto produzidos pelo Instituto Internacional de Reparo de Concreto (International Concrete Repair Institute (1997)), conforme se apresenta na Figura 3.1. Nessa figura os perfis estão ordenados de acordo com o aumento da rugosidade. A Figura 3.2 mostra os perfis obtidos com o equipamento laser desenvolvido por Maerz *et al.* (2001) para esses nove modelos de perfis de superfície de concreto.

Entre os métodos óticos para medir a superfície, também se encontra o equipamento utilizado por Lanaro (2000) e Fardin *et al.* (2001), que mediram a topografia das superfícies de fratura de amostras de rochas por meio de um escâner laser 3-D, mostrado na Figura 3.3. O escâner laser 3-D consiste em um sensor laser montado sob um equipamento para medir coordenada, o qual é capaz de digitalizar amostras de uma dimensão global de até 1000x1040x420mm, o que limita o tamanho máximo da amostra. A fonte de laser projeta uma linha de luz linear de 25mm de largura, cujas imagens são capturadas através de duas máquinas fotográficas. O escâner escolhe 600 pontos ao longo da largura da linha de laser, 50 μ m separadamente, com uma precisão de $\pm 20\mu$ m e uma resolução de 10 μ m, e pode escanear até 15.000 pontos por segundo, conforme o tamanho do passo de escaneamento selecionado. O sensor laser pode mover-se automaticamente sobre a amostra através de caminhos pré-programados para medir a topografia da porção desejada da superfície da amostra. O sensor tem que manter uma certa distância de foco do objeto designado (50~100mm). Um computador executa a coleta e o processamento dos dados em tempo real. Os pontos de dados coletados consistem nas coordenadas 3-D da superfície do objeto, com formato de arquivo ASCII ou binário. Resultados de processos de escaneamento diferentes podem ser combinados e analisados.

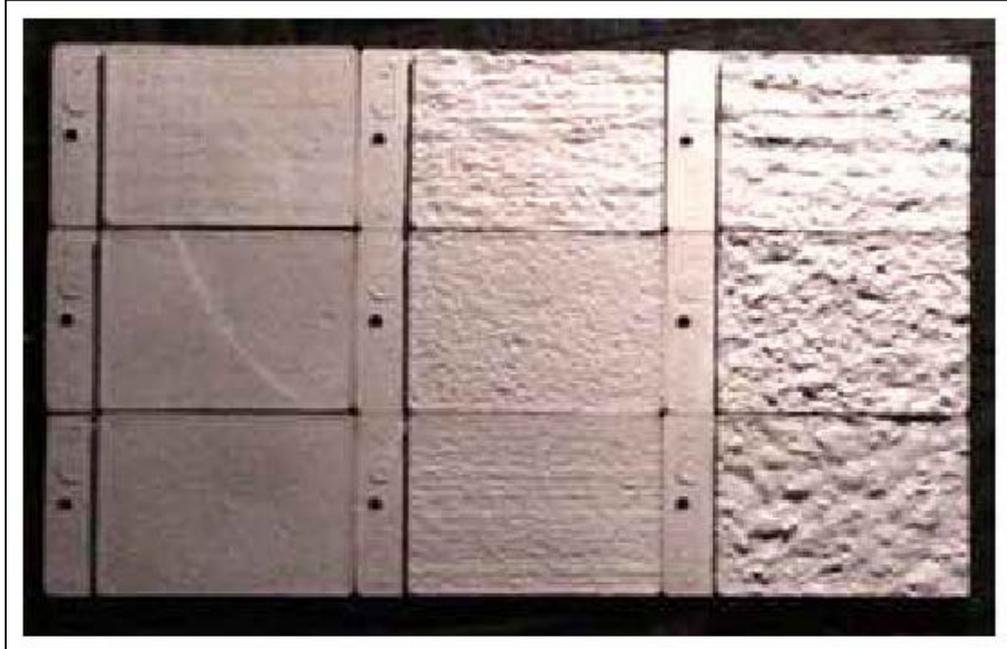


FIGURA 3.1: Nove Modelos de Perfis de Superfície de Concreto
[Reproduzida de Maerz *et al.*, 2001]

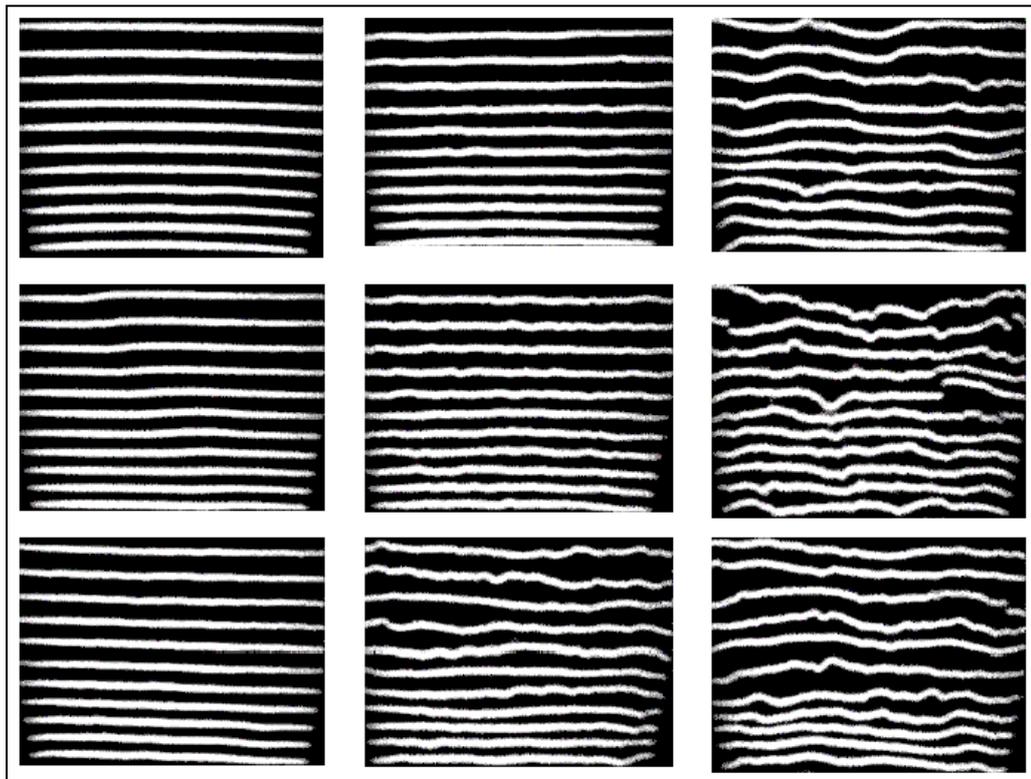


FIGURA 3.2: Perfis Obtidos com o Equipamento Laser para os Nove Tipos de Superfície de Concreto
da Figura 3.1
[Reproduzida de Maerz *et al.*, 2001]



FIGURA 3.3: Escâner Laser 3-D Usado para Medir a Topografia de Superfícies
[Reproduzida de Fardin *et al.*, 2001]

3.2 PARÂMETROS DE CARACTERIZAÇÃO DA SUPERFÍCIE DE FRATURA

A geometria da superfície de fratura, isto é, sua rugosidade ou aspereza, está relacionada com a dureza do material. Esta abordagem requer uma descrição quantitativa da superfície de fratura. Por exemplo, no concreto, que é um material frágil, os valores dos parâmetros que caracterizam a superfície de fratura dependem não apenas da composição e adesão entre a pasta e o agregado, mas também da escala de observação. Czarnecki *et al.* (2001) investigaram os efeitos de escala nas características geométricas da superfície de fratura de concreto polímero (concreto no qual uma resina, por exemplo epóxi, substitui o cimento) com diferentes microestruturas. As superfícies de fratura foram analisadas em diferentes ampliações e a principal conclusão obtida pelos autores foi que a geometria da superfície de fratura de concreto polímero depende da escala de observação.

De acordo com Czarnecki *et al.* (2001) existem muitos parâmetros úteis na caracterização da superfície de fratura de materiais frágeis. Entre estes, os três parâmetros mais comumente usados são:

- Taxa de rugosidade linear do perfil, R_L , que é definida como o comprimento da linha do perfil, L , dividida pelo comprimento projetado da linha do perfil, L_0 , ou seja,

$$R_L = L / L_0 \quad (3.1)$$

- Taxa de rugosidade da superfície, R_S , que é definida como a área real da superfície de fratura, S , dividida pela área aparente projetada, S_0 , ou seja,

$$R_S = S / S_0 \quad (3.2)$$

- Dimensão fractal, D , a qual foi introduzida na ciência dos materiais por Mandelbrot (1983) como uma característica de contornos rugosos de objetos. O requerimento básico para

o contorno fractal é que alguma característica estrutural ou unidade seja seqüencialmente repetida em diferentes níveis, como observado na Figura 3.4(a). Isto significa que, de um ponto de vista estatístico, morfologia similar pode ser observada em uma grande faixa de ampliações da superfície de fratura, e a medida desta mesma similaridade é a dimensão fractal. Estes parâmetros são apresentados na Figura 3.4.

A geometria da superfície de fratura está relacionada à escala de observação. Isto implica que a mesma similaridade da superfície de fratura pode não ser estendida sobre todas as faixas de ampliação. Isso é importante no caso de concretos em que o tamanho dos agregados varia, praticamente, de 0,01 a 32mm.

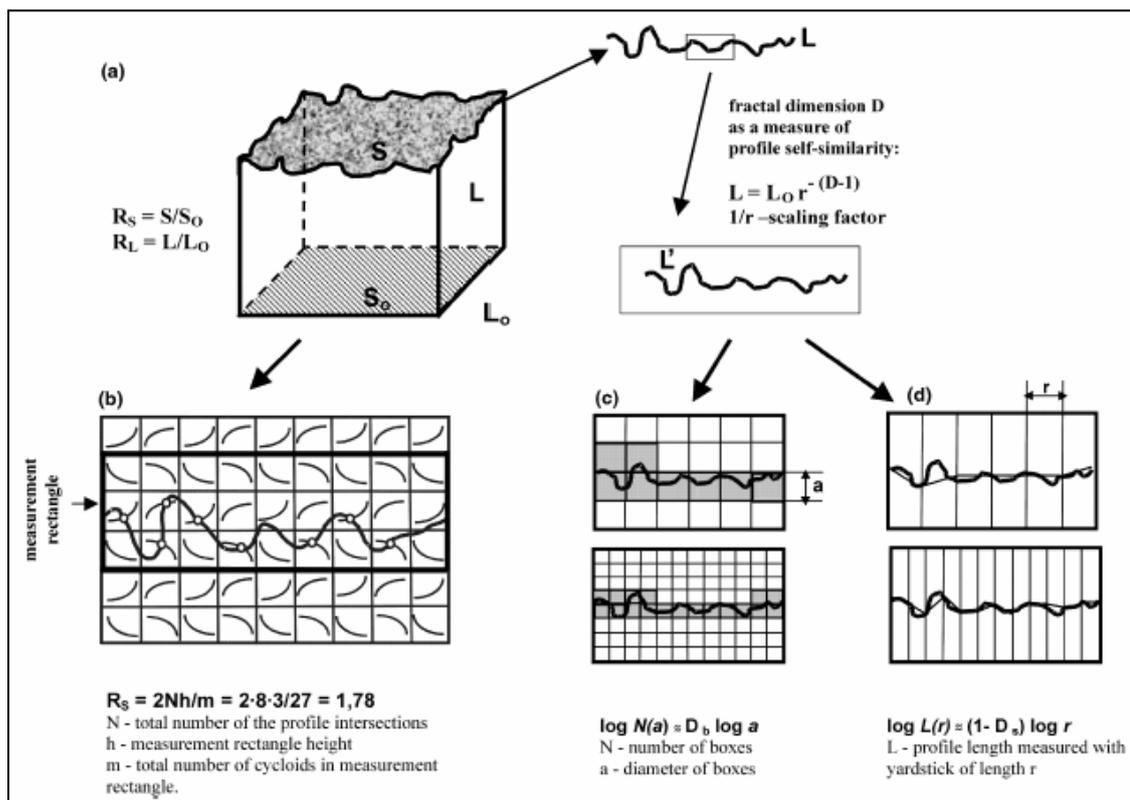


FIGURA 3.4: Exemplo de Superfície de Fratura e Parâmetros Caracterizando sua Geometria
[Reproduzida de Czarnecki *et al.*, 2001]

3.2.1 Determinação de R_L e R_S

Devido a dificuldades técnicas para a medição de R_S , um perfil de seções perpendiculares à superfície de fratura é freqüentemente examinado e a taxa de rugosidade do perfil, R_L , é calculada com a equação (3.1). A estimação de R_L de imagens de perfis é fácil por automatização com medidores de perfis e análise de imagem. Muitos pesquisadores trabalharam no desenvolvimento de relações entre R_S e R_L e várias relações lineares foram propostas, tais como:

- Dada por Chermant e Coster (1979):

$$R_S \approx 1,75 R_L - 0,75 \quad (3.3)$$

- Dada por Wright e Karlsson (1983):

$$R_S \approx 1,57 R_L - 0,57 \quad (3.4)$$

- Dada por Underwood (1986):

$$R_S \approx 1,25 R_L - 0,27 \quad (3.5)$$

- Dada por Gokhale e Underwood (1986):

$$R_S \approx 1,16 R_L \quad (3.6)$$

Segundo Czarnecki *et al.* (2001), desenvolvimentos recentes tornaram possível estimar R_S de estudos de perfis de fratura sem suposições simplificativas sobre a relação entre R_L e R_S . A taxa de rugosidade da superfície, R_S , pode ser estimada efetivamente usando o método das seções verticais, encontrado em Baddeley *et al.* (1986). Nesse método, um eixo arbitrário é escolhido e o espécime de material examinado é cortado paralelo a esse eixo. A seção deveria ser aleatoriamente localizada e orientada com respeito à geometria do espécime (por exemplo, perpendicular à superfície de fratura), respeitando a restrição de ser paralela ao eixo. De acordo com Czarnecki *et al.* (2001), Wojnar (1990) propôs um processo de medição de R_S baseado na contagem de pontos de intersecção do perfil de fratura com uma grade especial de ciclóides (Figura 3.4(b)). O uso de ciclóides possibilita relacionar a área de fratura ao perfil de fratura de uma forma direta e esta estimativa é independente da ampliação. O valor de R_S é calculado com a seguinte fórmula:

$$R_S = 2N_c h_c / m_c \quad (3.7)$$

sendo N_c o número total de intersecções do perfil com os ciclóides, h_c a medida da altura do retângulo expresso como um múltiplo do comprimento do ciclóide e m_c o número total de ciclóides contidos no retângulo medido.

3.2.2 Determinação da Dimensão Fractal, D

Há muitas definições e diferentes técnicas que podem ser usadas para estimar a dimensão fractal de um perfil de superfície de fratura. Embora esses métodos sejam equivalentes no domínio contínuo, podem diferir quando o perfil é digitalizado por análise de imagem. O método de contagem de caixas (“box-counting method”) e o método da divisão (“divider method”) são os comumente usados para caracterizar a superfície de fratura de concreto e rochas.

O método da contagem de caixas (Figura 3.4(c)) consiste na geração de uma grade de quadrados (caixas) de dimensões lineares dadas e determinar o número de caixas, N_i , com dimensão a_i , necessárias para cobrir o perfil inteiro. O processo é repetido com progressivamente menores tamanhos de caixas. E conforme Czarnecki *et al.* (2001), a dimensão fractal é obtida da inclinação α ($D_b = -\alpha$) da melhor reta que ajusta os dados bi-logarítmicos ($\log(N_i) \times \log(a_i)$) para diferentes dimensões a_i .

O método da divisão consiste em escolher valores seqüencialmente menores de uma medida padrão de comprimento, r_i , e medir com esta medida padrão o comprimento total, L_i , do perfil inteiro (Figura 3.4(d)). A dimensão fractal está relacionada à inclinação do gráfico log-log de L_i versus a medida do tamanho do passo r_i . O perfil examinado é considerado um fractal em toda a escala de observação quando o resultado obtido do gráfico $\log(L_i) - \log(r_i)$ é aproximadamente uma linha reta com uma inclinação negativa $\alpha = 1-D$. O comprimento total do perfil, L_i , é freqüentemente substituído por suas medidas relativas R_L ou R_S . Neste caso a dimensão fractal está relacionada à inclinação dos dados bi-logarítmicos $\log(R_L) - \log(r_i)$ ou $\log(R_S) - \log(r_i)$, respectivamente.

3.3 RESULTADOS DE TESTES EM SUPERFÍCIES DE CONCRETO

Czarnecki *et al.* (2001) realizaram testes de flexão em sete vigas de concreto epóxi com diferentes composições. A superfície de fratura de cada tipo de concreto criada durante o teste de flexão foi examinada com as seguintes ampliações: 10x, 25x, 63x, 160x e 400x. Os perfis das superfícies de fratura (Figura 3.5) foram obtidos de acordo com o método da seção vertical. Com isso, determinaram-se os valores de R_L , R_S e D para cada uma das sete vigas e para cada ampliação. A Figura 3.6 mostra os gráficos dos parâmetros encontrados para cada tipo de concreto epóxi em função de cada ampliação examinada. Os valores de R_L foram obtidos com a equação (3.1), as medidas dos valores de R_S foram baseadas na contagem dos pontos de intersecção do perfil de fratura digitalizado com a grade de ciclóides, sendo os valores de R_S calculados com a equação (3.7) e a determinação da dimensão fractal de cada uma das sete vigas foi feita com a utilização do método de contagem de caixas.

Dos resultados obtidos, Czarnecki *et al.* (2001) concluíram que o concreto epóxi não pode ser considerado um fractal. A investigação da geometria da superfície de fratura deve ser feita na mesma ampliação. A relação entre R_S e R_L para os concretos epóxis testados (Figura 3.7) pode ser aproximada, para toda a faixa de ampliações, por uma dependência linear:

$$R_S \approx 1,45 R_L - 0,41 \quad (3.8)$$

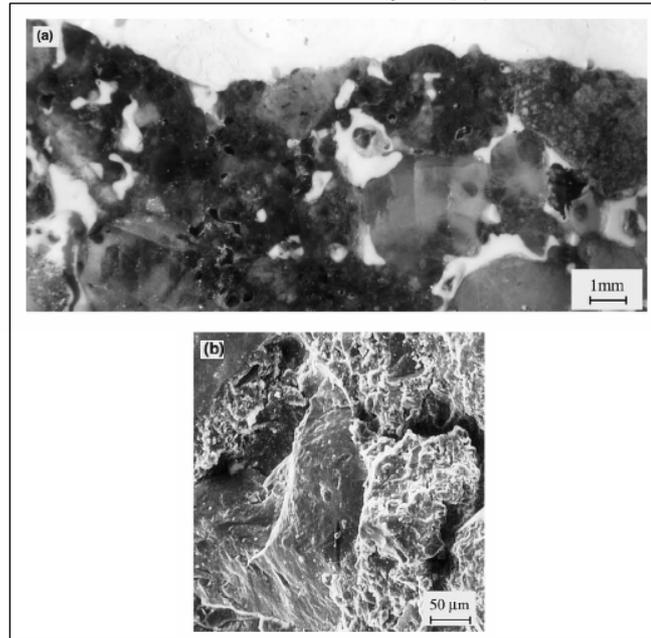


FIGURA 3.5: Exemplos de Perfis de Superfície de Fratura de Concreto Epóxi: (a) Ampliação de 10x; (b) Ampliação de 160x
[Reproduzida de Czarnecki *et al.*, 2001]

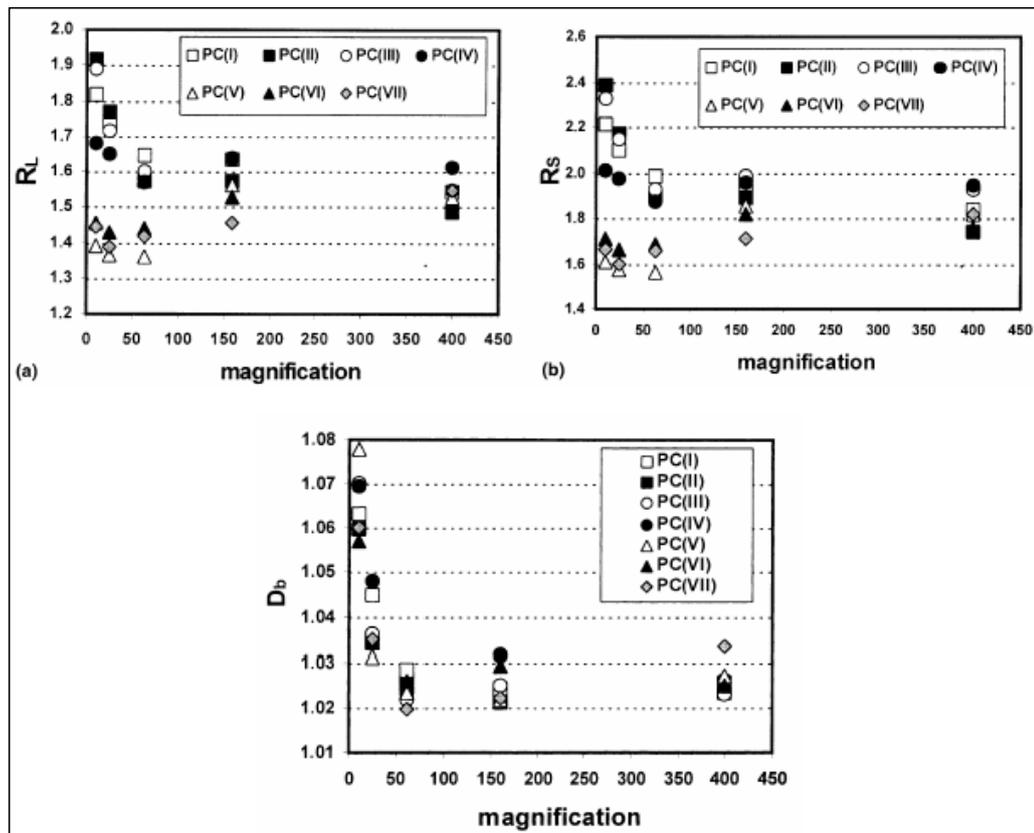


FIGURA 3.6: Parâmetros de Caracterização das Superfícies em Função da Ampliação: (a) Taxa de rugosidade do perfil; (b) Taxa de rugosidade da superfície; (c) Dimensão fractal
[Reproduzida de Czarnecki *et al.*, 2001]

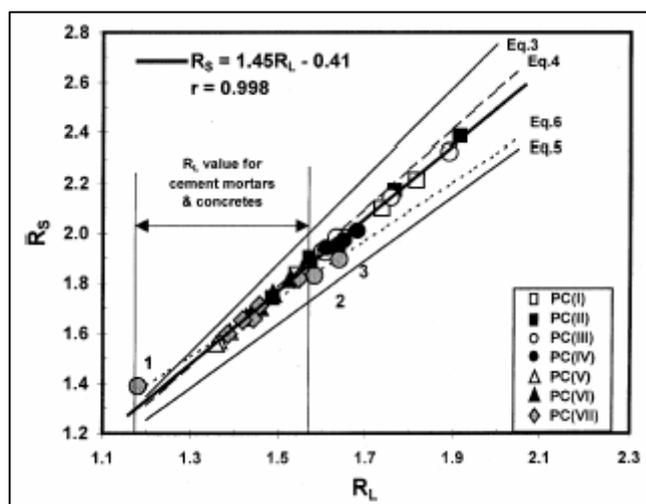


FIGURA 3.7: Taxa de Rugosidade da Superfície em Função da Taxa de Rugosidade do Perfil
[Reproduzida de Czarnecki *et al.*, 2001]

3.4 CARACTERIZAÇÃO DA SUPERFÍCIE DE FRATURA DE ROCHAS

A determinação precisa da rugosidade da superfície de rochas em grande escala é essencial para um estudo aprofundado sobre o processo de deslizamento com atrito. A rugosidade da superfície de rochas é geralmente caracterizada usando amostras pequenas. Porém, como os parâmetros de rugosidade de rochas são dependentes da escala e suas descrições mudam com a escala, é necessária uma investigação aprofundada para entender o efeito de escala na rugosidade da superfície de rochas. Ou seja, um dos problemas mais importantes, mas ainda não resolvidos na mecânica das rochas é a precisa caracterização da rugosidade da superfície de rochas na escala relevante.

Como a rugosidade da superfície de juntas de rochas afeta os comportamentos mecânicos e hidráulicos de massas de rochas, um grande número de investigadores tentou estabelecer um método adequado e preciso para caracterizar a rugosidade da superfície de juntas de rochas e relacionar este parâmetro às propriedades hidro-mecânicas. Para quantificar a rugosidade da superfície de juntas de rochas, uma variedade de parâmetros tem sido proposta. O coeficiente de rugosidade da junta (JRC), proposto por Barton (1973) e estudado em mais detalhes no capítulo 4, é muito usado na prática. Os valores de JRC escalam a rugosidade da junta na faixa de 20 (rugosa) a 0 (lisa) e podem ser determinados por testes de inclinação (“tilt tests”), empurrar ou puxar (“push or pull tests”) nas amostras de rocha. Muitos pesquisadores também têm investigado a aplicabilidade de vários parâmetros estatísticos convencionais para calcular o JRC, tais como Wu e Ali (1978), Tse e Cruden (1979), Krahn e Morgenstern (1979), Dight e Chiu (1981), Maerz *et al.* (1990) e Reeves

(1990). Porém, pesquisas detalhadas de laboratório indicaram que JRC não só varia de fratura para fratura, mas também com a escala, conforme apresentado por Bandis *et al.* (1981) e discutido em mais detalhes no capítulo 4. A limitação de JRC e dos parâmetros estatísticos convencionais na quantificação da rugosidade da rocha também foi relatada por Kulatilake *et al.* (1995). Então, a rugosidade da superfície de juntas de rochas precisa ser caracterizada usando um parâmetro invariante com a escala.

De acordo com Lanaro (2000) e Fardin *et al.* (2001), nos últimos anos, devido ao trabalho pioneiro de Mandelbrot (1983) sobre geometria fractal, tem havido vários estudos para investigar a aplicabilidade de modelos fractais para caracterizar a rugosidade da superfície de fratura. O interessante de um modelo fractal está em sua habilidade para prever o comportamento de escala, isto é, a relação entre a geometria da superfície observada a escalas diferentes. Fractais podem ser tanto auto-semelhantes (“self-similar fractals”) quanto auto-compatíveis (“self-affine fractals”). Se uma superfície é auto-semelhante, uma porção pequena da superfície, quando aumentada isotropicamente, será estatisticamente idêntica para a superfície inteira. Se uma superfície é auto-compatível, uma porção aumentada da superfície só será estatisticamente idêntica para a superfície inteira se escalas de ampliação diferentes são usadas para as direções paralela e perpendicular à superfície. Estudos extensos mostraram que as superfícies de rocha natural têm as propriedades dos auto-compatíveis, de acordo com Mandelbrot (1983), Brown e Scholz (1985), Odling (1994), Kulatilake *et al.* (1995) e Lanaro (2000). Vários métodos foram sugeridos na literatura para estimar os parâmetros fractais da rugosidade da superfície da rocha. De acordo com Fardin *et al.* (2001), os métodos variograma (Orey, 1970), espectral (Berry e Lewis, 1980), escalamento de linha (Matsushita e Ouchi, 1989) e comprimento de rugosidade (Malinverno, 1990) parecem adequados para serem aplicados a perfis auto-compatíveis. Kulatilake *et al.* (1997, 1999) estudaram os parâmetros fractais para perfis 2-D e investigaram a precisão dos parâmetros fractais estimados usando métodos diferentes. Recentemente, Lanaro (2000) utilizou uma máquina de escaneamento laser tridimensional e digitalizou a topografia de superfícies de juntas de rochas determinando a rugosidade das juntas. Este método aumenta grandemente a densidade dos dados coletados e a precisão das medidas. Além disso, também permite às superfícies serem consideradas como um todo e não como um conjunto de seções transversais discretas e independentes.

Barton e Choubey (1977) confirmaram que a rugosidade da superfície é uma fonte potencial de efeito de escala. Para obter a rugosidade da superfície de rochas em grande escala é necessário um método seguro para extrapolar os dados de laboratório a escalas de campo.

Brown e Scholz (1985) estudaram a variabilidade da rugosidade da rocha com o tamanho da superfície e encontraram que a topografia das superfícies de rochas naturais não pode ser descrita com uma única dimensão fractal. Usando duas amostras de rocha pequena de 90mm x 180mm, Lanaro (2000) investigou a estacionariedade da rugosidade da rocha e concluiu que há um limite de estacionariedade abaixo do qual não podem ser extraídas propriedades estatísticas seguras da superfície da rocha. De acordo com Fardin *et al.* (2001), estudos adicionais de Xie *et al.* (1997) mostraram que os parâmetros fractais são dependentes da escala que surge do tamanho de amostragem, intervalo amostral e a resolução do instrumento de escanear.

Embora estudos prévios tenham fornecido informação importante a respeito da precisa caracterização da rugosidade da superfície da rocha, a maioria dos estudos concentrou-se em caracterizar a rugosidade da superfície da rocha usando amostras pequenas e nenhum estudo sistemático foi feito para investigar o efeito de escala usando amostras de rocha 3-D grandes. Então, um alto grau de empirismo ainda permanece na caracterização de massas de rochas em relação a valores de rugosidades que são usados em modelos constitutivos para rocha. Frequentemente há incerteza relativa a escala dos resultados experimentais com condições de campo. São usados métodos empíricos para colocar em escala os resultados experimentais em pequena escala para propriedades em grandes escalas da massa de rocha e sistemas de fratura ainda são controlados com métodos empíricos. Há uma necessidade de um entendimento mais profundo da geometria de rochas e de técnicas mais poderosas e precisas para caracterização das mesmas.

3.4.1 Caracterização Através da Teoria de Campos Aleatórios

Conforme apresentado no capítulo 2, e agora por Lanaro (2000), a caracterização da superfície de fratura de uma rocha pode ser feita através da teoria de campos aleatórios. Uma amostra de junta de rocha particular é apenas uma das amostras possíveis que poderiam ser coletadas de uma certa junta, e esta é apenas uma medida entre todas as juntas na massa de rocha. Segue que o observado é só uma realização de um processo que em parte pode ser determinístico, e em parte aleatório ou estocástico. Por isso, deve ser garantido que o que é observado e medido na amostra é representativo para a junta ou conjunto de juntas. Em outras palavras, há modos para quantificar estas observações de forma que amostras diferentes da mesma junta ou juntas diferentes para o mesmo conjunto de juntas dêem o mesmo resultado? A aleatoriedade de um processo pode ser corretamente controlada se o processo é

estacionário, e o processo é ergódico se uma amostra for representativa de todas as possíveis amostras.

Quando um fenômeno físico, $y(x)$ (por exemplo, altura da rugosidade), pode ser considerado como um campo aleatório, suas características podem ser determinadas calculando-se a média das propriedades do processo que são funções da posição, x . Estes cálculos de médias normalmente produzem o valor médio e a função de auto-covariância entre as propriedades de processos aleatórios que acontece a uma certa distância ou comprimento de retardo, β . A auto-covariância mede a força de correlação entre os valores de uma função separada por uma distância β e, em outras palavras, descreve a estrutura espacial da função. O valor médio, m_μ , e a função de auto-covariância, $cov(y, y')$, são definidos como segue (por exemplo, Bendat e Piersol (1986)):

$$m_\mu = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{X} \int_0^X y(x) dx = E\{y(x)\}, \quad (3.9)$$

$$cov(y, y') = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{X} \int_0^X y(x)y(x+\beta) dx = E\{y(x)y(x+\beta)\} - m_\mu^2, \quad (3.10)$$

onde X é o domínio de x do processo (campo) aleatório; $y' = y(x+\beta)$; o operador $E\{\}$ fornece o valor esperado; o vetor x representa uma posição particular no domínio X e β representa o intervalo de retardo. A variância do processo aleatório, $var(y) = \sigma_y^2$, é a covariância definida pela equação (3.10), quando a distância de retardo é nula.

Os parâmetros estatísticos descritos podem ser funções do determinado domínio de investigação X , dentro do qual eles são calculados, e da distância de retardo β , mas também eles podem depender só do intervalo de distância β . Neste último caso, o processo aleatório é dito estacionário de segunda ordem ou estacionário no sentido geral. A definição de estacionariedade do processo aleatório, porém, deveria incluir alguns outros momentos estatísticos. Se a invariância de todas as propriedades estatísticas com respeito à posição x persiste para momentos de ordem mais alta, então o processo aleatório é dito fortemente estacionário.

As propriedades estatísticas dos processos aleatórios deveriam ser deduzidas do conjunto inteiro de valores, mas normalmente há acesso apenas a algumas amostras ou poucas realizações do processo aleatório. Se as propriedades estatísticas definidas nas equações (3.9) e (3.10) são as mesmas para todas as realizações ou amostras do processo, então o processo é chamado ergódico. As propriedades estatísticas de um processo ergódico podem ser deduzidas calculando a média de uma única realização ou amostra.

Quando as propriedades estatísticas de uma amostra particular tomada do processo forem estacionárias, os dados amostrados são ditos estacionários, e normalmente as propriedades médias não variam significativamente de uma amostra ou intervalo para o outro (Bendat e Piersol, 1986). Isto significa que as estatísticas observadas da amostra são ligeiramente diferentes das estatísticas do processo, mas estacionariedade da amostra também indica estacionariedade do processo aleatório. Na prática, dados amostrados de fenômenos físicos que mostram estacionariedade são freqüentemente também ergódicos. Estacionariedade de uma amostra de dados justificaria a suposição de estacionariedade e ergodicidade do processo aleatório.

Alguns processos físicos não têm uma variância ou função de covariância. Porém, seus incrementos expressam-se como:

$$\Delta y^\beta = y^\beta - y = y(x + \beta) - y(x) \quad (3.11)$$

podem possuir uma variância ou função de auto-covariância (β em Δy^β e y^β é um sobrescrito e não um expoente). Em tal caso particular, o incremento do processo aleatório é dito intrinsecamente estacionário, e possui as relações seguintes:

$$0 = E\{y' - y\} = E\{y(x + \beta) - y(x)\} \quad (3.12)$$

$$\text{var}(\Delta y^\beta) = E\{(y(x + \beta) - y(x))^2\} = \gamma_y(\beta) \quad (3.13)$$

onde $\text{var}()$ representa o operador de variância e $\gamma_y()$ é a função variograma. Estacionariedade de segunda ordem implica estacionariedade intrínseca, mas o inverso não é necessariamente verdade. Um processo aleatório cujos incrementos são estacionários de segunda ordem necessariamente é intrinsecamente estacionário, mas sua estacionariedade de segunda ordem não está garantida.

Rearranjando os termos na equação (3.10), a auto-covariância do processo y pode ser expressa como função do variograma como segue:

$$\text{cov}(y, y') = \text{var}(y) - \frac{1}{2}\gamma_y(\beta) = \sigma_y^2 - \frac{1}{2}\gamma_y(\beta) \quad (3.14)$$

que define a relação entre a covariância e o variograma de um processo aleatório com estacionariedade de segunda ordem.

Quando um processo aleatório não exhibe uma média constante, m_μ , a definição de valores amostrais reduzidos, $y_r(x)$, pode ser dada. Amostrando um intervalo x de comprimento h , a tendência da amostra ou regressão linear, $l(x)$, pode ser avaliada e subtraída da própria amostra, conforme apresentado na Figura 3.8:

$$y_r(x) = y(x) - l(x) \quad (3.15)$$

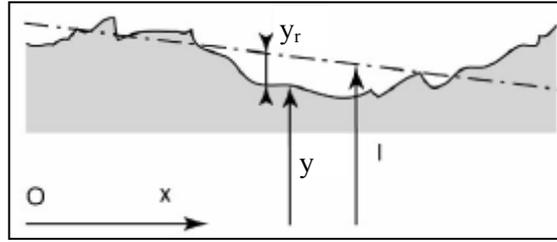


FIGURA 3.8: Altura da Rugosidade, y , Altura da Rugosidade Reduzida, y_r , Regressão Linear da Superfície, l , em relação a uma linha de base O-X
[Reproduzida de Lanaro, 2000]

O valor médio do recentemente definido valor de amostra reduzido é claramente zero e a variância destes valores é a variância da regressão linear, $\sigma_{y_r}^2$:

$$E\{y_r\} = E\{y(x) - l(x)\} = 0 \quad (3.16)$$

$$\text{var}\{y_r^2\} = E\{(y(x) - l(x))^2\} = \sigma_{y_r}^2 \quad (3.17)$$

A equação (3.17) pode ser considerada equivalente à equação (3.13), e assim corresponde à segunda hipótese de estacionariedade intrínseca. A covariância e o variograma dos incrementos dos valores de amostra reduzidos também podem ser calculados de acordo com as equações (3.10) e (3.13).

Como explicitado anteriormente, muitos estudos mostraram que as superfícies de rochas poderiam ser tratadas como fractais auto-compatíveis. Baseado nesta suposição, para amostras de superfície de tamanho h , a variância $\sigma_{y_r}^2$ da altura da rugosidade reduzida, y_r , segue uma lei potencial com expoente $2H$:

$$\sigma_{y_r}^2 |_h = G_{\sigma^2} h^{2H} \quad (3.18)$$

onde H é o expoente de Hurst e G_{σ^2} é uma constante de proporcionalidade. Se em alguma posição a altura da rugosidade aumentar, provavelmente também aumentará nos pontos da vizinhança. A variância da inclinação da rugosidade para um certo tamanho de janela h é expressa por:

$$\sigma_{\text{slopes}}^2(h) = E\left\{\left(\frac{y_r(x+h) - y_r(x)}{h}\right)^2\right\} = \frac{1}{h^2} E\{(y_r(x+h) - y_r(x))^2\} = \frac{\gamma_{y_r}(h)}{h^2} \quad (3.19)$$

Da equação (3.19) segue que a variância da inclinação da rugosidade da superfície σ_{slopes}^2 é proporcional ao variograma da superfície, γ_{y_r} . E, conforme Lanaro (2000), para um objeto fractal, o variograma segue uma lei potencial do tamanho de amostragem, h :

$$\gamma_{y_r}(h) = G_{\gamma} h^{2H} \quad (3.20)$$

Substituindo a equação (3.20) na equação (3.19) obtém-se:

$$\sigma_{\text{slopes}}^2 = G_{\gamma} h^{2H-2} \quad (3.21)$$

que é a lei potencial da variância da inclinação da superfície.

Para cada tamanho de amostragem, h , é obtido um valor diferente da variância da altura da rugosidade reduzida. Então a equação (3.14) pode ser mudada ligeiramente para:

$$\text{cov}(y_r, y_r') = \text{cov}(\beta)|_h = \sigma_{y_r}^2|_h - \frac{1}{2} \gamma_{y_r}(\beta). \quad (3.22)$$

A auto-covariância de uma junta de superfície na equação (3.22) dá uma medida da correlação entre as alturas da rugosidade para uma distância de retardo β . Tal expressão é válida para comprimentos de retardo menores que h . Por conseguinte, o variograma sempre é limitado, conforme apresentado na Figura 3.9.

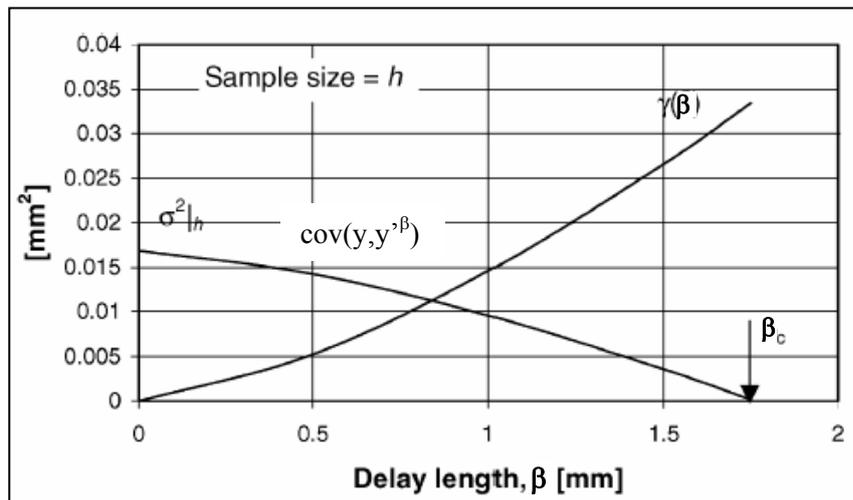


FIGURA 3.9: Auto-Covariância e Variograma da Altura da Rugosidade Reduzida versus o Comprimento de Retardo para um Certo Tamanho de Amostra [Reproduzida de Lanaro, 2000]

Usualmente, quando a função de correlação das alturas das rugosidades reduz-se a um décimo do valor que teve para $\beta = 0$, é considerado que a altura da rugosidade já não é correlacionada; o comprimento de retardo correspondente é chamado o comprimento de correlação. O comprimento de correlação também pode ser avaliado tomando o valor do comprimento de retardo β para o qual a função de covariância da altura da rugosidade se torna zero. Substituindo as equações (3.18) e (3.20) na equação (3.22) e equacionando para zerar a covariância ao comprimento de retardo β , pode-se obter:

$$0 = \text{cov}(\beta)|_h = G_{\sigma^2} h^{2H} - \frac{1}{2} G_{\gamma} \beta^{2H} \quad (3.23)$$

A distância de retardo para covariância zero, β_c , será:

$$\beta_c = \left(\frac{2G_{\sigma^2}}{G_{\gamma}} \right)^{1/2H} h \quad (3.24)$$

A equação (3.24) mostra que o comprimento de correlação, β_c , para um fractal auto-compatível aumenta linearmente com o tamanho de amostra, h , conforme Poon *et al.* (1992).

De acordo com Lanaro (2000), para um certo tamanho de amostragem a variância das alturas da rugosidade pode alcançar um patamar para um tamanho de amostragem, chamado de limite de estacionariedade da rugosidade. Além deste limite, o variograma das alturas da rugosidade torna-se constante como todos os outros parâmetros estatísticos da superfície da rocha. Por outro lado, abaixo deste limite não há nenhuma restrição para o expoente de Hurst da superfície da rocha, a qual poderia variar como uma função do tamanho de amostragem.

Exemplo Prático

Com o objetivo de conferir a validade de um modelo fractal da geometria de fratura, Lanaro (2000) estudou duas amostras de rochas naturais: amostra A, xisto de Offerdal da Suécia Central, e amostra B, gneiss básico da área de Estocolmo, Suécia. As superfícies escaneadas de ambas as amostras foram aproximadamente 90x180mm e em torno de 500.000 pontos foram medidos com uma densidade de 1ponto/0,03mm².

Para caracterizar as superfícies dessas amostras de rochas, Lanaro (2000) analisou a variação das propriedades estatísticas da altura da rugosidade reduzida dessas amostras, representadas pelos desvios padrões das alturas das rugosidades e das inclinações das rugosidades. O valor médio das alturas de rugosidade reduzidas é espacialmente invariante desde que seja zero para toda amostra de tamanho, h . Além disso, é admitida isotropia da rugosidade da rocha. Também estudou como estas estatísticas mudam com a escala, analisando-se porções das amostras de tamanhos diferentes.

Foram processados dados coletados para estudar a dependência da escala das estatísticas da altura da rugosidade, y_r . Áreas quadradas foram amostradas nas superfícies escaneadas, de tamanho h de 2, 5, 10, 20 e 30mm para a amostra A e 2, 5, 10, 20, 40 e 60mm para amostra B, respectivamente. Foram calculadas as distâncias entre os pontos na superfície e as faces planas para um certo tamanho de amostragem. Estes definiram a altura de rugosidade reduzida, y_r (Figura 3.8). Seu desvio padrão, σ_{y_r} , aumenta quando o tamanho de amostragem, h , aumenta, como mostrado na Figura 3.10 para as amostras A e B,

respectivamente. O desvio padrão para cada tamanho de amostragem constituiu um conjunto aleatório, no qual as distribuições de frequência são Gaussianas (Figura 3.10). Os picos das distribuições de desvio padrão para as duas amostras estão alinhados no diagrama log-log que reflete a equação (3.18). Em particular, os expoentes de Hurst obtidos são 0,529 e 0,737, enquanto as constantes de proporcionalidade G_{σ^2} são $4,49 \times 10^{-4} \text{mm}^{0,942}$ e $5,57 \times 10^{-4} \text{mm}^{0,526}$ para as amostras A e B, respectivamente. Porém, para amostra A, o diagrama exibe um platô quando o tamanho de amostragem cresce mais que 20 mm.

A orientação e a inclinação das faces planas em relação a um sistema de referência no plano médio de fratura define as inclinações das rugosidades. A variância das inclinações das faces, σ_{slope}^2 , depende do tamanho de amostragem. Assim, a variância das inclinações é computada para tamanhos de amostragem diferentes e o gráfico log-log obtido é linear para ambas as amostras A e B, como apresentado na Figura 3.11, na qual as leis potenciais que interpolam a variância das inclinações também são determinadas. Os expoentes de Hurst obtidos ajustando as leis potenciais são 0,749 e 0,466 para amostras A e B, respectivamente. Os resultados apresentam boa concordância com aqueles obtidos do desvio padrão da altura de rugosidade reduzida.

A topografia da superfície da rocha pode então ser descrita por dois parâmetros estatísticos que dependem da escala: o desvio padrão da altura de rugosidade reduzida, σ_{y_r} , e o desvio padrão das inclinações da face plana, σ_{slope} .

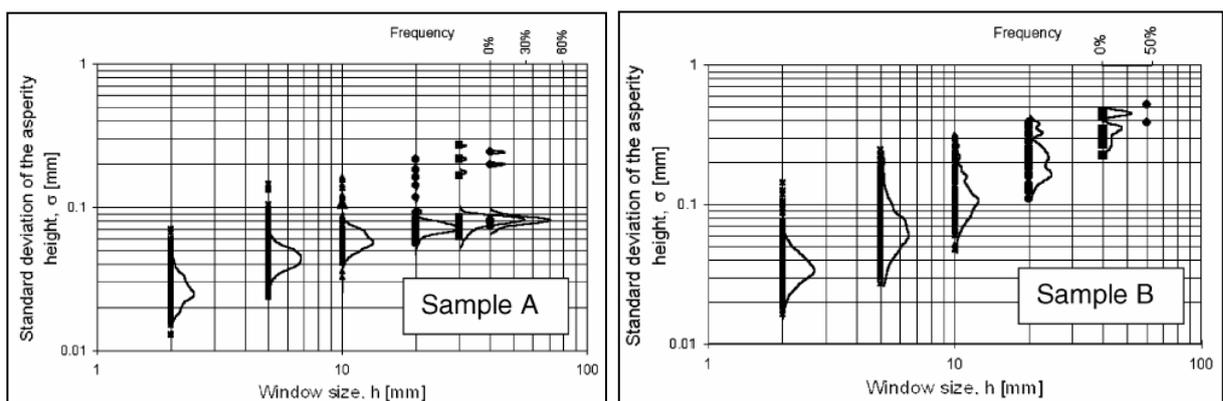


FIGURA 3.10: Desvio Padrão da Altura da Rugosidade Reduzida versus o Tamanho da Amostra [Reproduzida de Lanaro, 2000]

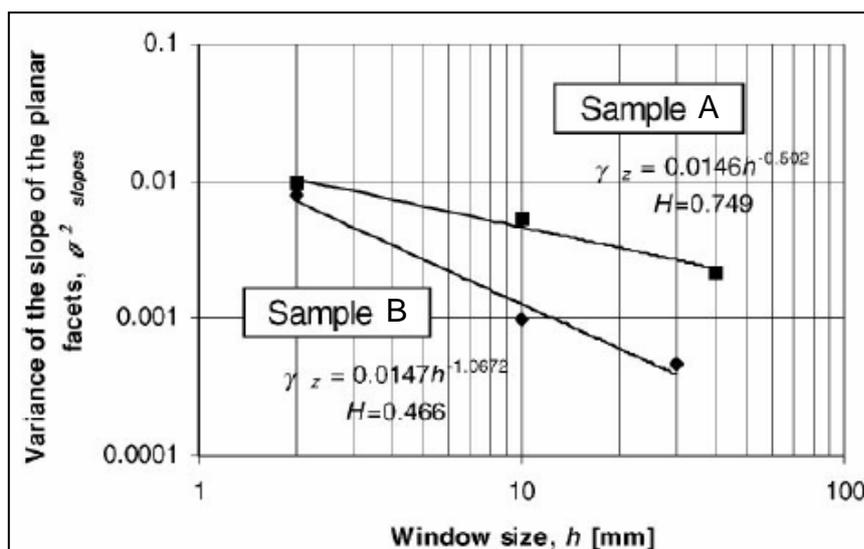


FIGURA 3.11: Variância da Inclinação das Faces Planas versus o Tamanho da Amostra [Reproduzida de Lanaro, 2000]

Comparando resultados de muitas amostras com o mesmo tamanho h , Lanaro (2000) observou que o desvio padrão da altura de rugosidade reduzida apresenta um histograma com distribuição Gaussiana, como também observado por Schmittbuhl *et al.* (1995). Pode-se então calcular a média de amostras diferentes e supõe-se a existência de um único desvio padrão e variância da altura de rugosidade reduzida para um certo tamanho de amostra. Isto implica que a variância é constante para um tamanho de amostra escolhido e a hipótese de estacionariedade de segunda ordem da altura de rugosidade reduzida é cumprida.

Entretanto, como mostrado por resultados experimentais (Figura 3.10), embora o desvio padrão da altura da rugosidade reduzida exista, ele não é constante quando amostras de tamanhos diferentes são analisadas. Além disso, a suposição de que a altura da rugosidade reduzida é estacionária de segunda ordem significa que a covariância deveria ser uma função do tamanho de amostra. Em outras palavras, a variância também deveria ser dependente da escala. Segundo Lanaro (2000), alguns autores, tais como Liu e Sterling (1990), Gentier e Riss (1990) e Sun *et al.* (1995), que consideraram estacionariedade de segunda ordem para as alturas de rugosidade reduzidas, obtiveram resultados razoáveis.

A análise dos dados mostra que os modelos fractais aplicam-se até que a estacionariedade acontece para amostras suficientemente grandes que se comportam como variáveis aleatórias. Estes tamanhos de amostra são definidos como limites de estacionariedade da rugosidade, ou seja, a maior escala ou tamanho de amostra aos quais as superfícies de rochas deixam de ser fractal é chamada seu limite de estacionariedade. Além

deste tamanho, as amostras de rochas exibem propriedades estatísticas constantes, ou em outras palavras, tornam-se estacionárias.

3.4.2 Caracterização Através da Teoria de Fractais

Com o objetivo de determinar a rugosidade representativa da superfície de rochas além de seu limite de estacionariedade usando dados obtidos no laboratório, Fardin *et al.* (2001) digitalizaram a superfície de uma réplica de borracha de silicone, de tamanho 1000mm x 1000mm, que foi modelada em situ de uma superfície de rocha natural. A rugosidade da superfície da réplica foi determinada em escalas diferentes, de uma escala pequena (100mm x 100mm) à amostra inteira. A topografia da superfície da réplica foi digitalizada usando um escâner laser 3-D (Figura 3.3) que tem precisão e resolução altas. Antes de fazer a réplica principal, uma réplica pequena foi feita de uma amostra de rocha no laboratório. Tanto a superfície da amostra de rocha quanto a da réplica obtida foram escaneadas no laboratório usando a máquina de escaneamento laser tridimensional. Os resultados obtidos mostraram que amostra e réplica têm as mesmas características morfológicas. Isto provou a adequabilidade da técnica de réplica escolhida.

De acordo com Fardin *et al.* (2001), entre os métodos tradicionais, estatísticos e matemáticos, a teoria fractal tem indicado que é capaz de descrever objetos irregulares quantitativamente. Um modelo fractal, como um modelo matemático particular da geometria irregular, pode prever a relação entre a geometria da superfície observada em escalas diferentes. A dimensão fractal D , relacionando o tamanho total do conjunto e o tamanho dos elementos que cobre, descreve a propriedade de escala de uma geometria irregular. Segundo Fardin *et al.* (2001), pelo menos dois parâmetros são exigidos para caracterizar um objeto fractal auto-compatível: (1) a dimensão fractal D , que tipicamente descreve como a rugosidade muda com a escala; e (2) o parâmetro de amplitude A , que especifica a variância ou inclinação da superfície a uma escala de referência. A estrutura de auto-correlação da superfície é capturada pela dimensão fractal D , ou pelo expoente de Hurst H ($0 < H < 1$). Os parâmetros H e D estão relacionados pela relação $H = E_u - D$, onde E_u é a dimensão Euclidiana ($E_u = 3$ para uma superfície e $E_u = 2$ para um perfil) para um objeto fractal auto-compatível. Tanto a auto-correlação (isto é H ou D) quanto a amplitude (A) de uma superfície contribuem para a rugosidade da superfície. A dimensão fractal sozinha não é suficiente para quantificar a rugosidade da rocha.

Como dito anteriormente, na literatura foram sugeridos métodos diferentes para estimar D e A para representar a rugosidade de uma superfície de rocha, como o variograma (Orey, 1970), espectral (Berry e Lewis, 1980), escalamento de linha (Matsushita e Ouchi, 1989), comprimento de rugosidade (Malinverno, 1990) e função de estrutura (Odling, 1994). Entre estes métodos possíveis, seguindo o trabalho de Fardin *et al.* (2001), optou-se por calcular os parâmetros fractais com base no Método de Comprimento da Rugosidade (RLM). O RLM foi proposto originalmente para calcular parâmetros fractais de perfis 2-D (Malinverno, 1990 e Kulatilake e Um, 1999). A vantagem principal do RLM, comparado a outros métodos, é sua capacidade de remover uma tendência global plana de um perfil.

Para um perfil fractal auto-compatível, há uma lei potencial relacionando o desvio padrão das alturas do perfil $\sigma_{y_r}(h)$, e o comprimento da janela amostral do perfil, h , como segue (Lanaro, 2000):

$$\sigma_{y_r}(h) = Ah^H, \quad (3.25)$$

sendo H e A o expoente de Hurst e uma constante de proporcionalidade, respectivamente. A constante de proporcionalidade A, está definida como uma medida de amplitude de um perfil (parâmetro de amplitude). $\sigma_{y_r}(h)$ é calculado como o valor da raiz quadrática média (r.m.s.) dos resíduos de altura do perfil de um ajuste de tendência linear com os pontos da amostra em uma janela de comprimento h , de acordo com a equação seguinte:

$$\sigma_{y_r}(h) = \text{rms}(h) = \frac{1}{n_h} \sum_{i=1}^{n_h} \sqrt{\frac{1}{n_i - 2} \sum_{j \in h_i} (y_{rj} - \bar{y}_r)^2}, \quad (3.26)$$

sendo n_h o número total de janelas de comprimento h , n_i o número de pontos na janela h_i , y_{rj} os resíduos na tendência e \bar{y}_r o resíduo médio na janela h_i .

Se um gráfico log-log de $\sigma_{y_r}(h)$ versus h dá uma linha aproximadamente reta, os parâmetros H e A podem ser estimados facilmente como a inclinação e o intercepto da linha obtida, respectivamente (Figura 3.12). Na equação (3.25), quando $h = 1$, segue que $\sigma_{y_r}(h) = A$. Como unidades diferentes (mm, cm, m, km) podem ser usadas para representar h , diferentes valores de A são possíveis para a mesma superfície dependendo da unidade usada para h . Isso significa que o efeito de escala para rugosidade de rocha pode ser capturado por este parâmetro de amplitude A.

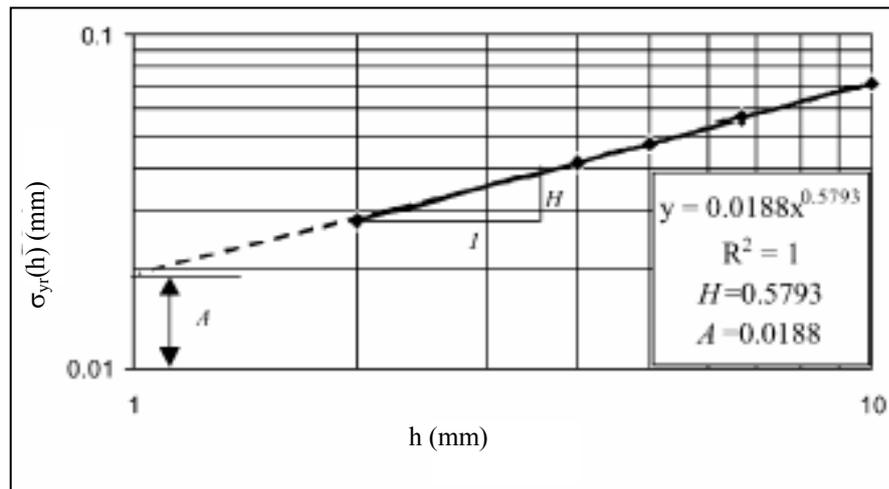


FIGURA 3.12: Desvio Padrão da Altura da Rugosidade Reduzida versus o Comprimento do Perfil [Reproduzida de Fardin *et al.*, 2001]

A metodologia anterior pode ser desenvolvida facilmente para calcular parâmetros fractais da rugosidade da superfície de rocha 3-D. Neste caso, uma lei potencial entre o desvio padrão das alturas da superfície residuais $\sigma_{y_r}(h)$, e o tamanho da janela de amostragem h , está definida para uma superfície auto-compatível, na mesma forma como a equação (3.25). Para calcular os parâmetros fractais, a superfície da rocha é dividida em uma grade de quadrados de tamanho da janela desejado (h). Para cada quadrado, um plano de ajuste local é definido por uma análise de regressão de mínimos quadrados. Os resíduos da altura da rugosidade, definidos como a distância normal entre as alturas da rugosidade da superfície e seus planos de ajuste locais, e $r.m.s.(h)$ são então calculados para cada quadrado. Os parâmetros usados na equação (3.26) são agora redefinidos como: n_h , o número total de janelas quadradas de comprimento de lado h ; n_i , o número de pontos na janela quadrada h_i ; y_{rj} , os resíduos da altura da rugosidade na tendência e \bar{y}_r , a altura da rugosidade residual média na janela quadrada h_i , respectivamente.

Para estudar o efeito de escala na rugosidade da superfície da réplica, a superfície digitalizada da réplica foi analisada sistematicamente com base no RLM. Dez janelas de amostragem quadradas de tamanhos diferentes - de 100mm x 100mm a 1000mm x 1000mm - foram escolhidas da parte central da superfície digitalizada da réplica. Para calcular os parâmetros fractais D e A , de cada janela de amostragem, séries diferentes de tamanhos de janela de 2%, 4%, 5%, 6,66% e 10% do comprimento total da amostra foram considerados. O problema principal para analisar as janelas de amostragem com objetos maiores é o número enorme de pontos de dados digitalizados, e então, muito tempo é necessário para analisar essas amostras. Para resolver este problema, foi decidido diminuir a densidade de dados

(número de pontos de dados por unidade de comprimento) das janelas de amostragem maiores, aumentando gradualmente a separação dos intervalos de dados (a distância entre dois pontos adjacentes) com aumento do tamanho da janela de amostragem. Este procedimento foi adotado de acordo com critérios sugeridos para caracterização precisa da rugosidade da superfície da rocha usando métodos de RLM de Kulatilake e Um (1999). Para janelas de amostragem com tamanho maior, intervalos de separação maiores são selecionados. Então, o número total de pontos de dados para todas as janelas de amostragem foi selecionado igualmente, com aproximadamente 250.000 pontos uniformemente distribuídos.

Para cada janela de amostragem, os desvios padrões da altura de rugosidade reduzida $\sigma_{y_r}(h)$, foram calculados para séries definidas de tamanhos de janela h , de acordo com a equação (3.26). Antes de determinar os parâmetros fractais de cada janela de amostragem, o efeito do aumento da separação dos intervalos na caracterização precisa teve que ser investigado. Então, os desvios padrões da altura da rugosidade reduzida obtidos para janelas com o mesmo tamanho, mas diferentes separações de intervalos foram comparados e suas sensibilidades para intervalos de separação foi investigada. Como ilustrado na Figura 3.13, os desvios padrões da altura da rugosidade reduzida de janelas com o mesmo tamanho caíram na faixa apropriada e permanecem quase estáveis desconsiderando os intervalos de separação. Então, os parâmetros fractais de todas as janelas de amostragem podem ser determinados com a mesma confiança e precisão.

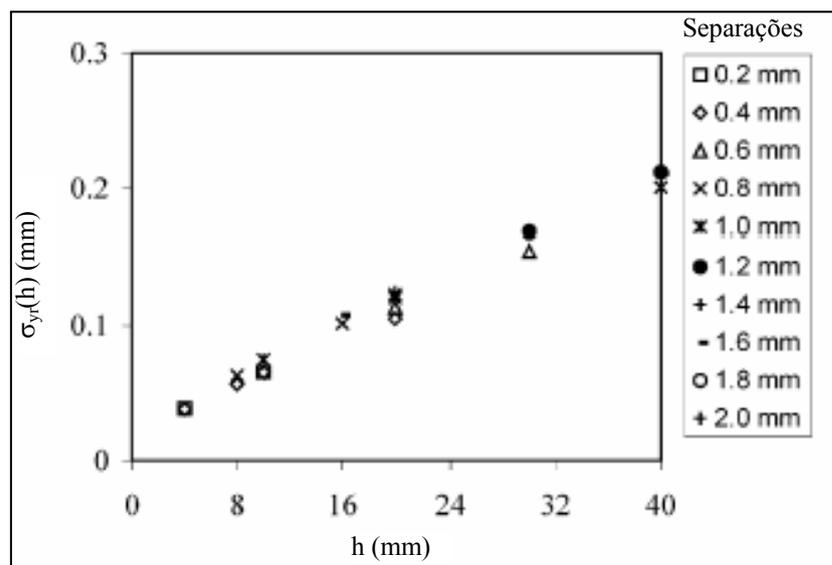


FIGURA 3.13: Desvios Padrões da Altura da Rugosidade Reduzida versus Janelas com Tamanhos Iguais, mas Separações Diferentes
[Reproduzida de Fardin *et al.*, 2001]

Para avaliar os parâmetros fractais, $\sigma_{y_r}(h)$ em função de h relacionado são graficados separadamente, para cada janela de amostragem, nos seguintes diagramas log-log (Figura 3.14) os quais mostram relações lineares muito boas existentes entre os desvios padrões da altura de rugosidade reduzida e os tamanhos das janelas para as janelas de amostragem com tamanhos diferentes. Então, os parâmetros fractais D e A , de cada janela de amostragem podem ser estimados facilmente através de análise de regressão de lei potencial nos dados obtidos. As linhas de ajuste obtidas e suas equações da lei potencial relacionada também são mostradas na Figura 3.14.

Como mencionado anteriormente, os expoentes de Hurst H , são obtidos como as inclinações destas linhas ajustadas. As dimensões fractais D , de todas as amostras podem ser obtidas facilmente da relação de $D = 3 - H$. Os parâmetros de amplitude A , também podem ser extraídos diretamente do coeficiente constante destas equações. Para entender o efeito de escala nos dados obtidos, todos os gráficos mostrados na Figura 3.14 são regraficados na Figura 3.15 a qual mostra em média, inclinações das linhas ajustadas aumentadas com o aumento do tamanho da janela de amostragem. As inclinações das linhas ajustadas para tamanhos de janela pequenos são pequenas comparadas com aquelas de janelas de amostragem maiores (Linha a na Figura 3.15). Isto significa que janelas de amostragem menores têm H menor, e então dimensões fractais maiores. De acordo com a Figura 3.15, porém, com o aumento do tamanho da janela de amostragem, a inclinação da linha ajustada aumenta e permanece quase constante (Linha b na Figura 3.15).

Os parâmetros fractais calculados D e A , para caracterizar a rugosidade da superfície das janelas de amostragem selecionadas com tamanhos diferentes são apresentados na Tabela 3.1, que mostra que a dimensão fractal D e o parâmetro de amplitude A , são dependentes da escala e diminuem com o aumento do tamanho da janela de amostragem. Esta diminuição é limitada a um certo tamanho de amostra, aproximadamente 500mm (Figuras 3.16 e 3.17, respectivamente), representando o limite de estacionariedade da réplica. Em tamanhos menores que o limite estacionário, a rugosidade da superfície das rochas é dependente da escala. Além deste limite, seu comportamento morfológico será independente da escala ou seus parâmetros fractais permanecerão constantes.

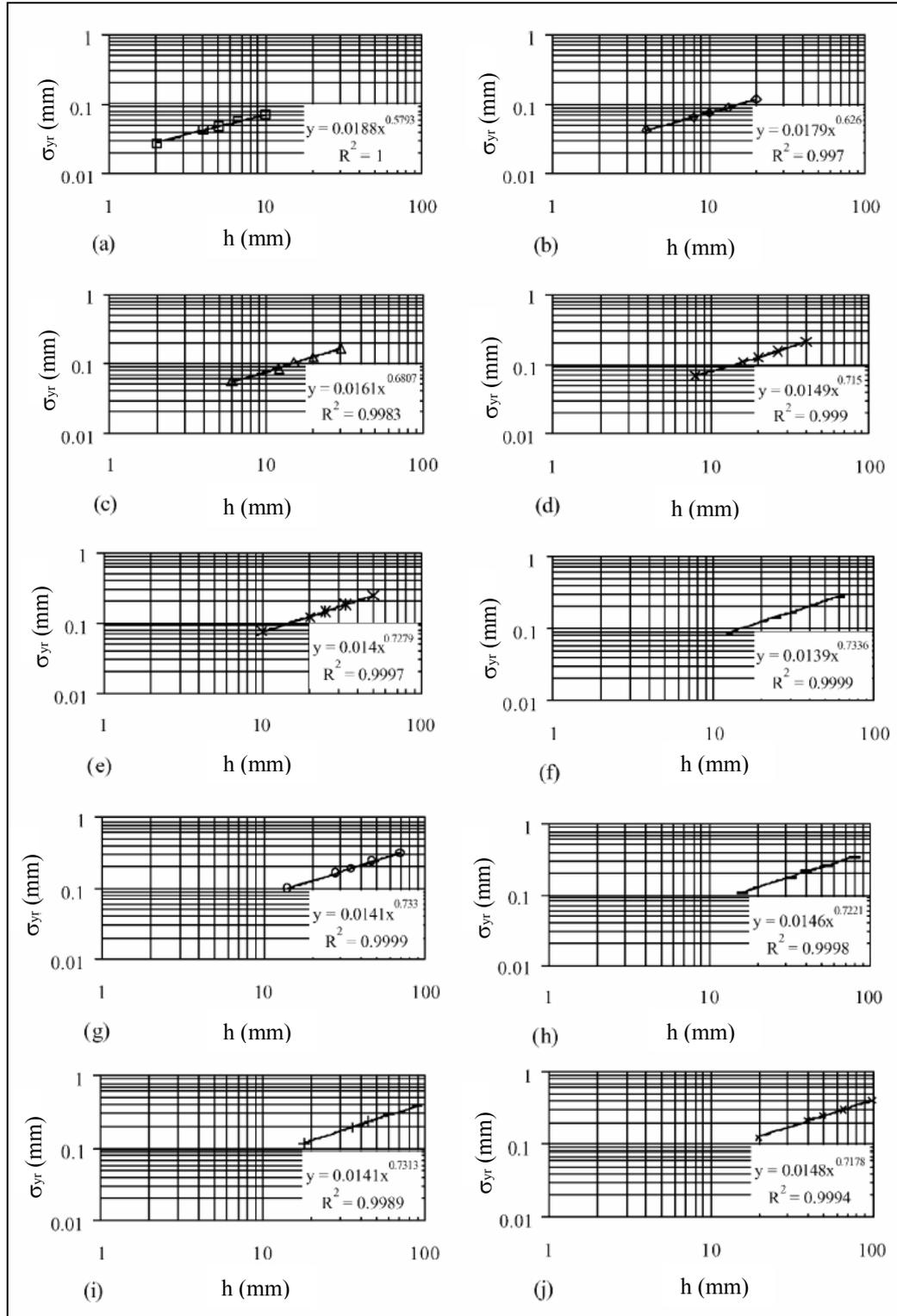


FIGURA 3.14: Lei Potencial que Relaciona σ_{yr} e h de Dez Janelas de Amostragem com Diferentes Tamanhos (de (a) 100x100mm a (j) 1000x1000mm)
[Reproduzida de Fardin *et al.*, 2001]

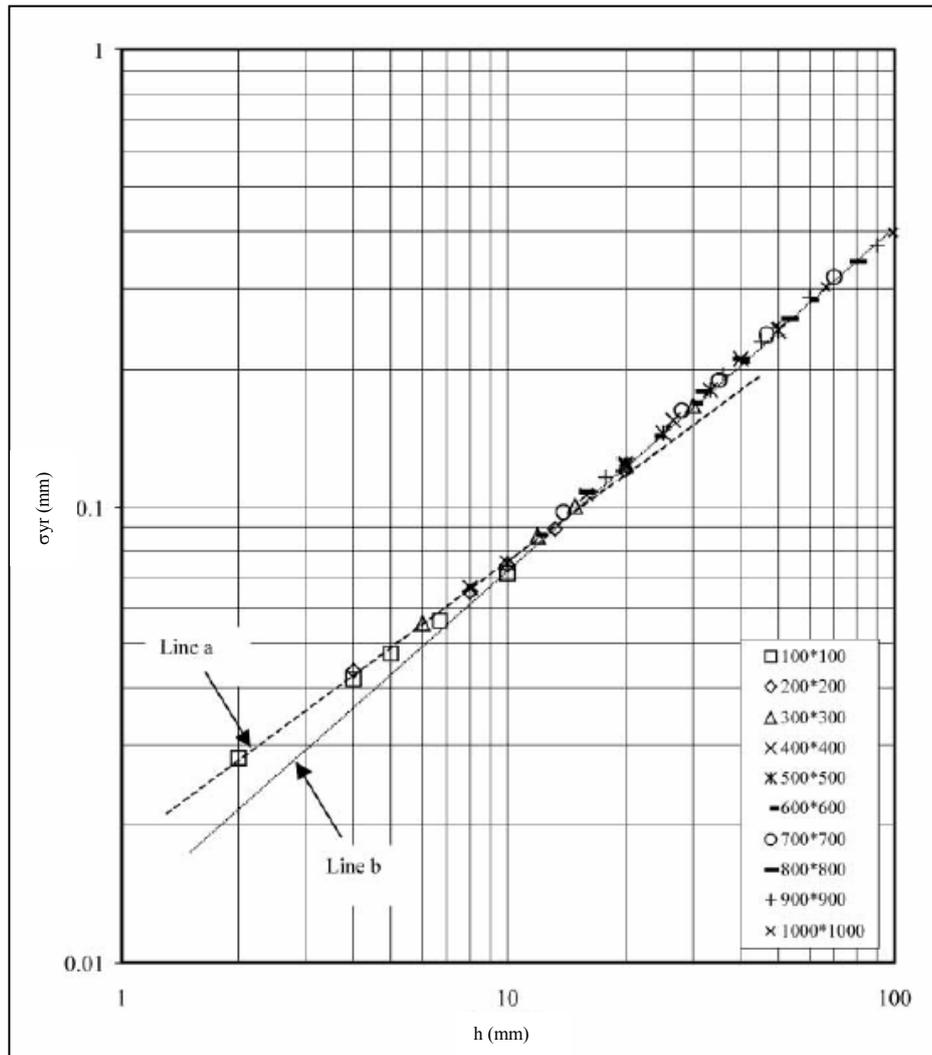


FIGURA 3.15: Desvios Padrões da Altura da Rugosidade Reduzida versus o Tamanho da Janela [Reproduzida de Fardin *et al.*, 2001]

TABELA 3.1: Parâmetros Fractais das Amostras (Extraída de Fardin *et al.*, 2001)

Janela de Amostragem (mm x mm)	D	A (mm)
100 x 100	2,4207	0,0188
200 x 200	2,3740	0,0179
300 x 300	2,3193	0,0161
400 x 400	2,2850	0,0149
500 x 500	2,2721	0,0140
600 x 600	2,2664	0,0139
700 x 700	2,2670	0,0141
800 x 800	2,2779	0,0146
900 x 900	2,2687	0,0141
1000 x 1000	2,2822	0,0148

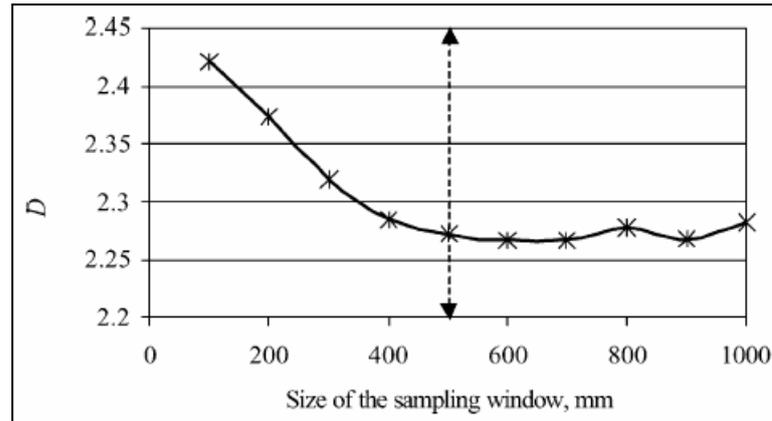


FIGURA 3.16: Relação entre a Dimensão Fractal e o Tamanho da Janela de Amostragem [Reproduzida de Fardin *et al.*, 2001]

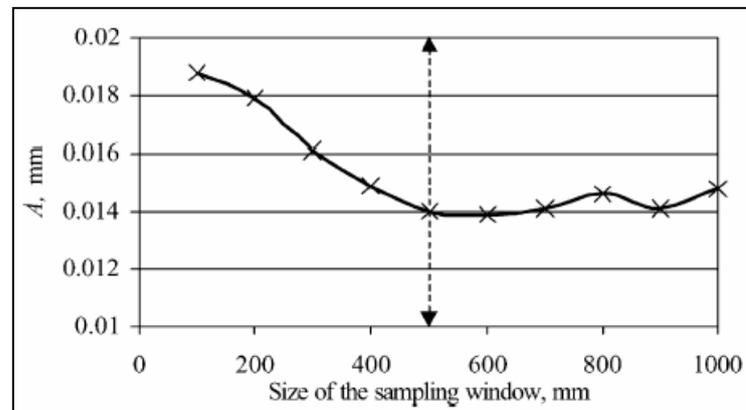


FIGURA 3.17: Relação entre o Parâmetro de Amplitude e o Tamanho da Janela de Amostragem [Reproduzida de Fardin *et al.*, 2001]

Conforme se observa das Figuras 3.16 e 3.17, os dados têm comportamento dependente da escala, mas limitado a um certo tamanho, e depois de alcançar este limite de estacionariedade, seus valores permanecem quase constantes. Dos dados calculados observa-se que o limite de estacionariedade para rugosidade da superfície da réplica é aproximadamente 500mm. Então, os parâmetros fractais para descrever a rugosidade da superfície da réplica em escala de campo podem ser extraídos de amostras que têm um tamanho igual ou maior que o limite de estacionariedade de 500mm. Os resultados obtidos de amostras com tamanho menor não serão representativos.

3.4.3 Comentários Finais

Lanaro (2000) investigou a dependência da escala da rugosidade da superfície de rochas inspecionando o comportamento global do desvio padrão da altura da rugosidade com

respeito ao tamanho da janela em duas amostras pequenas. Ele observou que há uma lei potencial entre o desvio padrão da altura da rugosidade e o tamanho da janela para ambas as amostras, mas, para uma certa escala, a relação deixa de ser de forma potencial e o desvio padrão torna-se aproximadamente constante para uma das amostras estudadas (amostra A). Lanaro (2000) definiu isto como o limite de estacionariedade e concluiu que as propriedades estatísticas da superfície da rocha só poderiam ser extraídas de uma amostra maior que este limite de estacionariedade.

O estudo de Fardin *et al.* (2001) apóia este conceito de limite de estacionariedade. Porém, os resultados de seu trabalho mostram que também há uma lei potencial entre o desvio padrão da altura da rugosidade reduzida e o tamanho da janela em todas as escalas. Então, segundo Fardin *et al.* (2001), o limite de estacionariedade pode não ser corretamente determinado usando o desvio padrão. Usar os parâmetros fractais D e A, em vez do próprio desvio padrão parece ser um modo mais correto.

Os estudos de Lanaro (2000) e Fardin *et al.* (2001), apresentados neste capítulo, mostram que para se fazer uma correta análise estatística baseada nos métodos propostos no capítulo 2, deve-se tomar amostras com tamanhos maiores que seu limite de estacionariedade.

4 CRITÉRIOS CONSTITUTIVOS EM DESLIZAMENTO COM ATRITO

Neste capítulo discutem-se os aspectos gerais de critérios constitutivos em deslizamento com atrito. Inicia-se com a lei constitutiva proposta por Barton e Choubey (1977), tratando também do efeito da dilatação na estabilidade da massa de rocha e do deslocamento e da rigidez de pico do cisalhamento. Uma investigação dos efeitos de escala e possíveis soluções para o problema são mostradas, baseando-se, principalmente, nos estudos de Bandis *et al.* (1981). Finalmente, um critério constitutivo atual, proposto por Grasselli e Egger (2003), é apresentado e discutido.

4.1 ASPECTOS GERAIS

O termo junta de rocha é usado para descrever as descontinuidades mecânicas de origem geológica que aparecem em praticamente todas as massas de rochas próximas à superfície. As juntas podem ser desgastadas ou não-desgastadas. A diferença mecânica entre as paredes das juntas estarem ou não em contato resultará em uma grande diferença nas características de resistência ao cisalhamento e de deformação. No caso de juntas não-preenchidas, a rugosidade e a resistência à compressão das paredes são importantes, enquanto que no caso de juntas preenchidas, as propriedades físicas e mineralógicas do material separando as paredes são de grande importância.

Nas últimas cinco décadas, muitos pesquisadores têm proposto vários critérios para identificar a resistência de uma junta de rocha. Estes critérios caracterizam o estado de tensão que separa pré-deslizamento e pós-deslizamento da junta. O modelo mais simples que determina o pico da resistência ao cisalhamento para juntas de rocha é, talvez, o modelo de Patton (1966b). Baseado na lei de atrito de Coulomb, esse modelo caracteriza o comportamento da junta com um único valor de ângulo de atrito e com um único parâmetro

de superfície: o ângulo de rugosidade médio. Modelos mais complicados apareceram depois, acompanhando o desenvolvimento de métodos numéricos. Entre eles estão o modelo empírico de Ladanyi e Archambault (1970), o modelo empírico de Barton e Choubey (1977), o modelo teórico de Plesha (1987), o modelo analítico de Saeb e Amadei (1992) e Amadei *et al.* (1998) e mais recentemente o modelo empírico de Grasselli e Egger (2003). Com exceção do modelo de Grasselli e Egger (2003), os demais são modelos bidimensionais.

Porém, de acordo com Grasselli e Egger (2003), entre todos esses modelos propostos na literatura, o critério de Barton e Choubey (1977) é o mais usado na prática. Nesse critério, Barton e Choubey (1977) consideram a influência da rugosidade na resistência ao cisalhamento, introduzindo um parâmetro morfológico conhecido como: coeficiente de rugosidade da junta (JRC), que os autores propõem estimar ou através de comparação visual com dez perfis padrões, ou por retro-análise de resultados de testes de cisalhamento.

O fator externo mais importante que afeta a resistência ao cisalhamento é a magnitude da tensão normal efetiva, σ_n , agindo na junta. Segundo Barton e Choubey (1977), em muitos problemas de engenharia de rochas a tensão normal efetiva máxima ficará na faixa de 0,1 a 2,0MN/m² (1 a 20kg/cm²) para juntas consideradas críticas para estabilidade. Isto é aproximadamente três ordens de magnitude mais baixa que aquelas usadas por tectonofísicos, quando estudam a resistência ao cisalhamento de falhas introduzidas no laboratório, sob níveis de tensão de, por exemplo, 100 a 2000MN/m². Por conseguinte, a literatura contém dados de resistência ao cisalhamento para juntas de rocha que atravessam uma faixa de tensão de pelo menos quatro ordens de magnitude. É, em parte por isso, que opiniões relativas à resistência ao cisalhamento variam muito.

Tem sido habitual ajustar a relação linear de Coulomb,

$$\tau_p = c_a + \sigma_n \tan \phi_a \quad (4.1)$$

para os resultados de investigações de resistência ao cisalhamento em juntas de rocha. Sendo τ_p o valor de pico da resistência ao cisalhamento, c_a a coesão intercepta, σ_n a tensão normal efetiva e ϕ_a o ângulo de atrito. Se esta equação é aplicada aos resultados de testes de cisalhamento em juntas rugosas, sob alta e baixa tensão normal, o tectonofísico encontra uma coesão intercepta de dezenas de MN/m² e um ângulo de atrito de, talvez, só 20°, enquanto o engenheiro de taludes encontra um ângulo de atrito de, talvez, 70° e coesão zero. A envoltória do pico da resistência ao cisalhamento para juntas de rochas não-planas apresenta na realidade forte curvatura. E de acordo com Barton e Choubey (1977), esse fato foi reconhecido por Jaeger (1959), Krsmanovic e Langof (1964), Lane e Heck (1964), Patton (1966a), Byerlee

(1967) e por outros pesquisadores durante os últimos anos. Porém, o hábito de descrever a resistência ao cisalhamento em termos das “constantes” c_a e ϕ_a de Coulomb permanece. Ambas “constantes” são, na realidade, variáveis dependentes da tensão e da escala.

Barton e Choubey (1977) defendem a necessidade de empirismo para introduzir um método mais satisfatório para descrever a resistência ao cisalhamento de juntas de rocha. Cálculos de estabilidade na mecânica dos solos e das rochas são realizados em termos de tensões “nominais”. Isso quer dizer, um determinado nível de tensão é igual à força efetiva dividida pela área total, sem considerar a área de contato microscópica ou visível. Atualmente sabe-se que a área de contato envolvida no cisalhamento de juntas de rocha é extremamente pequena, como mostrado, por exemplo, por Jaeger (1971) e Barton (1971a) e já discutido no capítulo 2. De acordo com o dano visível ao término de um teste de cisalhamento, a área de contato real pode ser qualquer valor de um décimo a um milésimo (ou menos) da área total. Em um problema de projeto típico da mecânica das rochas, as tensões de cisalhamento e normais reais, que agem nas rugosidades visivelmente em contato, podem ser até mil vezes mais altas que as tensões nominais. Portanto, não é surpreendente que uma formulação empírica seja exigida para descrever a resistência ao cisalhamento corretamente, quando são usadas condições de tensões nominais.

4.2 LEI CONSTITUTIVA PARA A RESISTÊNCIA AO CISALHAMENTO

Barton e Choubey (1977) obtiveram uma lei empírica para a resistência ao cisalhamento de rochas, sendo esta lei amplamente utilizada até os dias atuais. A equação empírica proposta por Barton e Choubey (1977) pode ser usada tanto para ajustar quanto para extrapolar dados experimentais e até mesmo para predizê-los. As três constantes envolvidas (JRC, JCS e ϕ_b) podem ser determinadas tão precisamente de testes simples que foi possível prever o ângulo médio do pico da resistência ao cisalhamento ($\arctan(\tau_p/\sigma_n)$) de mais de 100 espécimes de juntas com uma tolerância de $0,5^\circ$. Esses resultados experimentais surpreendentes são relatados por Barton e Choubey (1977). A obtenção da relação empírica foi descrita por Barton (1973) e pode ser escrita como segue:

$$\tau_p = \sigma_n \tan \left[\text{JRC} \log_{10} \left(\frac{\text{JCS}}{\sigma_n} \right) + \phi_b \right] \quad (4.2)$$

onde τ_p é o valor de pico da resistência ao cisalhamento, σ_n é a tensão normal efetiva, JRC é o coeficiente de rugosidade da junta, JCS é a resistência à compressão da parede da junta e ϕ_b é o ângulo de atrito básico.

As famílias de curvaturas de resistência de pico mostradas na Figura 4.1 ilustram a natureza prática desta lei empírica de atrito. Valores de JRC de 20, 10 e 5 são usados para ilustrar o efeito da rugosidade da junta, enquanto os números das curvas 5, 10, 50 e 100 (unidades de MN/m²) ilustram o efeito da resistência à compressão de parede da junta (JCS). Um ângulo de atrito básico de 30° foi suposto para todos. O valor de ϕ_b para a maioria das superfícies de rochas não-desgastadas lisas, na realidade, fica entre 25° e 35°, como pode ser visto na Tabela 4.1. Será mostrado na seção 4.2.2 que, para o caso de juntas desgastadas, o ângulo de atrito residual ϕ_r ($< \phi_b$) pode ser substituído por ϕ_b na equação (4.2).

TABELA 4.1: Ângulo de Atrito Básico de Várias Rochas Não-desgastadas
(Extraída de Barton e Choubey, 1977)

Tipo de Rocha	Condição de Umidade	ϕ_b	Referência
Rochas Sedimentares			
Arenito	Seco	26 - 35	Patton (1966a)
Arenito	Molhado	25 - 33	Patton (1966a)
Arenito	Molhado	29	Ripley e Lee (1962)
Arenito	Seco	31 - 33	Krsmanovic (1967)
Arenito	Seco	32 - 34	Coulson (1972)
Arenito	Molhado	31 - 34	Coulson (1972)
Arenito	Molhado	33	Richards (1975)
Xisto	Molhado	27	Ripley e Lee (1962)
Siltito	Molhado	31	Ripley e Lee (1962)
Siltito	Seco	31 - 33	Coulson (1972)
Siltito	Molhado	27 - 31	Coulson (1972)
Conglomerado	Seco	35	Krsmanovic (1967)
Giz	Molhado	30	Hutchinson (1972)
Pedra Calcária	Seco	31 - 37	Coulson (1972)
Pedra Calcária	Molhado	27 - 35	Coulson (1972)
Rochas Ígneas			
Basalto	Seco	35 - 38	Coulson (1972)
Basalto	Molhado	31 - 36	Coulson (1972)
Granito de grão fino	Seco	31 - 35	Coulson (1972)
Granito de grão fino	Molhado	29 - 31	Coulson (1972)
Granito de grão grosso	Seco	31 - 35	Coulson (1972)
Granito de grão grosso	Molhado	31 - 33	Coulson (1972)
Pórfiro	Seco	31	Barton (1971b)
Pórfiro	Molhado	31	Barton (1971b)
Dolerito	Seco	36	Richards (1975)
Dolerito	Molhado	32	Richards (1975)
Rochas Metamórficas			
Anfibolito	Seco	32	Wallace <i>et al.</i> (1970)
Gnaisse	Seco	26 - 29	Coulson (1972)
Gnaisse	Molhado	23 - 26	Coulson (1972)
Ardósia	Seco	25 - 30	Barton (1971b)
Ardósia	Seco	30	Richards (1975)
Ardósia	Molhado	21	Richards (1975)

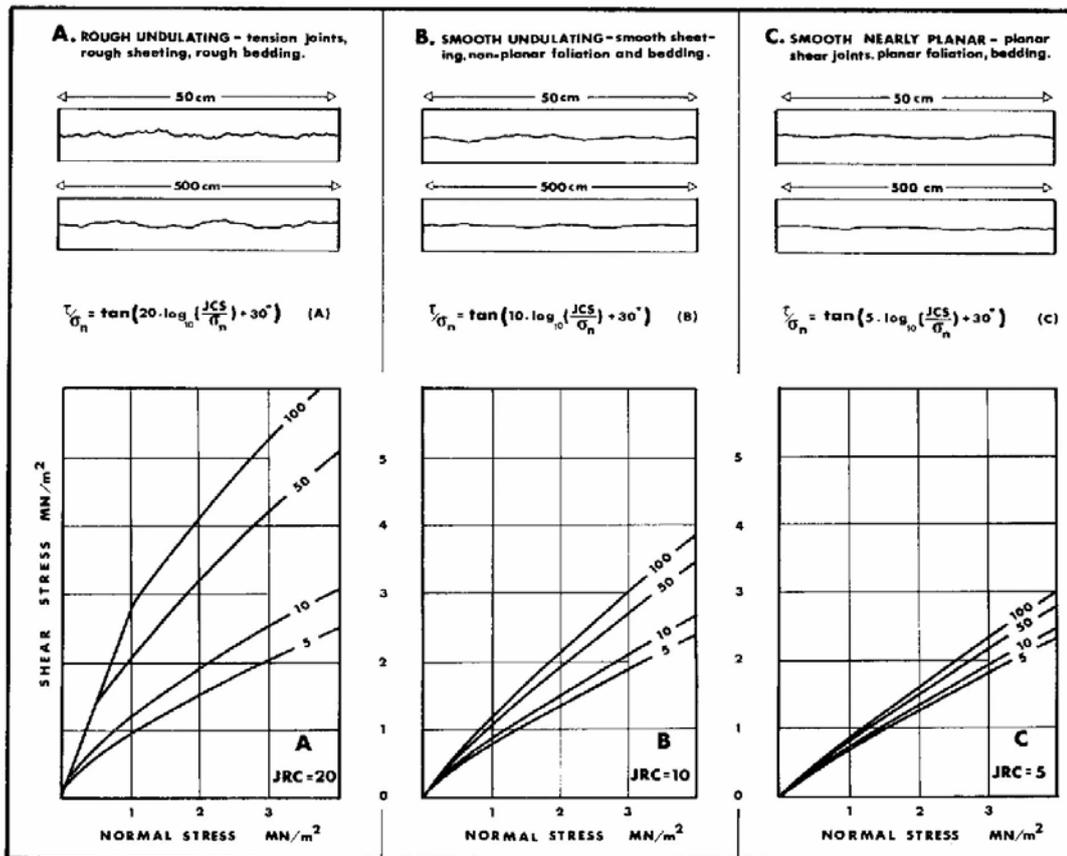


FIGURA 4.1: Lei Constitutiva para a Resistência ao Cisalhamento
[Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

A lei constitutiva proposta por Barton e Choubey (1977), apresentada na equação (4.2), pode ser usada para três finalidades diferentes: ajustar uma curva aos dados de pico experimentais da resistência ao cisalhamento, extrapolar os dados de pico experimentais da resistência ao cisalhamento e prever o valor de pico da resistência ao cisalhamento. Se um ou mais testes de cisalhamento são executados, então as duas variáveis na equação (4.2) (τ_p e σ_n) são conhecidas. O valor de ϕ_b normalmente pode ser estimado com a ajuda dos dados listados na Tabela 4.1, a menos que as juntas sejam fortemente desgastadas. Se as juntas são completamente não-desgastadas, então JCS será igual à resistência à compressão não-confinada da rocha não-desgastada, σ_c . A resistência à compressão pode ser estimada bastante bem através de testes de carga pontuais, como descrito por Broch e Franklin (1972). Porém, em geral, paredes de juntas de rochas são desgastadas até certo ponto e então JCS é mais baixo que σ_c . O valor é medido usando um Martelo de Schmidt aplicado diretamente às paredes das juntas expostas. O valor de rebote é convertido em uma estimativa da resistência à compressão usando o Método de Miller (1965). Este tipo de teste é adequado, já que os resultados são sensíveis às resistências mais baixas da “pele” fina de rocha desgastada

encontrada ao longo da maioria das juntas. O método é descrito com mais detalhes na seção 4.2.1. A incógnita restante é o coeficiente de rugosidade da junta, JRC. Este é estimado por retro-análise de testes de cisalhamento. Assim, rearranjando a equação (4.2):

$$JRC = \frac{\arctan(\tau_p/\sigma_n) - \phi_b}{\log_{10}(JCS/\sigma_n)} \quad (4.3)$$

Como exemplo, supõe-se que foram executados três testes de cisalhamento e os seguintes valores médios foram estimados ou medidos:

$$\text{Pico da } \arctan(\tau_p/\sigma_n) = 50^\circ$$

$$\phi_b = 30^\circ$$

$$JCS = 100\text{MN/m}^2 \text{ (estimativa média de testes de rebote de Schmidt)}$$

$$\sigma_n = 1\text{MN/m}^2 \text{ (valor médio aplicado nos três testes de cisalhamento)}$$

De acordo com a equação (4.3) o valor de JRC médio é igual a 10. A tarefa de ajuste de curva e extrapolação é agora uma questão simples. Os valores das três constantes JCS, JRC e ϕ_b são simplesmente substituídos na equação (4.2) para a faixa desejada de σ_n . Se o problema fosse de predição do valor de pico da resistência ao cisalhamento, o mesmo procedimento é seguido para estimar JCS e ϕ_b , mas, neste caso, JRC também tem que ser estimado. Isto pode ser feito por comparação visual da rugosidade da rocha com os perfis mostrados na Figura 4.1, ou com o conjunto mais completo de perfis de rugosidade apresentado na Figura 4.7. Porém, o método mais satisfatório é estimar JRC por retro-cálculo, baseado em um teste notavelmente simples. A seguir apresentam-se métodos de como determinar cada uma das três constantes envolvidas na lei constitutiva dada na equação (4.2).

4.2.1 Determinação de JCS

A determinação do coeficiente de resistência à compressão da parede da junta (JCS) é de importância fundamental na engenharia de rocha já que são em grande parte as camadas finas de rocha adjacente às paredes da junta que controlam a resistência e as propriedades de deformação da massa de rocha como um todo. Naturalmente a importância do parâmetro é acentuada se as paredes da junta são desgastadas, já que então o valor de JCS pode ser apenas uma pequena fração da resistência, σ_c , associada à maioria da massa de rocha. A profundidade de penetração dentro das paredes de juntas desgastadas depende do tipo de rocha, em particular de sua permeabilidade. Uma rocha permeável tenderá a ser desgastada por inteiro, enquanto rochas impermeáveis apenas desenvolverão paredes de juntas desgastadas, deixando a rocha relativamente não desgastada no interior de cada bloco.

Conforme Barton e Choubey (1977), os valores de JCS podem ser obtidos de testes de compressão não-confinados convencionais ou de testes de carga pontuais. Este último teste foi descrito em detalhes por Broch e Franklin (1972). Porém, quando a espessura do material que controla a resistência ao cisalhamento é uma pequena fração de um milímetro (para juntas planas) até alguns milímetros (para juntas rugosas, desgastadas) com os limites dependendo da relação JCS/σ_n , que basicamente controla a quantia de dano da rugosidade para uma determinada rugosidade da junta, os valores de JCS não podem ser avaliados por estes testes da mecânica das rochas padrão.

O teste do Martelo de Schmidt fornece a solução ideal para a determinação do JCS. O Martelo de Schmidt é um dispositivo simples que registra o rebote de um êmbolo depois de seu impacto com uma superfície. É adequado para medir valores de JCS de menos de 20MN/m^2 até, pelo menos, 300MN/m^2 . Segundo Barton e Choubey (1977), Miller (1965) avaliou uma extensa faixa da adequabilidade do Martelo de Schmidt para uso em mecânica das rochas e encontrou uma correlação razoável entre o número de rebote (faixa 10 a 60) e a resistência à compressão não confinada, σ_c , da rocha. Porém, uma correlação melhor foi obtida quando se multiplicou o número de rebote pelo peso específico da rocha seca.

$$\log_{10}(\sigma_c) = 0,00088\gamma R + 1,01 \quad (4.4)$$

onde σ_c é a resistência à compressão não confinada da superfície (MN/m^2), γ é o peso específico da rocha seca (kN/m^3) e R é o número de rebote. A relação anterior e uma medida aproximada da dispersão são mostradas na Figura 4.2. O valor de σ_c obtido para um determinado valor de R e γ representará o valor de JCS da superfície. Por conveniência, o símbolo R representará os resultados de testes de rebote em superfícies de rochas não-desgastadas, enquanto r será usado para testes em superfícies de juntas desgastadas.

Entretanto, alguns detalhes práticos precisam ser observados ao usar o Martelo de Schmidt, tais como a orientação do martelo, as dimensões da amostra, o número de testes e a influência da umidade. Para uma determinada superfície, o número de rebote é mínimo quando o martelo for usado verticalmente para baixo (rebote contra gravidade) e máximo quando usado verticalmente para cima. A equação (4.4) e a Figura 4.2 se aplicam a testes para baixo verticais em superfícies horizontais. Deveriam ser aplicadas as correlações fornecidas na Tabela 4.2 quando o martelo for usado em outras direções. O martelo sempre deveria ser aplicado perpendicular à superfície em questão. Também não será obtida uma medida de rebote correta se o impulso do Martelo de Schmidt for suficiente para mover a amostra de rocha que está sendo testada. Assim, se amostras pequenas são testadas, deveriam ser

firmemente sentadas ou engastadas em uma base pesada. Blocos maiores extraídos de taludes de rocha ou paredes de túnel que serão testados não-engastados devem, aproximadamente, medir 20cm, pelo menos, em cada direção. O movimento das amostras, o esmagamento dos grãos soltos, etc., são algumas das razões para valores de rebotes inesperadamente baixos em um determinado conjunto de resultados. Raramente são obtidas leituras altas. Um método conveniente e realístico de avaliar o valor relevante de r para uma determinada superfície de junta é tomar 10 leituras em locais diferentes de uma amostra representativa ou metro quadrado, descontar as cinco leituras mais baixas, e tomar a média das cinco leituras mais altas. Finalmente, o conteúdo de umidade da rocha reduz a resistência à compressão e à tração. Geralmente uma redução de 10 a 30% pode ser esperada. Por isso, é importante usar o Martelo de Schmidt em superfícies da junta molhadas, com a finalidade de estimar os valores mínimos de JCS.

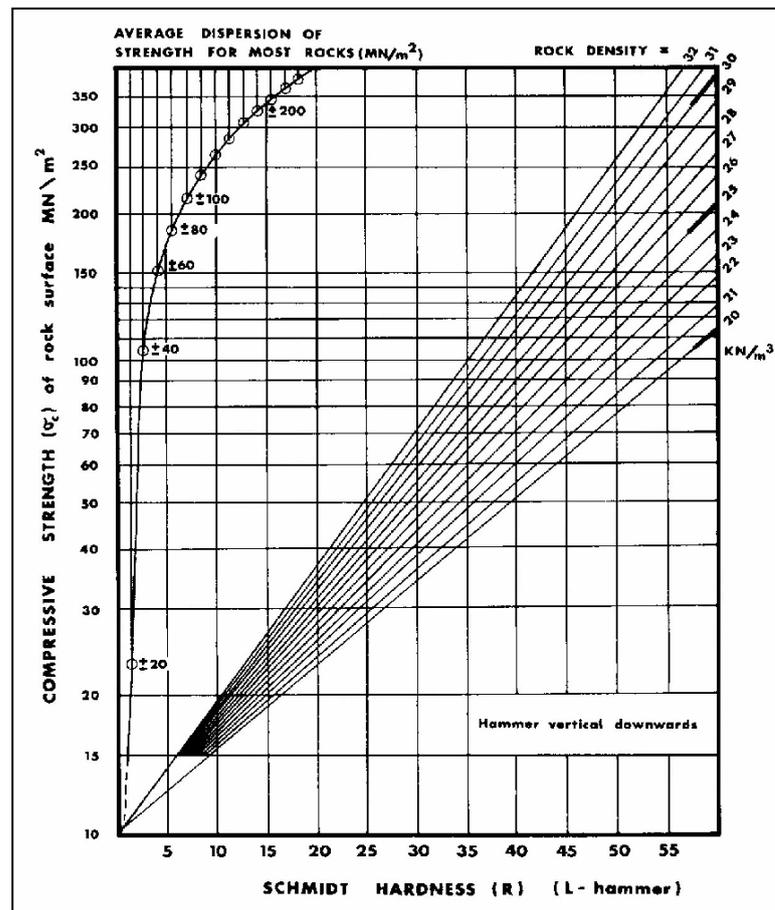


FIGURA 4.2: Relação do Número de Rebote com a Resistência à Compressão em Função do Peso Específico da Rocha
[Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

TABELA 4.2: Correções para Reduzir as Medidas de Rebote do Martelo de Schmidt
(Extraída de Barton e Choubey, 1977)

Rebote R	Para Baixo		Para Cima		Horizontal 0°
	-90°	-45°	+90°	+45°	
10	0	-0,8	-	-	-3,2
20	0	-0,9	-8,8	-6,9	-3,4
30	0	-0,8	-7,8	-6,2	-3,1
40	0	-0,7	-6,6	-5,3	-2,7
50	0	-0,6	-5,3	-4,3	-2,2
60	0	-0,4	-4,0	-3,3	-1,7

O possível contraste na resistência entre a parede da junta (representada por JCS) e a rocha no interior dos blocos (representada por σ_c) pode servir como uma indicação útil do grau de desgaste ou alteração da junta. Estudos de Barton (1971b, 1973) indicaram que a alteração relativa (σ_c/JCS) pode chegar a 4. Na realidade um valor de JCS igual a $(1/4)\sigma_c$ representa um limite conservador mais baixo se o valor de JCS tiver que ser estimado na ausência de testes com o Martelo de Schmidt. Trabalhos de Richards (1975) mostraram que uma série de juntas desgastadas em arenito teve valores de alteração relativa variando de 1,8 a 3,8. Nesse caso os valores de JCS foram obtidos de testes de rebote de Schmidt nas superfícies das juntas desgastadas, enquanto os valores de σ_c foram obtidos de testes de carga pontuais em rochas adjacentes às juntas particulares. As amostras foram obtidas da face de uma pedreira que exibia vários graus de desgaste. Se os vários valores de JCS são comparados com os testes de carga pontuais na amostra de arenito mais recente ($\sigma_{c0} = 336\text{MN/m}^2$) encontra-se que a relação σ_{c0}/JCS pode chegar a 16. A rocha intacta desgasta a um sexto de sua resistência não-desgastada ($\sigma_{c0}/\sigma_c = 6$). No estudo de Barton e Choubey (1977) encontraram-se valores de alteração relativa variando de 1,0 a 5,2, contudo, a maioria dos valores fica entre 1,4 e 1,9. Superfícies saturadas foram usadas para estimação de JCS e σ_c .

Até o momento sabe-se pouco sobre o peso específico do perfil adjacente a uma parede da junta desgastada, ou sobre o efeito que isto pode ter na interpretação de JCS de testes de rebote de Schmidt. Um estágio avançado de desgaste ou de alteração da junta provavelmente conduziria a uma redução local do peso específico, e isso deveria ser avaliado na estimação de JCS. Os testes de Richards (1975) em juntas de arenito indicaram reduções de peso específico de aproximadamente 25,5 a 23,5kN/m³ da não-desgastada para a maioria do arenito desgastado. Os valores de JCS variaram de aproximadamente 114 a 21MN/m², baseados em valores de rebote r de 46 até 15. De acordo com Barton e Choubey (1977), Martin e Millar (1974) realizaram uma série semelhante de testes em juntas de arenito

desgastado. O peso específico máximo de rocha que deu valores de rebote da junta r até 40 foi $25,7\text{kN/m}^3$, enquanto o próximo estágio de desgaste com valores r até 15 tiveram um peso específico mínimo de $23,2\text{kN/m}^3$. Nota-se que os resultados são próximos comparáveis com aqueles de Richards (1975), porém os graus mais severamente desgastados com valores r na faixa de 0 a 20 tiveram pesos específicos variando de $19,3$ a $25,4\text{kN/m}^3$. No estudo de Barton e Choubey (1977), como a maioria das juntas teve valores de alteração relativa (σ_c/JCS) menores que 2,0, não é surpreendente que as variações de peso específico não sejam mais do que 2%. Aumentos ou reduções desta ordem são, claramente, de pouca importância na estimação de JCS da Figura 4.2, e foram ignorados nesses testes.

Na ausência de dados adicionais, pode-se seguir o conjunto de diretrizes apresentadas na Tabela 4.3, se estudos detalhados de variações do peso específico não são realizados. As reduções de peso específico são consistentes com os resultados discutidos anteriormente.

TABELA 4.3: Reduções Estimadas do Peso Específico para Vários Graus de Alteração Relativa (Extraída de Barton e Choubey, 1977)

Alteração Relativa (σ_c/JCS)	% Mudança no Peso Específico (γ)
1 - 2	0%
2 - 3	-5%
3 - 4	-10%
4 - 10	-20%

4.2.2 Determinação de ϕ_b e ϕ_r

A lista abrangente de valores do ângulo de atrito básico, ϕ_b , mostrada na Tabela 4.1, está, na maior parte, baseada na resistência residual exibida por superfícies de rochas não-desgastadas planas. Em alguns casos essas superfícies foram jateadas com areia entre os testes. Os ângulos de atrito obtidos são aplicáveis a superfícies da junta não-desgastada, e não serão aplicáveis às juntas de rocha desgastadas a menos que o nível de tensão normal efetiva aplicado seja alto o bastante para as camadas finas de rocha desgastada serem gastas com o uso, assim permitindo contato entre a rocha subjacente mais fresca (Richards, 1975). Sob baixos níveis de tensão normal efetiva, as camadas finas de material desgastado, talvez menos que 1mm em espessura, podem continuar controlando a resistência ao cisalhamento passada a resistência de pico, e mesmo para deslocamentos até a resistência residual. Os testes de Richards (1975) em juntas de arenito desgastadas mostraram que era possível ter ângulo de atrito residual, ϕ_r , para juntas vazias de apenas 12° , se os níveis de tensão normal fossem

baixos. Os resultados desses testes estão reproduzidos na Figura 4.3, e indicam a forte correlação com o valor de rebote da junta, r . Sob níveis altos de tensão normal, o arenito mais resistente em baixo da pele desgastada entrou em efeito e o valor médio de ϕ_r obtido para os mesmos sete espécimes foi $28,5^\circ$ (faixa de $19,5^\circ$ a 33°).

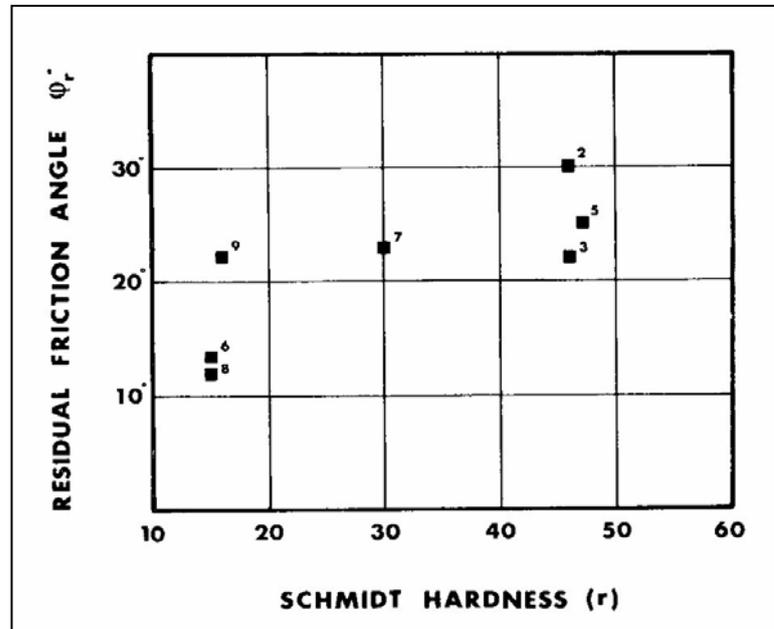


FIGURA 4.3: Resultados de Richards (1975) para Sete Juntas Desgastadas em Arenito, Testadas com Baixa Tensão Normal
[Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

Segundo Barton e Choubey (1977), um relatório não publicado dos resultados anteriores estimulou o autor a procurar um método simples de estimar ϕ_r a partir dos resultados de testes de rebote de Schmidt. A primeira relação empírica tentada foi a seguinte:

$$\phi_r = 10^\circ + r/R(\phi_b - 10^\circ) \quad (4.5)$$

onde r é o rebote na superfície da junta desgastada e R é o rebote na superfície da rocha não-desgastada. Esta equação foi avaliada posteriormente por Richards (1975), usando um valor de ϕ_b de 30° que parece ser um valor médio realístico para arenito de acordo com a Tabela 4.1. Valores de JRC iguais a 5 ou 10 foram designados às sete juntas de arenito através de comparação visual com os perfis mostrados na Figura 4.1. O rebote da junta medido r para cada espécime foi convertido ao valor de JCS usando a Figura 4.2, e com ϕ_r estimado da equação (4.5), foi possível estimar o valor médio global de pico da $\arctan(\tau_p/\sigma_n)$ para as sete juntas com uma tolerância de 1° . (Média medida = $38,6^\circ$, média estimada = $37,6^\circ$). Estava

claro que para o caso geral de juntas desgastadas e não-desgastadas a equação (4.2) deveria ser escrita como segue:

$$\tau_p = \sigma_n \tan \left[\text{JRC} \log_{10} \left(\frac{\text{JCS}}{\sigma_n} \right) + \phi_r \right] \quad (4.6)$$

Barton e Choubey (1977) estudaram oito tipos de rochas diferentes, representadas por 136 espécimes de juntas individuais. Os espécimes foram serrados de blocos maiores que continham juntas que foram extraídas de cortes de estradas e pedreiras na área de Oslo. Como o objetivo do estudo era desenvolver métodos simples para estimar o valor de pico da resistência ao cisalhamento, não faz sentido ter que medir ϕ_r para cada espécime. Reciprocamente, não é prático usar a equação (4.5) para estimar ϕ_r se o valor relevante de ϕ_b não pudesse ser encontrado na literatura (Tabela 4.1). Foi inventada uma solução muito simples.

Foram retidos os blocos de rocha dos quais espécimes de juntas eram serrados. Após lavar completamente para remover o pó de rocha, e depois de secar no ar, pares de superfícies serradas planas foram unidos, e os pares de blocos foram inclinados até que o deslizamento apenas começasse a ocorrer. Dez pares de blocos foram usados para caracterizar cada tipo de rocha. O teste de inclinação residual é basicamente um teste de cisalhamento sob tensão normal muito baixa. Na série de testes de Barton e Choubey (1977), a maioria das superfícies deslizou quando se chegou a um ângulo de inclinação de cerca de 30° , a faixa de σ_n foi de aproximadamente 1 a 5 kN/m^2 ($0,01$ a $0,05 \text{ kg/cm}^2$). Seguindo o teste de inclinação, as mesmas superfícies serradas secas foram testadas com o Martelo de Schmidt para obter R. São mostrados os resultados médios obtidos para sete dos oito tipos na Figura 4.4. No caso de ardósia, os blocos dos quais as amostras foram serradas desintegraram, devido à friabilidade extrema dessa rocha. Então, testes de Martelo de Schmidt e de inclinação residuais não puderam ser executados nas superfícies serradas de blocos grandes, como com os outros sete tipos de rocha.

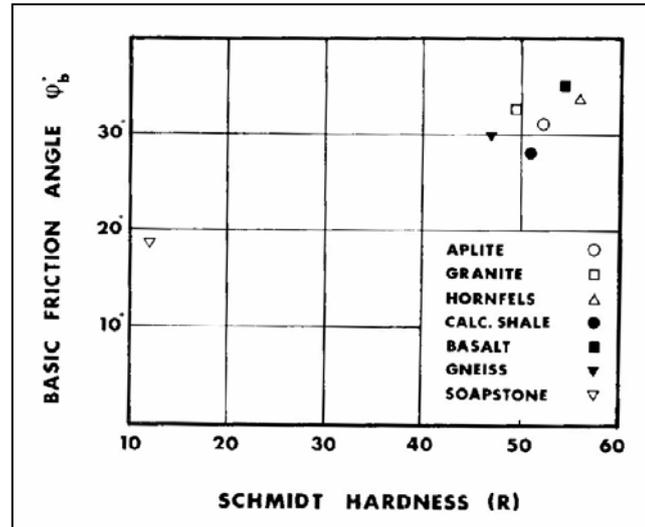


FIGURA 4.4: Resultados Médios de Testes de Inclinação Residuais para Determinar ϕ_b para Rochas Não-desgastadas
[Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

A relação empírica usada no trabalho de Barton e Choubey (1977) para estimar ϕ_r a partir dos valores de ϕ_b obtidos de testes de inclinação residuais difere ligeiramente da equação (4.5). A equação apresentada a seguir é preferida já que permite uma faixa de valores de ϕ_r mesmo quando a junta for muito desgastada. A equação (4.5) tende a descontar diferenças mineralógicas já que ϕ_r tende a um único valor mínimo de 10° quando r for zero. A relação preferida é como segue:

$$\phi_r = (\phi_b - 20^\circ) + 20(r/R) \quad (4.7)$$

onde ϕ_b é o ângulo de atrito básico, estimado de testes de inclinação residuais em superfícies serradas não-desgastadas secas (ou da Tabela 4.1), R é o rebote de Schmidt em superfícies serradas não-desgastadas secas e r é o rebote de Schmidt em superfícies da junta molhadas. Quando a equação (4.7) é usada para estimar os valores de ϕ_r a partir dos sete valores de ϕ_b apresentados na Figura 4.4, os valores apresentados na Figura 4.5 são obtidos. Estes valores de ϕ_r são importantes para condições saturadas.

Para provar, mais uma vez, a eficiência de métodos empíricos, Barton e Choubey (1977) mostraram que o ângulo médio do pico da resistência ao cisalhamento em mais de 100 espécimes de junta foi estimado com uma tolerância de $0,5^\circ$, baseado nas equações (4.6) e (4.7), o que sugere que estas relações empíricas refletem o comportamento da junta com bastante precisão. Na realidade, os erros individuais na estimação de ϕ_r para 15 tipos de juntas diferentes, em nenhum caso foram mais que $-1,0^\circ$ a $+0,8^\circ$ do valor correto. O erro na estimação do valor médio de ϕ_r para mais de 100 espécimes de junta foi só $0,1^\circ$.

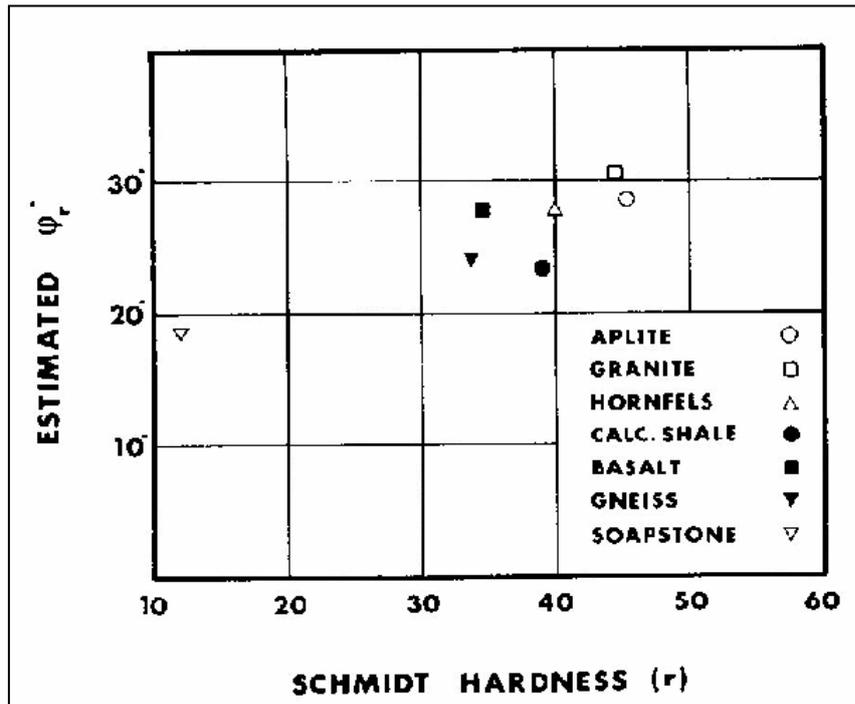


FIGURA 4.5: Valores Estimados de ϕ_r a partir da Equação (4.7) Usando os Dados da Figura 4.4 [Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

4.2.3 Determinação de JRC

Nas fases preliminares de um projeto de engenharia de mecânica das rochas é útil ser capaz de fazer uma estimativa rápida da resistência ao cisalhamento das juntas. Por exemplo, ϕ_r poderia ser estimado de modo conservador como sendo 20° , σ_c poderia ser estimado da experiência e JCS aproximado por $(1/4)\sigma_c$. A única estimativa restante requerida é o valor do coeficiente de rugosidade da junta, JRC.

As estimativas aproximadas de JRC (5, 10 e 20) dadas por Barton (1973) e reproduzidas na Figura 4.1 foram designadas como um guia preliminar para essa incapacidade de investigar o parâmetro JRC mais precisamente. Com esse propósito, Barton e Choubey (1977) mediram todos os perfis dos 136 espécimes de juntas testados no seu trabalho. Na maioria dos casos, três perfis de cada espécime foram medidos. Os valores de JRC retrocalculados foram agrupados nas seguintes faixas: 0 - 2, 2 - 4, etc., até 18 - 20. Então foi feita uma tentativa de selecionar os perfis mais típicos de cada grupo. As juntas particulares escolhidas para representar valores específicos de JRC são mostradas na Figura 4.6 e os perfis são reproduzidos na Figura 4.7. A Tabela 4.4 apresenta uma descrição das 10 superfícies.

TABELA 4.4: Descrição das Juntas de Rochas Mostradas na Figura 4.6
(Extraída de Barton e Choubey, 1977)

Número da Amostra	Tipo de Rocha	Descrição da Junta	JRC (retro-calculado)
1	Ardósia	Lisa, plana: juntas de clivagem, manchas cor de ferro	0,4
2	Aplito	Lisa, plana: juntas tectônicas, não-desgastadas	2,8
3	Gnaisse	Ondulada, plana: juntas xistosas, não-desgastadas	5,8
4	Granito	Rugosa, plana: juntas tectônicas, levemente desgastadas	6,7
5	Granito	Rugosa, plana: juntas tectônicas, levemente desgastadas	9,5
6	Hornfel	Rugosa, ondulada: juntas estratificadas, cobertura de calcita	10,8
7	Aplito	Rugosa, ondulada: juntas tectônicas, levemente desgastadas	12,8
8	Aplito	Rugosa, ondulada: juntas de elevação, parcialmente oxidadas	14,5
9	Hornfel	Rugosa, irregular: juntas estratificadas, cobertura de calcita	16,7
10	Pedra Sabão	Rugosa, irregular: fraturas por tração artificiais, superfícies recentes	18,7

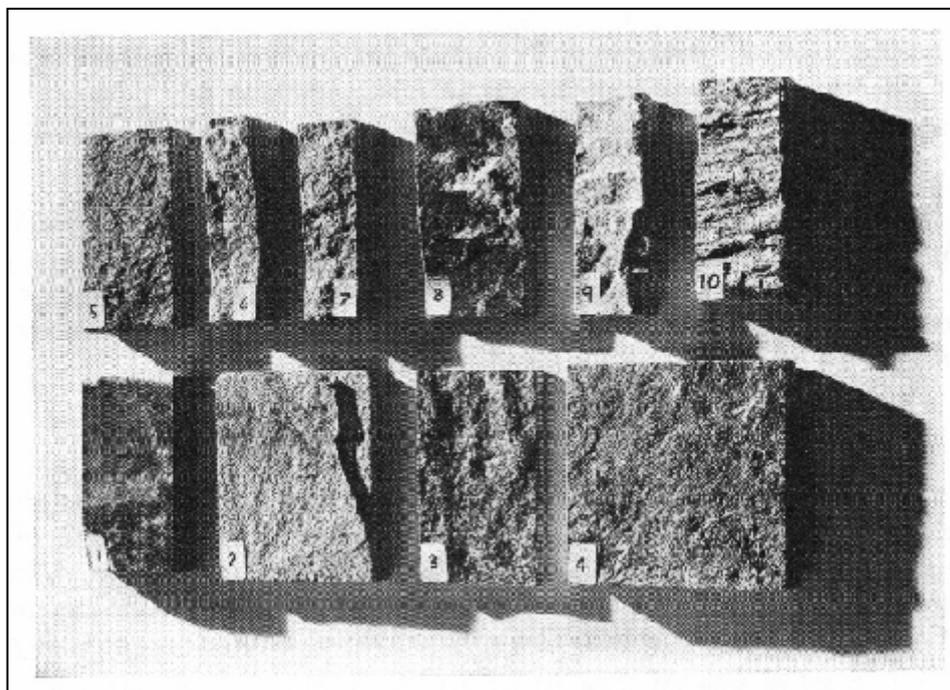


FIGURA 4.6: Exemplos de Rugosidades de Juntas Estudadas por Barton e Choubey (1977)
[Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

O teste de inclinação residual descrito anteriormente para medir o ângulo de atrito básico, ϕ_b , para superfícies de rochas não-desgastadas lisas é basicamente um teste das propriedades mineralógicas das rochas de interesse. Se o mesmo tipo de teste de inclinação é executado em uma junta rugosa como ilustrado na Figura 4.8, o ângulo α no qual o deslizamento acontece pode ser 40° ou 50° mais que ϕ_b (e até mais alto comparado com ϕ_r). Esta resistência ao cisalhamento adicional é devida ao efeito geométrico da rugosidade. O ângulo de dilatação máximo, d_0 , quando deslizamento acontece é expresso pela seguinte relação simples:

$$d_0 = \alpha - \phi_r \quad (4.8)$$

O ângulo de inclinação α é uma função da relação entre a tensão de cisalhamento, τ_0 , e a tensão normal, σ_{n0} , agindo na junta quando o deslizamento acontece sob estes níveis de tensão muito baixos:

$$\alpha = \arctan(\tau_0 / \sigma_{n0}) \quad (4.9)$$

A tensão normal efetiva, σ_{n0} , gerada pela força gravitacional que age na metade superior do bloco, é como segue para o caso de um bloco infinitamente longo:

$$\sigma_{n0} = \gamma h_e \cos \alpha \quad (4.10)$$

onde h_e (m) é a espessura da metade superior do bloco e γ (kN/m^3) é o peso específico da rocha.

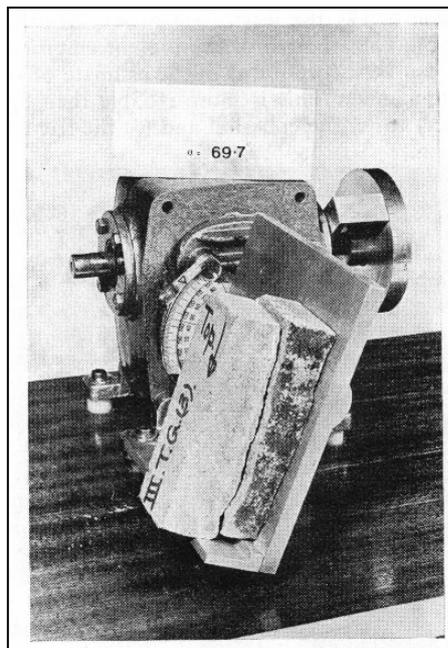


FIGURA 4.8: Teste de Inclinação para Determinar o JRC de uma Superfície
[Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

No exemplo ilustrado na Figura 4.8 ($\alpha = 69,7^\circ$), onde $h_e = 0,025\text{m}$ e $\gamma = 25\text{kN/m}^3$, o valor de σ_{n0} é teoricamente igual a $0,22\text{kN/m}^2$ ($0,0022\text{kg/cm}^2$) se a relação limitada de comprimento/espessura (aproximadamente 4) for ignorada. Esta é uma tensão extremamente baixa. No estudo de Barton e Choubey (1977), a maioria das amostras de junta tinha um comprimento de 98mm e uma espessura média da metade superior de cada par de blocos unidos de 23mm. A presente relação de comprimento/espessura de cerca de 4 é mais favorável de ser esperada no campo quando dois blocos unidos são inclinados durante uma versão em grande escala destes testes de laboratório. Por essa razão, usa-se a seguinte relação empírica:

$$\sigma_{n0} = \gamma h_e \cos^2 \alpha \quad (4.11)$$

Isto faz alguma compensação para a distribuição de tensão desigual, particularmente quando α é grande. Mais importante é o fato de que automaticamente limita a faixa de aplicação do teste de inclinação a superfícies suficientemente lisas para serem testadas sem destruição das rugosidades ao deslizar. Os limites de aplicação são ilustrados na Figura 4.9.

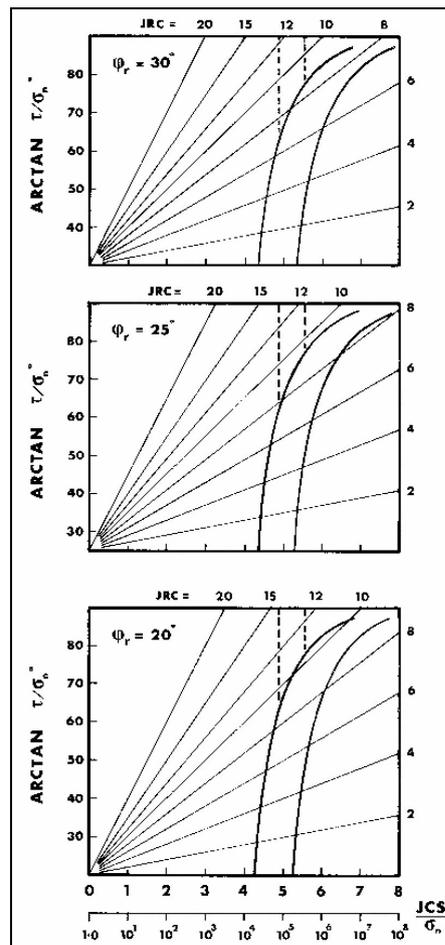


FIGURA 4.9: Faixa de Aplicação de Testes de Inclinação e Testes de Empurrar/Puxar para Determinar os Valores de JRC de Juntas
[Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

As 57 amostras com juntas suficientemente lisas para serem testadas com teste de inclinação, deram estimativas de JRC bastante precisas para o ângulo médio de resistência ao cisalhamento ($\arctan(\tau_p/\sigma_n)$) das mesmas amostras previstas com tolerância de $0,2^\circ$. Então o fator de correção empírico ($\cos \alpha$) usado na equação (4.11) é verificado ser realístico. O valor de JRC é estimado de testes de inclinação usando a equação (4.6), substituindo os valores de α e σ_{n0} . Assim:

$$\text{JRC} = \frac{\alpha - \phi_r}{\log_{10}\left(\frac{\text{JCS}}{\sigma_{n0}}\right)} \quad (4.12)$$

Observa-se que uma subestimativa do valor de ϕ_r resulta em um valor de JRC superestimado, e vice-versa. Esta compensação automática de erros é uma das razões para o método dar tais estimativas tão precisas do pico da $\arctan(\tau_p/\sigma_n)$. O teste de inclinação só é executado em juntas secas para evitar qualquer possível problema com pressões de água da junta ou capilaridade. Como antes, o valor de JCS apropriado é medido nas juntas secas, usando o Martelo de Schmidt. Três testes de inclinação são executados em cada junta e o valor médio é usado para estimar JRC. Devido ao nível muito baixo de tensão não há nenhum dano visível, assim o teste de inclinação pode ser repetido muitas vezes sem redução na resistência. Para o exemplo ilustrado na Figura 4.8, uma junta tectônica ondulada de aplito, o valor de JRC estimado das equações (4.11) e (4.12) foi:

$$\text{JRC} = \frac{69,7^\circ - 29^\circ}{\log_{10}(92/0,000075)} = \frac{40,7}{6,09} = 6,7$$

Então, esse valor de JRC e o valor de JCS para a junta saturada (77MN/m^2) podem ser usados para estimar o valor de pico da $\arctan(\tau_p/\sigma_n)$ da junta saturada para qualquer valor desejado de tensão normal efetiva, usando a equação (4.6).

O problema de abertura da junta e de destruição quando uma junta rugosa é abruptamente inclinada significa que o teste de inclinação não deveria ser tentado no caso de juntas muito rugosas. Na Figura 4.9, a relação empírica expressa na equação (4.6) é representada em forma gráfica, para três valores realísticos de ϕ_r . Os pares de envoltórias curvas representam a faixa aproximada de valores de JRC que podem ser testados usando o método de inclinação com confiança. A espessura do bloco toma faixas de 2cm (amostra de laboratório, curva da direita) a 20cm (bloco de campo, curva da esquerda), e é suposto que JCS é igual a 100MN/m^2 . As curvas foram avaliadas usando a equação (4.11), que incorpora um fator de correção $\cos\alpha$, como discutido anteriormente. No caso dos testes de laboratório

de Barton e Choubey (1977), o valor máximo de JRC que poderia ser obtido dos testes de inclinação em escala de laboratório era aproximadamente 8, já que o valor médio de ϕ_r para os 136 espécimes era $27,5^\circ$. Se testes de inclinação em escala de campo fossem executados em juntas fortemente desgastadas ($\phi_r = 20^\circ$, Figura 4.9) o valor limite de JRC seria pelo menos 10, especialmente se o valor de JCS fosse baixo devido aos efeitos de desgaste. Como a maioria dos problemas de estabilidade é causada pelas juntas mais lisas, as limitações anteriores do teste de inclinação raramente serão de importância.

Juntas mais rugosas podem ser testadas por meio de testes de “empurrar” ou “puxar”, com a junta em um plano horizontal (ou inclinado como conveniente) e o bloco do topo empurrado ou puxado paralelo ao plano da junta. A faixa aproximada de aplicação para este tipo de teste de laboratório é determinada pelas linhas pontilhadas na Figura 4.9. Um valor máximo de JRC de cerca de 12 poderia ser testado satisfatoriamente nos estudos de Barton e Choubey (1977). Em uma situação de campo, com blocos maiores e juntas mais desgastadas, a faixa de JCS/σ_n poderia ser até duas ordens de magnitude mais baixa, por meio disso permitindo juntas rugosas de $JRC = 20$ serem testadas deste modo. É então possível testar o espectro inteiro de rugosidade da junta usando uma combinação de testes de inclinação, empurrar ou puxar.

4.3 COMPARAÇÃO DE DADOS PREDITOS E MEDIDOS

Os resultados de testes de inclinação e testes de empurrar de Barton e Choubey (1977) são apresentados na Figura 4.10. Esta figura mostra os resultados de testes de laboratório de inclinação (Δ) e de empurrar (\square) e os correspondentes valores de pico da resistência ao cisalhamento medidos de testes de cisalhamento direto usando as mesmas juntas, sob níveis convencionais de tensão normal (aproximadamente $0,05$ a $1,50\text{MN/m}^2$). Os dados de teste de inclinação são relevantes para as 57 juntas que tinham valores de JRC menores que 8, de acordo com retro-análise dos testes de cisalhamento convencionais nas mesmas juntas. Os dados de teste de empurrar são relevantes para as 45 juntas que tinham valores de JRC na faixa de 8 a 12. O valor médio de $\phi_r = 27,5^\circ$ usado para graficar as linhas inclinadas pode dar só um quadro aproximado do valor real de JRC, já que ϕ_r na verdade variou de 23° a 31° para este conjunto de 102 juntas.

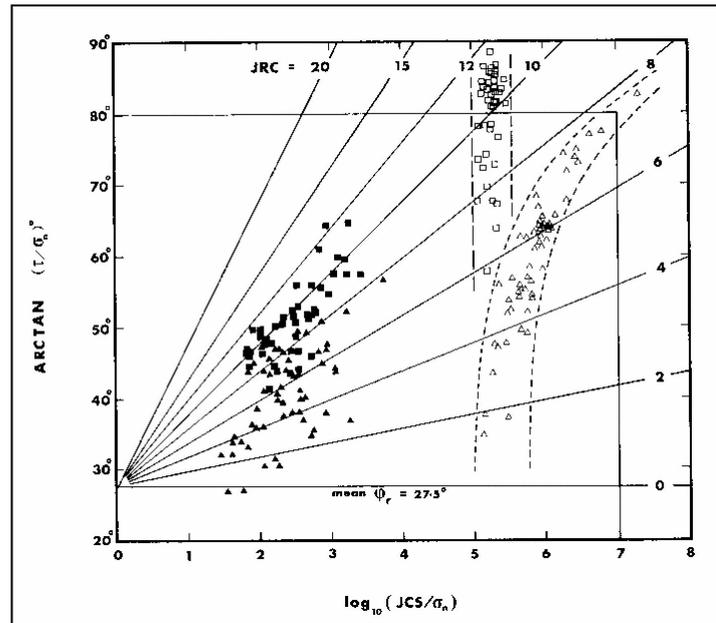


FIGURA 4.10: Resultados de Testes de Inclinação (Δ) e de Empurrar (\square) e os Correspondentes Valores de Pico da Resistência ao Cisalhamento [Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

Apesar da inevitável dispersão dos resultados, os valores médios preditos e medidos foram muito próximos. O valor médio de JRC predito através dos testes de inclinação nas 57 juntas mais lisas foi 5,4, enquanto a média obtida medida de retro-análise dos testes de cisalhamento convencionais foi 5,5. O valor médio de JRC predito dos testes de empurrar nas 45 juntas mais rugosas foi 9,9, enquanto a média medida foi 9,3. Se os 102 testes são combinados a média predita do valor de JRC é igual a 7,4, e o valor da média medida é 7,2. Pode-se concluir que JRC é essencialmente uma constante para uma determinada junta, já que não varia significativamente até mesmo em uma faixa de tensão de até cinco ordens de magnitude. Estudos de Barton (1976) indicaram que esta extrapolação também pode ser executada para juntas muito rugosas, e em uma faixa de tensão de até oito ordens de magnitude. Esta faixa de tensão pode ser visualizada como uma “sobrecarga” de rocha que varia de aproximadamente 0,5mm a 50km. As estimativas individuais de JRC obtidas de cada teste de inclinação ou de empurrar foram usadas para prever os valores individuais de pico da $\arctan(\tau_p/\sigma_n)$ prováveis de serem medidos no cisalhamento direto sob os níveis de tensão normal efetiva nominal aplicada. Uma comparação dos valores preditos com os medidos é mostrada na Figura 4.11. O valor médio da $\arctan(\tau_p/\sigma_n)$ predito dos 57 testes de inclinação foi $40,3^\circ$, e o medido médio foi $40,5^\circ$. No caso dos 45 testes de empurrar nas juntas mais rugosas, as médias preditas e medidas foram respectivamente $52,2^\circ$ e $50,9^\circ$. As médias globais para os 102 espécimes foram $45,6^\circ$ (predita) e $45,1^\circ$ (medida).

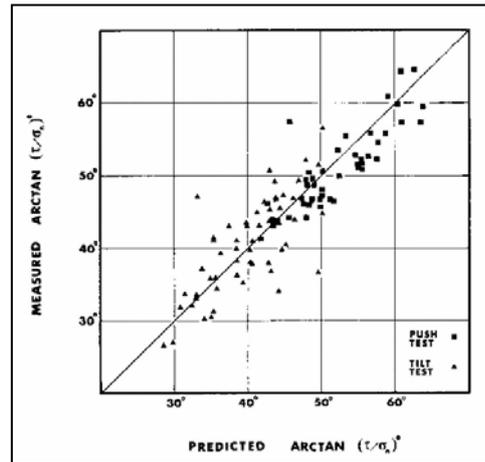


FIGURA 4.11: Pico da $\text{Arctan}(\tau_p/\sigma_n)$ Predito de Testes de Inclinação e de Empurrar Comparado com os Valores Medidos de Testes de Cisalhamento Convencionais [Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

Os valores médios notavelmente próximos podem deixar a falsa impressão que só um teste de inclinação ou de empurrar necessita ser executado para caracterizar a resistência ao cisalhamento de um plano de junta inteiro. Porém, conforme mostrado por Barton e Choubey (1977), a proximidade da concordância entre predição e medida é uma função do número de amostras disponível. A comparação dos dados preditos com os medidos é dividida em três categorias: juntas com $\text{JRC} \leq 8,0$ (faixa de teste de inclinação), juntas com $8,0 < \text{JRC} \leq 12,0$ (faixa de teste de empurrar), e resultados combinados ($\text{JRC} \leq 12,0$). As seguintes faixas de erros médios foram encontradas para 15 variedades de junta, considerando (+) para superestimativa e (-) para subestimativa:

1) $\text{JRC} \leq 8,0$ (faixa de teste de inclinação)

- (a) faixa de erros na média predita da $\text{arctan}(\tau_p/\sigma_n) = -3,0^\circ$ a $+3,5^\circ$.
(erro médio para 57 espécimes = $-0,2^\circ$)

2) $8,0 < \text{JRC} \leq 12,0$ (faixa de teste de empurrar)

- (a) faixa de erros na média predita da $\text{arctan}(\tau_p/\sigma_n) = -3,4^\circ$ a $+4,1^\circ$.
(erro médio para 45 espécimes = $+1,3^\circ$)

3) $\text{JRC} \leq 12,0$ (combinado)

- (a) faixa de erros na média predita da $\text{arctan}(\tau_p/\sigma_n) = -2,4^\circ$ a $+3,2^\circ$.
(erro médio para 102 espécimes = $+0,5^\circ$)
(b) faixa de erros na média predita de $\text{JRC} = -0,9$ a $+1,4$.
(erro médio para 102 espécimes = $+0,2$)
(c) faixa de erros na $\text{arctan}(\tau_p/\sigma_n)$ predita causada por erros na predição de $\text{JRC} = -2,2^\circ$ a $+3,2^\circ$.

(erro médio para 102 espécimes = +0,5°)

(d) faixa de erros na predição de ϕ_r acarretada pelos erros anteriores = -1,0° a +0,8°.

(erro médio para 102 espécimes = -0,1°)

Foi visto dos resultados combinados que os erros na predição da $\arctan(\tau_p/\sigma_n)$ para uma rocha qualquer ou tipo de junta chegaram a aproximadamente $\pm 3^\circ$. Porém, em dois casos havia só uma amostra testada com teste de inclinação ou de empurrar, da qual “calculou-se” a média. Caso se selecionasse só essas rochas ou tipos de junta nas quais havia mais de cinco amostras de testes de inclinação e/ou de empurrar, então a faixa de erros na $\arctan(\tau_p/\sigma_n)$ predita reduz-se a -1,1° a + 1,5° para uma junta qualquer ou tipo de rocha. No caso de granito e aplito, em que havia 34 e 22 espécimes respectivamente para testes de inclinação e/ou de empurrar, os erros de predição médios foram reduzidos respectivamente a +0,3° e -0,4°. Um mínimo de dez testes resultaria em um erro na predição de não mais que $\pm 1^\circ$.

4.4 FAIXA DE PICO DA RESISTÊNCIA AO CISALHAMENTO

Barton (1973) coletou os resultados de um grande número de testes de cisalhamento direto informados na literatura, para salientar o amplo espectro dos valores de pico da resistência ao cisalhamento exibido por juntas de rocha. Foram incluídos resultados de testes em situ e de laboratório. Encontrou-se que os valores de pico da $\arctan(\tau_p/\sigma_n)$ variaram de aproximadamente 28° a 82° para juntas vazias. A maior concentração dos resultados estava na faixa de 40° a 50°, pelo menos para níveis de tensão normal efetiva abaixo de aproximadamente 0,6MN/m². Posteriormente, Barton e Choubey (1977) realizaram um estudo experimental em 136 juntas e encontraram uma tendência semelhante à amostra maior de Barton (1973). Os resultados de todos os testes são mostrados na Figura 4.12. No estudo de Barton e Choubey (1977) encontrou-se que valores de pico da $\arctan(\tau_p/\sigma_n)$ variaram de 26,6° (junta de clivagem plana, lisa em ardósia) até 80,3° (junta estratificada ondulada, rugosa em hornfel nodular). Essa junta em ardósia tinha um valor de JRC de só 0,4, assim até mesmo se o valor de JCS tivesse sido mais alto que 50MN/m², o ângulo de atrito total dificilmente poderia ser muito maior que o valor de $\phi_r = 26,0^\circ$. No caso da junta mais rugosa em hornfel o valor de JRC era 17,9, e o valor de JCS era 62MN/m². Neste caso o componente de rugosidade ($JRC \times \log_{10}(JCS/\sigma_n)$) foi 55°, comparado com o ângulo de atrito residual $\phi_r = 25^\circ$. O ângulo de dilatação de pico medido (valor máximo medido no pico da resistência) foi igualmente muito alto: 51,4°. No caso da ardósia o ângulo de dilatação de pico foi 0° ou muito pequeno para ser detectado.

As três curvas marcadas 1, 2 e 3 na Figura 4.12 foram obtidas a partir da lei empírica de atrito apresentada na equação (4.6). A curva 1 tem um “corte” linear representando o valor de projeto sugerido máximo de 70° para o ângulo de atrito total (Figura 4.1). Isto é realmente um bom limite superior no caso das 136 amostras de juntas estudadas por Barton e Choubey (1977). O restante da curva 1 tem a seguinte equação:

$$(i) \quad \tau_p = \sigma_n \tan[16,9 \log_{10}(96/\sigma_n) + 29^\circ]$$

A curva 2 representa a média de todos os 136 espécimes. As três constantes empíricas JRC, JCS e ϕ_r tiveram os seguintes valores médios; 8,9, 92MN/m² e 27,5°.

$$(ii) \quad \tau_p = \sigma_n \tan[8,9 \log_{10}(92/\sigma_n) + 27,5^\circ]$$

A curva 3 representa o limite inferior e é avaliada da seguinte equação:

$$(iii) \quad \tau_p = \sigma_n \tan[0,5 \log_{10}(50/\sigma_n) + 26^\circ]$$

Para aqueles que ainda preferem interpretar a resistência ao cisalhamento de juntas de rocha em termos das “constantes” de Coulomb c_a e ϕ_a , a curva média (Nº. 2) poderia ser grosseiramente aproximada por $c_a = 0,04\text{MN/m}^2$ e $\phi_a = 45^\circ$, para a faixa de tensão normal de 0,05 a 1,0MN/m². Então, o valor $\phi_a = 45^\circ$ é uma aproximação realística para estimativas de primeira ordem do pico da resistência ao cisalhamento de juntas de rochas vazias. Pode-se concluir então, como regra aproximada, que um valor comum de pico do coeficiente de atrito para juntas de rocha é 1,0, mas a faixa pode ser de 0,5 a 5,0.

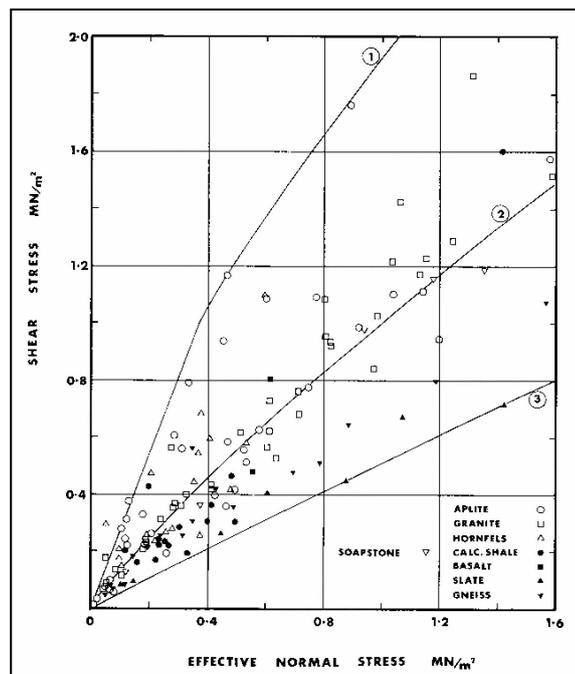


FIGURA 4.12: Faixa de Valores do Pico da Resistência ao Cisalhamento para 136 Juntas Representando 8 Tipos Diferentes de Rochas [Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

4.5 EFEITO DA DILATAÇÃO NA ESTABILIDADE DA MASSA DE ROCHA

Quando juntas de rochas são submetidas à tensão de cisalhamento sob carga normal, as rugosidades em qualquer lado da junta tenderão a deslizar em contato a alguns pontos ao longo de suas faces de inclinação contrárias, assim mudando as posições de contato “em repouso”. Na realidade, as paredes da junta unida oferecem relativamente pequena resistência ao cisalhamento antes desta deformação de cisalhamento inicial, já que a dilatação (deslocamento perpendicular à junta) está ausente. Porém, quando as faces de inclinação contrárias das rugosidades principais estabelecem contato as características de cisalhamento inerentes começam a aparecer; a resistência ao cisalhamento sobe e a dilatação contra a carga normal começa. O momento de pico da resistência está se aproximando. Tudo isso normalmente acontece antes do deslocamento de cisalhamento ter alcançado 1% do comprimento da junta que é testada. Em geral, uma parede de junta rugosa fraca (baixo JCS, JRC alto) sofrerá mais dano durante cisalhamento que uma superfície lisa forte, entretanto nenhuma das duas dilatará fortemente. Só as superfícies com JCS alto e JRC alto dilatarão fortemente no momento de resistência de pico. O grau para o qual uma junta de rocha dilata quando cisalhada é de extrema importância e é representado pelo ângulo de dilatação de pico.

O ângulo de dilatação de pico, d_n° , é o ângulo de dilatação máximo que acontece mais ou menos simultaneamente com o pico da resistência ao cisalhamento. No caso de um talude de rocha, o valor do ângulo de dilatação de pico determina de forma bastante simples se ou não se pode confiar em uma resistência ao cisalhamento maior que o ângulo de atrito residual ϕ_r . Se as juntas críticas são preenchidas com argila, ou planas, ou exibem sinais de cisalhamento anterior então claramente devem usar ϕ_r no projeto. É suposto que o ângulo de dilatação é zero para todos os propósitos práticos. Se por outro lado as juntas são não-planas, vazias e não pré-cisalhadas então o ângulo de dilatação de pico dará uma idéia aproximada de quanto maior a resistência ao cisalhamento disponível é que o valor de ϕ_r . De considerações geométricas simples o ângulo de atrito total parece ser pelo menos igual à soma de ϕ_r e d_n° :

$$\text{Isto é, } \arctan(\tau_p/\sigma_n) \geq \phi_r + d_n^\circ$$

Freqüentemente é provável que a resistência ao cisalhamento disponível seja mais alta que a soma de ϕ_r e d_n° já que a componente de resistência devida à qualquer achatamento das rugosidades foi ignorada.

Um dos problemas mais importantes na mecânica das rochas, que ainda tem que ser resolvido, é o modelamento da complicada relação entre deformação de cisalhamento, dilatação, tensão normal efetiva e rigidez da massa de rocha. O método mais esperançoso de resolver este problema parece ser por técnicas numéricas como elementos finitos e métodos de diferenças finitas. O sucesso futuro dessas técnicas fica na incorporação de dados de entrada realísticos. No momento, os dados de entrada parecem ser mais ou menos adivinhados ou extraídos da literatura, que está até hoje limitada. Pequena notificação é feita da dependência da tensão de quase todos os parâmetros de entrada (isto é, resistência ao cisalhamento, rigidez, ângulo de dilatação, etc.). O efeito de escala que ocorre nestes mesmos parâmetros é importantíssimo, mas ignorado.

Barton e Choubey (1977) tentaram melhorar a qualidade deficiente dos dados de entrada. Anteriormente os autores mostraram como as constantes empíricas JRC e JCS podem conduzir a um modelo preciso da resistência ao cisalhamento e agora a intenção é mostrar como estas mesmas constantes empíricas podem ser usadas para estimar o ângulo de dilatação para qualquer junta dada sob uma determinada faixa de tensão normal efetiva. O interesse está centrado no ângulo de dilatação de pico (d_n°) e no ângulo de dilatação inicial (d_i°). Estes dois ângulos estão definidos na inserção da Figura 4.13. Nesta figura esses dois ângulos de dilatação são graficados em função da componente de rugosidade. O ângulo de dilatação de pico, d_n° , é igual à diferença entre o ângulo de atrito total medido ($\arctan(\tau_p/\sigma_n)$) e o ângulo de atrito residual estimado, ϕ_r .

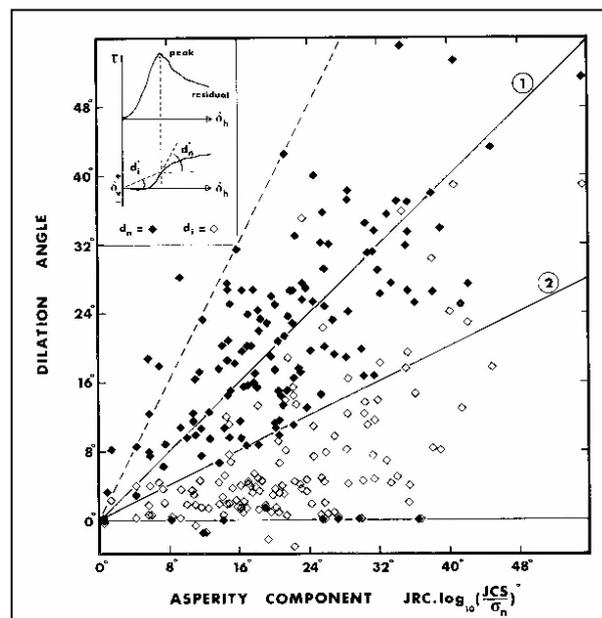


FIGURA 4.13: Distribuição dos Ângulos de Dilatação de Pico e Iniciais e suas Relações com a Componente de Rugosidade da Resistência ao Cisalhamento
[Reproduzida de Barton e Choubey, 1977]

Podem ser notadas várias características da distribuição de dados:

(i) Ângulos de dilatação de pico e iniciais foram ocasionalmente negativos ou zero. Em tais casos as juntas não começaram a dilatar significativamente até depois que resistência de pico foi alcançada, e na realidade pode ter contraído para começar. Sob níveis de tensão da mecânica das rochas convencional, tais casos são a exceção.

(ii) A maioria dos ângulos de dilatação de pico cai entre os seguintes limites:

$$0,5 \text{ JRC} \log_{10}(\text{JCS}/\sigma_n) < d_n^\circ < 2 \text{ JRC} \log_{10}(\text{JCS}/\sigma_n)$$

Com a exceção daqueles casos descritos no item (i) acima, a linha 2 na Figura 4.13 parece ser um limite inferior muito bom, isto é,

$$d_n^\circ = 1/2 \text{ JRC} \log_{10}(\text{JCS}/\sigma_n) \quad (4.13)$$

(iii) A curva do meio (linha 1) é uma aproximação próxima ao desempenho médio das 136 amostras de juntas testadas por Barton e Choubey (1977). O valor médio global de d_n° para as 136 amostras foi 20,0°, comparado a 21,1° para o componente de rugosidade. Em outras palavras, onde o dano da rugosidade é leve (devido a valores de JCS relativamente altos, ou baixos valores de σ_n , e/ou pequenos valores de JRC) a relação seguinte dá uma primeira aproximação do ângulo de dilatação de pico.

$$d_n^\circ = \text{JRC} \log_{10}(\text{JCS}/\sigma_n) \quad (4.14)$$

(iv) O valor médio do ângulo de dilatação inicial (d_i°) para os 136 espécimes foi 6,6°, aproximadamente um terço do ângulo de dilatação de pico (d_n°). Assim, como uma primeira aproximação:

$$d_i^\circ = 1/3 \text{ JRC} \log_{10}(\text{JCS}/\sigma_n) \quad (4.15)$$

Pode ser concluído da equação (4.14) que para juntas que sofrem relativamente pequeno dano durante cisalhamento, a equação seguinte pode ser usada como uma primeira aproximação ao pico de resistência:

$$\tau_p = \sigma_n \tan(d_n^\circ + \phi_r) \quad (4.16)$$

Barton (1971a) executou uma série de testes de cisalhamento direto em fraturas por tração de modelos rugosos a níveis de tensão normal que resultaram em consideravelmente maior dano de rugosidade que aqueles encontrados na série de testes de Barton e Choubey (1977). Na realidade JCS/σ_n variou de aproximadamente 4,1 a 125 (médio de 29 a 130 fraturas artificiais). Na série de testes de cisalhamento em juntas naturais de Barton e Choubey (1977), o valor médio de JCS/σ_n foi 440 (faixa de 15,5 a 5550). Os testes de

inclinação e de empurrar claramente deram valores muito mais altos, como pode ser visto na Figura 4.10.

É significativo que a equação (4.13) (o limite inferior) deu um ajuste extremamente bom aos dados do teste obtido desses 130 modelos de fraturas. Na realidade, o ângulo de dilatação de pico medido médio para as 130 fraturas foi $13,15^\circ$, enquanto o componente de rugosidade médio ($JRC \times \log_{10}(JCS/\sigma_n)$) foi $26,34^\circ$. Esta concordância próxima conduziu à seguinte relação para o pico da resistência ao cisalhamento de juntas onduladas rugosas (Barton, 1971a):

$$\tau_p = \sigma_n \tan(2 d_n^\circ + 30^\circ) \quad (4.17)$$

onde 30° representou o ângulo de atrito básico, ϕ_b , do material não-desgastado.

Notou-se que as equações (4.13) e (4.17) são relevantes para testes de cisalhamento nos quais a relação de JCS/σ_n é suficientemente baixa, permitindo que dano de rugosidade considerável aconteça, enquanto as equações (4.14) e (4.16) são importantes para testes de cisalhamento nos quais o valor de JCS/σ_n é alto, tal que pequeno dano acontece. No primeiro caso há um componente de falha de rugosidade alto e um baixo componente geométrico, e no segundo caso o contrário. É conveniente definir um coeficiente de dano da junta como segue:

$$M = \frac{JRC}{d_n^\circ} \log_{10}(JCS/\sigma_n) \quad (4.18)$$

Uma expressão geral para o pico da resistência ao cisalhamento será obtida se as equações (4.16) e (4.17) são generalizadas para todos os estados de dano para:

$$\tau_p = \sigma_n \tan(M d_n^\circ + \phi_r) \quad (4.19)$$

É de interesse examinar o valor de M para os oito tipos de rochas diferentes estudadas por Barton e Choubey (1977), e compará-los com o valor de $M = 2,00$ obtidos dos testes de alto dano nos 130 modelos de fratura por tração (Barton, 1971a). A Tabela 4.5 resume os valores médios para cada grupo de rochas. Na parte inferior da tabela, os resultados para as fraturas por tração artificiais rugosas em pedra sabão e no material modelo frágil fraco são determinados por comparação com as juntas naturais. Quatro amostras de xisto calcário exibiram dilatação zero. Estas não dilataram até depois que resistência de pico fosse alcançada. Só duas amostras de basalto estavam disponíveis. Estes resultados não foram incluídos na Tabela 4.5.

TABELA 4.5: Ângulos de Dilatação Médios e Coeficientes de Dano
(Extraída de Barton e Choubey, 1977)

Tipo de Rocha	Nº de Amostras	d_n°	$\log_{10}(JCS/\sigma_n)$	JRC	Comp. de Rugosidade	M
Aplito	36	25,5°	2,53	9,3	23,5°	0,92
Granito	38	20,9°	2,36	8,9	21,0°	1,00
Hornfel	17	26,5°	2,72	9,6	26,1°	0,99
Xisto Calcário	11	14,8°	2,50	8,2	20,5°	1,39
Ardósia	7	6,8°	1,83	2,9	5,3°	0,78
Gnaisse	17	17,3°	2,26	7,7	17,4°	1,01
Pedra Sabão	5	16,2°	1,56	16,6	24,8°	1,53
Modelo de Fraturas	130	13,2°	1,29	21,1	26,3°	2,00

Está claro do exame da Tabela 4.5 que a estimação do ângulo de dilatação de pico para uma determinada junta não é uma questão simples. O coeficiente de dano é geralmente mais alto quando JCS/σ_n é baixo, mas o valor do coeficiente de rugosidade da junta, JRC, complica este quadro já que juntas lisas, como as juntas em ardósia, sofrem muito pequeno dano, até mesmo quando o valor de JCS/σ_n é suficientemente baixo para sugerir dano considerável. Essa influência da rugosidade é bastante lógica, pois uma rugosidade íngreme com uma área de base pequena (JRC alto) será cisalhada mais prontamente que uma rugosidade suavemente inclinada com área da base grande (baixo JRC). Os resultados mostrados na Tabela 4.5 foram graficados para estabelecer a tendência principal de comportamento. Um gráfico do coeficiente de dano (M) versus $JRC/\log_{10}(JCS/\sigma_n)$ estabeleceu as seguintes relações aproximadas como as mais seguras para estimar M e d_n° .

$$M = \frac{JRC}{12 \log_{10}(JCS/\sigma_n)} + 0,70 \quad (4.20)$$

$$d_n^\circ = \frac{12JRC(\log_{10} JCS/\sigma_n)^2}{JRC + 8,4 \log_{10}(JCS/\sigma_n)} \quad (4.21)$$

Os valores preditos de d_n° e M obtidos destas equações são apresentados na Tabela 4.6. A concordância é boa, com exceção do xisto calcário. Esse consistiu em juntas totalmente planas, mas com picos íngremes ocasionais, resultando em valores de JRC muito mais altos que seriam esperados de superfícies relativamente planas. Porém, a dilatação medida foi inesperadamente baixa em relação a esses inesperadamente altos valores de JRC, devido à quantia de dano de rugosidade que acontece ($M = 1,39$).

TABELA 4.6: Comparação dos Ângulos de Dilatação e Coeficientes de Dano Preditos e Medidos (Extraída de Barton e Choubey, 1977)

Tipo de Rocha	Nº de Amostras	d_n° Medido	d_n° Predito	M Medido	M Predito
Aplito	36	25,5°	23,4°	0,92	1,01
Granito	38	20,9°	20,7°	1,00	1,01
Hornfel	17	26,5°	26,3°	0,99	0,99
Xisto Calcário	11	14,8°	21,1°	1,39	0,97
Ardósia	7	6,8°	6,4°	0,78	0,83
Gnaisse	17	17,3°	17,7°	1,01	0,98
Pedra Sabão	5	16,2°	16,7°	1,53	1,55
Modelo de Fraturas	130	13,2°	13,2°	2,00	2,06

Enquanto é fácil de entender que o coeficiente de dano M é maior que 1,0 quando JCS/σ_n é baixo e/ou quando JRC for alto, é bastante inesperado encontrar que M pode ser aparentemente menor que 1,0. Por exemplo, o valor médio para os sete espécimes de juntas de clivagem em ardósia era 0,78. A possibilidade que isso seja devido a erros experimentais deve ser considerada, particularmente devido ao baixo valor médio do ângulo de dilatação de pico (6,8°) medido nessas superfícies lisas. Se o valor mínimo de M é na realidade exatamente 1,0 como se esperaria de cisalhamento “dano zero”, a discrepância de 0,22 na verdade representa só 1,5° de erro médio.

4.6 DESLOCAMENTO E RIGIDEZ DE PICO DE CISALHAMENTO

O deslocamento de pico do cisalhamento, d_{hp} , requerido para alcançar o pico da resistência ao cisalhamento determina a rigidez de juntas em cisalhamento. A rigidez de pico do cisalhamento, K_s , é definida como o pico da resistência ao cisalhamento, τ_p , dividida pelo deslocamento de pico do cisalhamento, d_{hp} . Como já foi desenvolvido por Barton e Choubey (1977) um método seguro de estimar τ_p para qualquer dado valor de JCS , JRC , ϕ_r e σ_n , falta apenas estimar d_{hp} para uma estimativa de K_s ser obtida.

Pode ser visto na Tabela 4.7 que o valor médio de d_{hp} varia de aproximadamente 0,6 a 1,2mm para as juntas dos oito tipos de rochas estudadas por Barton e Choubey (1977). Juntas mais lisas como a ardósia, ou juntas em rocha desgastada que não se une muito firmemente como o granito, requerem maiores deslocamentos de cisalhamento para alcançar a resistência de pico. A média global para os 136 espécimes foi 0,93mm, o que representa aproximadamente 0,95% do comprimento médio da junta, L , o qual era 9,8cm.

TABELA 4.7: Variação do Valor Médio de d_{hp} para as Oito Rochas Estudadas
(Extraída de Barton e Choubey, 1977)

Tipo de Rocha	Nº Amostras	d_{hp} (mm)	JRC
Aplito	36	0,89	9,3
Granito	38	1,14	8,9
Hornfel	17	0,78	9,6
Xisto Calcário	11	0,59	8,2
Basalto	2	0,69	8,5
Ardósia	7	1,21	2,9
Gnaisse	17	0,86	7,7
Pedra Sabão	5	0,83	16,6

Barton (1971a) estudou os efeitos de deslocamento da junta e indicou que modelos de fratura por tração representando protótipo de comprimentos da junta de 225cm até 2925cm requereu aproximadamente 1% de deslocamento (isto é, $d_{hp}/L \approx 0,01$) para alcançar o pico da resistência ao longo desta faixa de comprimentos da junta simulados. Os resultados de Barton e Choubey (1977) em juntas de rochas de 10cm ajustam bastante bem estas observações.

Devido a esta regra aproximada de deslocamento de 1%, a rigidez de pico do cisalhamento, $K_s = \tau_p/d_{hp}$, é fortemente dependente da escala. Barton (1972) realizou uma revisão de testes de cisalhamento de laboratório e em situ e indicou que a rigidez de cisalhamento realmente era inversamente proporcional ao comprimento da junta. Porém, parece claro que d_{hp} reduzirá eventualmente a menos de 1% de L quando o comprimento da junta aumenta a vários metros. Para a maioria dos propósitos práticos, a estimativa da rigidez de pico do cisalhamento apresentada na equação (4.22) é adequada como uma base para calcular a faixa apropriada de dados de entrada para uma determinada análise numérica.

$$K_s = \frac{100}{L} \sigma_n \tan[JRC \log_{10}(JCS/\sigma_n) + \phi_r] \quad (4.22)$$

onde K_s é a rigidez de pico do cisalhamento (MN/m²/m) e L é o comprimento da junta (m).

Porém, se o efeito de escala realmente desaparece quando um certo comprimento crítico da junta, L_c , é excedido, então o valor de L usado na equação (4.22) não deveria exceder L_c .

4.7 EFEITO DE ESCALA

A escolha de um tamanho de junta apropriado para teste durante uma investigação de resistência ao cisalhamento geralmente está baseada em considerações econômicas e técnicas. O alto custo de testes de cisalhamento convencional de grande escala frequentemente conduz

à alternativa relativamente mais barata de teste de laboratório de amostras de juntas pequenas. Porém, amostras pequenas normalmente representam só uma fração das juntas naturais reais e tais testes freqüentemente produzem dados não representativos. Schneider (1978) observa a relutância de engenheiros práticos em aplicar valores de atrito determinados em amostras de tamanho de laboratório, uma situação que freqüentemente conduz a reduções mais ou menos arbitrárias de ângulos de atrito (pico ou residual) de 1,3 a 1,2 de seus valores medidos.

A influência potencial do tamanho da junta testada nas medidas de resistência ao cisalhamento tem sido apontada há muitos anos por vários investigadores, tais como Deere *et al.* (1967), Salas (1968), Jaeger (1971), Wareham e Sherwood (1974), Bandis *et al.* (1981), Lanaro (2000), Fardin *et al.* (2001), entre outros. Porém, poucos estudos sistemáticos do efeito de escala foram realizados, e dados existentes de testes de pequenas e grandes escalas são extremamente limitados e freqüentemente inconclusos. Uma razão é que grandes testes de cisalhamento *in situ* estão geralmente reservados para as situações mais críticas. Comparações de dados de juntas vazias apresentam um quadro confuso porque alguns testes não indicam nenhum efeito de escala (Krsmanovic e Popovic, 1966), considerando que em outros casos o efeito de escala ou é “positivo” (Pratt *et al.*, 1974) ou é “negativo” (Locher e Rieder, 1970). Efeitos de escala “negativos” são freqüentemente o resultado de rugosidade dissimilar nas juntas. Por exemplo, no caso dos testes de Locher e de Rieder (1970) as amostras de laboratório foram descritas como lisas, considerando que as juntas testadas *in situ* tinham superfícies onduladas com amplitudes de ± 2 cm. Isto poderia explicar porque o ângulo de atrito de pico *in situ* foi 5° mais alto que o medido no laboratório. Brown *et al.* (1977) também encontraram que o pico da resistência ao cisalhamento de planos de clivagem partidos artificialmente em ardósia aumenta quando as áreas de amostragem aumentam de 60 a 1000cm². Esses autores notaram que a divisão dos blocos de ardósia produziu um “escalonamento” das superfícies de um plano de clivagem a outro. Como seria esperado, este efeito se tornou mais marcante quando o tamanho da amostra aumentou e produziu superfícies mais “rugosas” com resistência mais alta.

De acordo com Bandis *et al.* (1981), tamanhos diferentes de amostras de junta com rugosidade semelhante mostraram efeitos de escala “positivos” em uma série de testes de cisalhamento de campo de Pratt *et al.* (1974). Uma faixa de tamanhos da junta em um diorito de quartzo desgastado mostrou uma redução de 40% no pico da resistência ao cisalhamento quando as áreas amostrais aumentaram de 140 a 5000cm². A família de curvas de tensão de cisalhamento, τ , versus deslocamento, d_h , na Figura 4.14 resume esses resultados experimentais. Barton e Choubey (1977) mediram ângulos de inclinação de 59° durante testes

de deslizamento com peso próprio em uma junta de granito de 45cm. Quando a mesma amostra foi subdividida em dezoito blocos de 10cm de comprimento, um ângulo médio de 69° foi obtido de uma combinação de testes de inclinação e de empurrar.

Os efeitos de escala na resistência ao cisalhamento foram explicados de modos diferentes. Pratt *et al.* (1974) pensaram que a redução no pico da resistência ao cisalhamento fosse devida à diminuição da área de contato real com aumento do tamanho da junta. Eles presumiram que "... provavelmente não haveria nenhum efeito de escala se a área de contato de juntas pequenas e grandes fosse a mesma" e que tal poderia ser o caso para juntas não-desgastadas, perfeitamente unidas sob tensão normal alta. Barton (1976) interpretou os mesmos resultados com base em um efeito de escala na resistência à compressão da junta (JCS) operando nas amostras de tamanhos diferentes. Em uma publicação subsequente Barton e Choubey (1977) sugeriram que o coeficiente de rugosidade da junta (JRC) apresenta outra fonte potencial de efeito de escala na resistência ao cisalhamento. Retro-análises de seus testes de inclinação mostraram que o valor de JRC da junta de 45cm aumentou de 5,5 a 8,7 depois que a junta foi dividida em blocos menores.

Esta revisão mostra que, até hoje, os efeitos de escala ainda não são bem compreendidos. Qualquer melhoria significativa no entendimento requereria respostas às seguintes perguntas:

- (i) Os efeitos de escala no comportamento ao cisalhamento são características intrínsecas de juntas de rocha?
- (ii) Qual é o mecanismo de cisalhamento a escalas diferentes, e quais são os fatores que controlam a magnitude de qualquer efeito de escala?
- (iii) Até que ponto o comportamento da junta individual é relevante ao comportamento de massas de rochas?

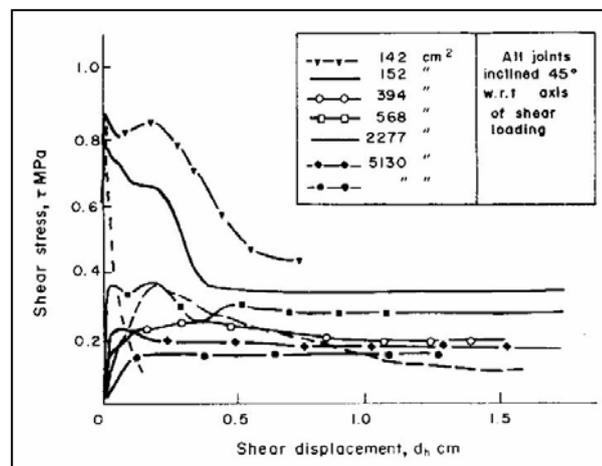


FIGURA 4.14: Efeitos de Escala na Resistência ao Cisalhamento de Juntas de Diorito de Quartzo [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

4.7.1 Procedimento Experimental

A fim de tentar responder as três questões anteriores, Bandis *et al.* (1981) realizaram experimentos que consistiram em testes de cisalhamento direto de vários tamanhos de réplicas de superfícies de juntas. Uma borracha quente que modela com alta resolução (Vinamold 9525) foi usada para tomar impressões precisas da rugosidade de uma variedade de superfícies de juntas naturais em vários tipos de rochas. Os comprimentos das juntas usados estavam entre 36 e 40cm, e o molde foi preparado de ambos os lados da junta. Um material frágil multi-componente foi usado para preparar várias réplicas de modelos de espécimes idênticos de cada par do molde. Mais detalhes sobre as propriedades do material usado para fazer as réplicas pode ser encontrado em Bandis *et al.* (1981).

Testes de cisalhamento direto foram realizados tanto no modelo de tamanho real quanto em outras réplicas depois que elas tinham sido subdivididas em conjuntos de amostras menores, cada conjunto representando um tamanho médio do bloco diferente, 5-6, 10-12, ou 18-20cm de comprimento. Todos os tamanhos de amostra foram testados na mesma direção relativa de cisalhamento e sob precisamente o mesmo nível de tensão normal, σ_n .

Os princípios básicos de similitude do protótipo modelo requerem que:

$$\psi_T = \lambda_g \rho_p / \rho_m \quad (4.23)$$

onde ψ_T é o fator de escala da tensão, λ_g é o fator de escala geométrico, ρ_p é a massa específica do protótipo de rocha e ρ_m é a massa específica do material modelo. Bandis *et al.* (1981) usaram em seus testes um fator de escala geométrico, λ_g , de 30, a massa específica do material modelo, ρ_m , foi de 1,85g/cm³ e supondo uma massa específica de protótipo de rocha, ρ_p , de 2,5g/cm³, o fator de escala de tensão, ψ_T , encontrado por Bandis *et al.* (1981) foi 40.

4.7.2 Características Gerais das Juntas

Antes de iniciar o programa de teste principal, Bandis *et al.* (1981) realizaram uma investigação preliminar para comparar o comportamento ao cisalhamento das juntas modelo com aquelas esperadas de juntas de rochas reais. Várias réplicas idênticas foram feitas com um molde de borracha de quatro amostras de juntas naturais (9 x 5cm) com rugosidade de superfície distintamente diferente, como visto na Figura 4.15. A resistência à compressão uniaxial, σ_c , do material modelo era 2,0MPa (= 80MPa no protótipo de rocha). Réplicas idênticas de cada tipo da junta foram cisalhadas sob σ_n variando de 10⁻³ a 0,10MPa (0,04 a

4,0MPa na escala de protótipo) e os resultados são resumidos nas Figuras 4.15, 4.16, 4.17 e 4.18.

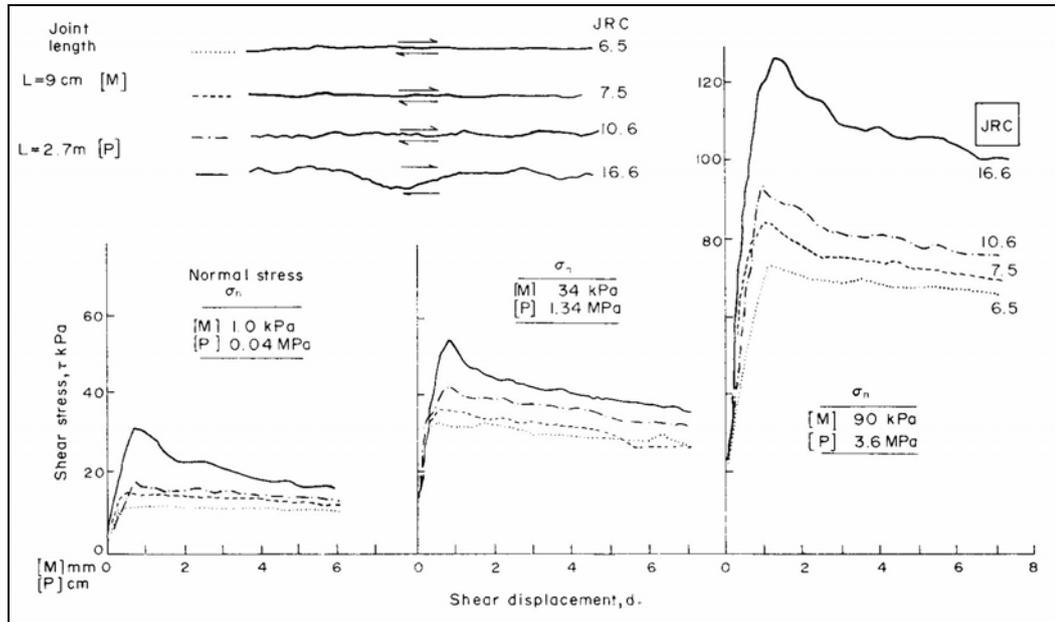


FIGURA 4.15: Tensão de Cisalhamento versus Deslocamento de Cisalhamento para Juntas Modelo com Diferentes Rugosidades da Superfície [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

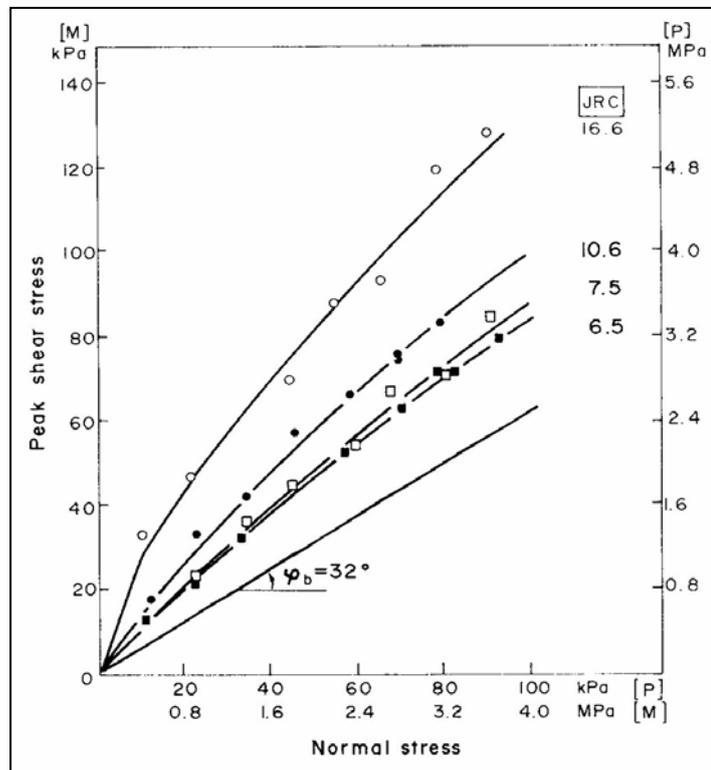


FIGURA 4.16: Envoltórias do Pico da Resistência para Quatro Conjuntos de Juntas Modelo [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

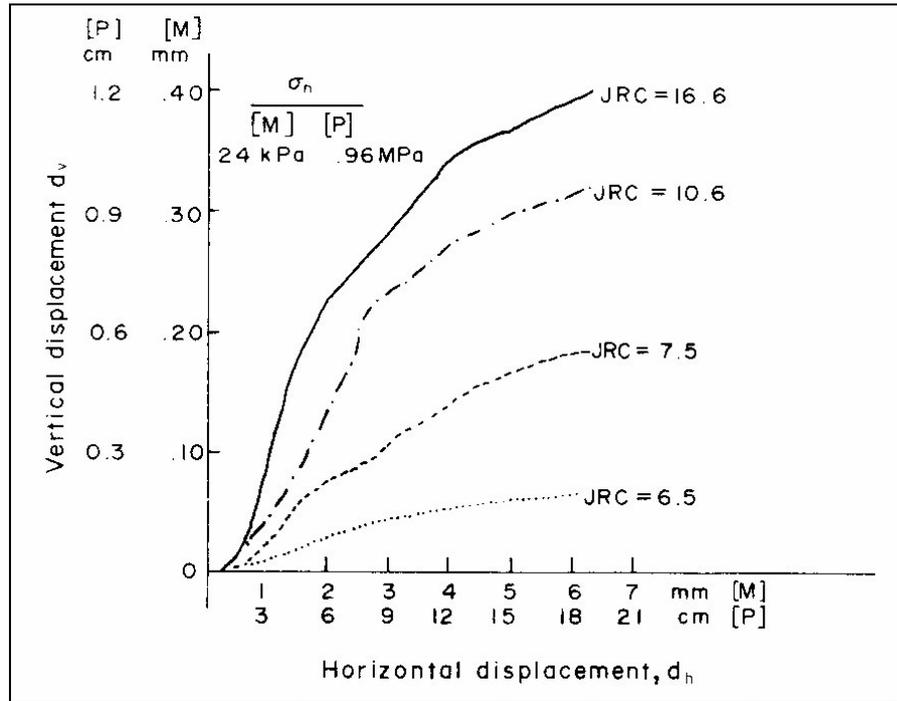


FIGURA 4.17: Juntas Modelo Mostrando Efeito da Rugosidade da Superfície (JRC) na Dilatação [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

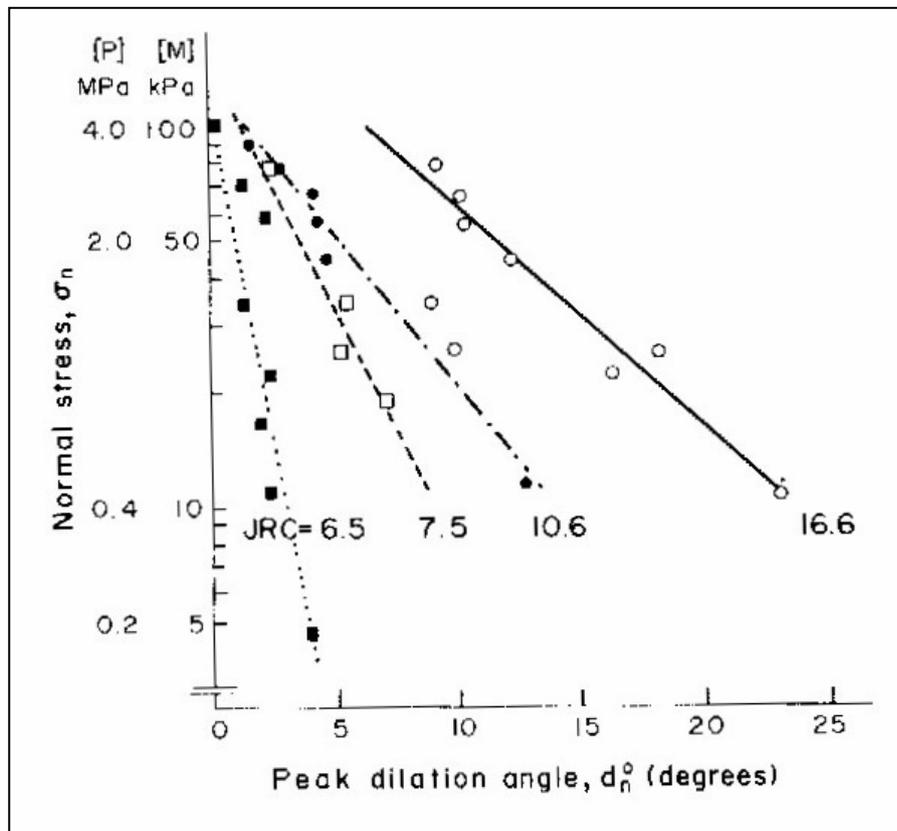


FIGURA 4.18: Efeito da Tensão Normal no Ângulo de Dilatação de Pico [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

Exemplos típicos de relações da tensão de cisalhamento, τ , versus o deslocamento, d_h , sob níveis diferentes de tensão normal, σ_n , são mostrados na Figura 4.15. Os diagramas ilustram os efeitos antecipados da rugosidade no pico da resistência ao cisalhamento e na rigidez em todos os níveis de tensão normal. Os valores do coeficiente de rugosidade da junta (JRC) atribuídos a cada tipo de junta na Figura 4.15 foram retro-calculados da equação empírica de Barton e Choubey (1977) para resistência ao cisalhamento de pico, τ_p , equação (4.6):

$$\tau_p = \sigma_n \tan \left[\text{JRC} \log_{10} \left(\frac{\text{JCS}}{\sigma_n} \right) + \phi_r \right]$$

onde σ_n é a tensão normal, JRC é o coeficiente de rugosidade da junta, JCS é a resistência à compressão da junta (considerada igual a σ_c neste caso) e ϕ_r é o ângulo de atrito residual (considerada igual a ϕ_b neste caso).

A equação (4.6) dá um bom ajuste aos dados experimentais de todos os quatro tipos de juntas modelo. A Figura 4.16 mostra que o pico da resistência ao cisalhamento das juntas modelo muda na maneira esperada para juntas de rocha reais sobre uma ampla faixa de tensão normal. Também é interessante notar as mudanças realísticas nas características de dilatação com mudanças de JRC, mostradas na Figura 4.17, e as variações no ângulo de dilatação de pico, d_n° , com aumento de σ_n e JRC, mostradas na Figura 4.18.

Barton e Choubey (1977) mostraram que JRC pode ser considerado como uma constante independente do nível de tensão normal, σ_n , dentro da faixa de interesse da engenharia. Isto também foi confirmado pelos resultados de testes de juntas modelo de Bandis *et al.* (1981). Porém, indicações são que os valores de JRC podem mudar com o aumento do comprimento da junta. O outro parâmetro de entrada significativa na equação (4.6) é a resistência à compressão da junta (JCS). Os efeitos de JCS no pico da resistência ao cisalhamento, τ_p , são ilustrados na Figura 4.1 para três valores diferentes de JRC. Se JCS também for dependente da escala, então as envoltórias na Figura 4.1 implicam que o efeito de escala em τ_p seria máximo para juntas com JRC alto e mínimo para juntas com baixo JRC.

Um total de onze amostras de juntas naturais foi selecionado para a investigação do efeito de escala. As superfícies variaram de onduladas e rugosas a quase lisas e planas. As amostras de juntas foram coletadas de exposições naturais de arenito granulado grosso, siltito, rocha calcária e um arenito granulado fino ligeiramente metamorfoseado. O estudo inicial das características de cisalhamento fundamentais das juntas modelo revela comportamento realístico de um ponto de vista qualitativo. Porém, é necessário considerar a relação

quantitativa entre as juntas modelo e as juntas de rocha, baseado nas leis de simulação de protótipos de modelos. Os vários tamanhos de amostras modelo representam comprimentos da junta em escala real de 1,5-1,8m, 3,0-3,6m, 5,4-6,0m ou 10,8-12,0m (réplica de tamanho real).

4.7.3 Resultados Experimentais

Os experimentos de Bandis *et al.* (1981) mostraram que aumentando o tamanho do bloco ou comprimento da junta revelaram-se efeitos de escala notáveis nas características de resistência ao cisalhamento e de deformação. Como uma introdução à magnitude do efeito de escala no pico da resistência ao cisalhamento, um resumo global dos resultados é apresentado na Tabela 4.8, na qual os onze tipos de juntas modelo foram divididos em quatro grupos de acordo com as suas rugosidades. Os valores \pm correspondem a um desvio padrão e os números entre parênteses fornecem o número total de espécimes de todos os tipos de juntas em cada grupo. Os ângulos de atrito totais de pico ($\phi_p = \text{pico arctan}(\tau_p/\sigma_n)$) são descritos pelos valores de média e de desvio padrão. Uma comparação mostra que os valores médios de ϕ_p diminuem aproximadamente 8° a 20° quando o comprimento de blocos individuais aumenta de 5 ou 6cm a 36 ou 40cm (1,5-1,8m para 10,8-12m na escala de protótipo).

TABELA 4.8: Valores Médios do Pico da $\text{Arctan}(\tau_p/\sigma_n)$
(Extraída de Bandis *et al.*, 1981)

Comprimento da Junta, L		Descrição da Rugosidade da Junta			
Modelo (cm) [M]	Protótipo (m) [P]	Fortemente ondulada, rugosa	Fortemente ondulada, moderadamente rugosa	Moderadamente ondulada, muito rugosa	Moderadamente ondulada a quase plana, moderadamente rugosa a quase lisa
Modelos Números		1, 2, 3	4, 5	6, 7, 8	9, 10, 11
5, 6	1,5, 1,8	$64,5^\circ \pm 6,8^\circ$ (54)	$58,4^\circ \pm 8,3^\circ$ (36)	$64,3^\circ \pm 6,3^\circ$ (74)	$49,8^\circ \pm 6,4^\circ$ (54)
10, 12	3,0, 3,6	$59,4^\circ \pm 7,9^\circ$ (18)	$58,7^\circ \pm 5,6^\circ$ (12)	$60,7^\circ \pm 6,3^\circ$ (33)	$46,1^\circ \pm 6,1^\circ$ (18)
18, 20	5,4, 6,0	$56,2^\circ \pm 3,8^\circ$ (12)	$53,4^\circ \pm 3,2^\circ$ (8)	$52,1^\circ \pm 5,9^\circ$ (12)	$43,0^\circ \pm 5,0^\circ$ (12)
36, 40	10,8, 12,0	$51,9^\circ \pm 4,1^\circ$ (3)	$48,1^\circ$ (2)	$45,5^\circ \pm 1,6^\circ$ (3)	$41,5^\circ \pm 2,6^\circ$ (3)

Outra ilustração deste efeito de escala é mostrada na Figura 4.19, na qual a tensão de cisalhamento de pico média, $\bar{\tau}_p$, de todas as réplicas da junta foi graficada em função da área média da junta. É interessante notar o efeito de escala não-linear em $\bar{\tau}_p$, o qual evidentemente tende a um valor assintótico com o aumento da área média da junta. Tendências não-lineares semelhantes também são observadas em gráficos de $\bar{\tau}_p$ versus o comprimento da junta, mas o “chão” é menos pronunciado para as juntas mais longas. O declínio aparente do efeito de escala com a redução da rugosidade da superfície também deveria ser cuidadosamente observado.

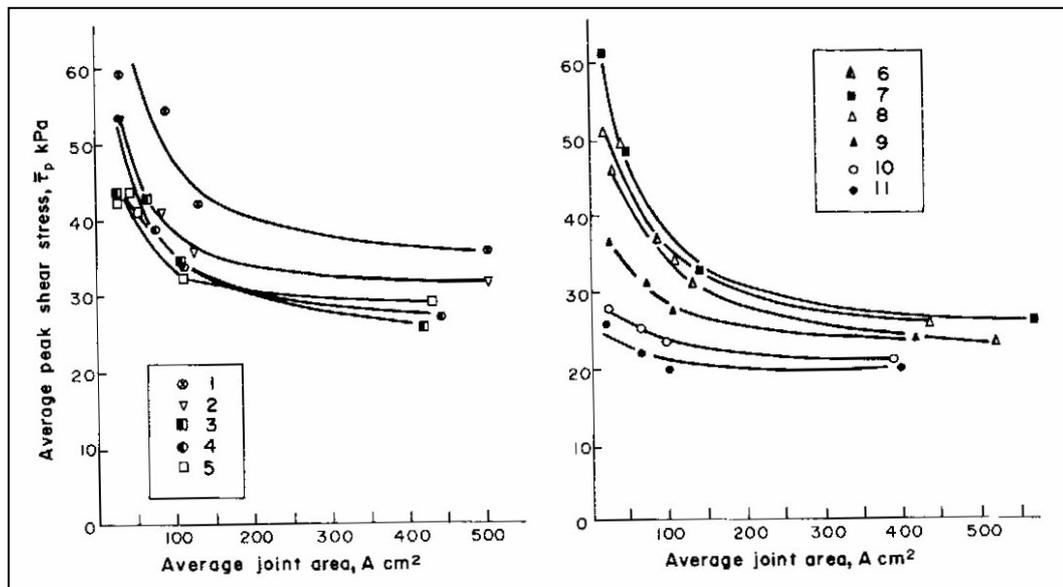


FIGURA 4.19: Variação do Pico Médio da Tensão de Cisalhamento com a Área da Junta [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

As relações tensão de cisalhamento, τ , em função do deslocamento, d_n , ilustradas nas Figuras 4.20, 4.21 e 4.22 são exemplos típicos do efeito de escala global no comportamento ao cisalhamento da junta. É mostrado que o aumento do tamanho do bloco ou do comprimento das juntas conduz a:

- (i) um aumento gradual no deslocamento de pico do cisalhamento, d_{hp} ;
- (ii) uma transição aparente de um modo de falha de cisalhamento frágil para o plástico;
- (iii) uma diminuição do ângulo de dilatação de pico d_n° (Figuras 4.20(b), 4.21(b) e 4.22(b));
- (iv) efeitos de escala insignificantes no caso de tipos de juntas relativamente planas e lisas (Figura 4.22).

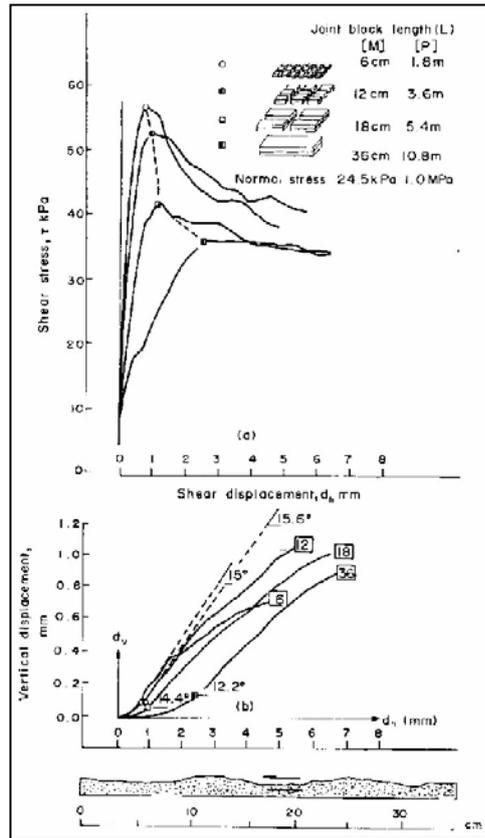


FIGURA 4.20: Curvas do Modelo 1 (a) Tensão de Cisalhamento e (b) Dilatação [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

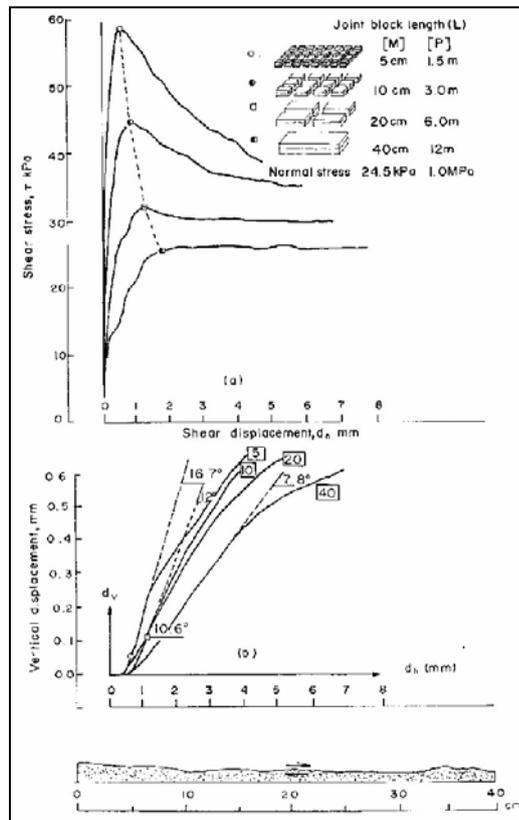


FIGURA 4.21: Curvas do Modelo 7 (a) Tensão de Cisalhamento e (b) Dilatação [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

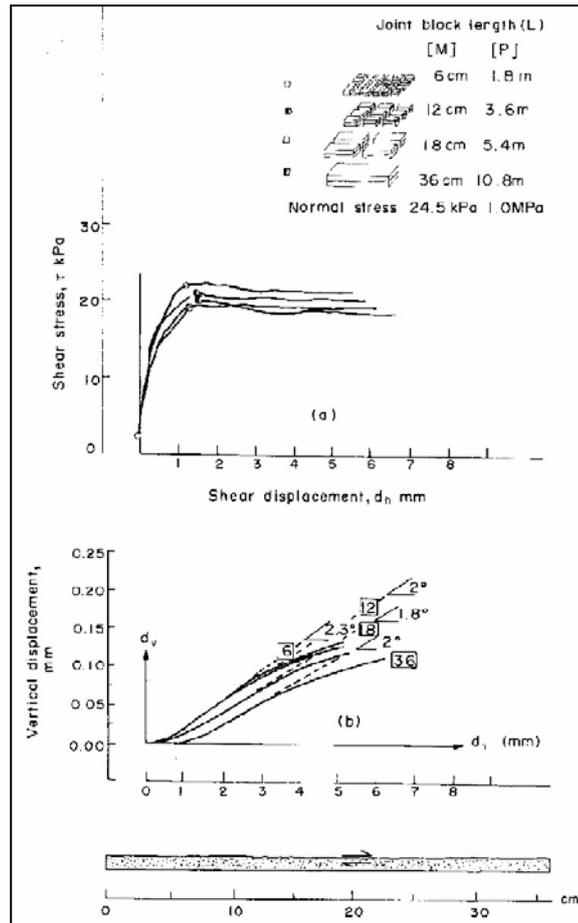


FIGURA 4.22: Curvas do Modelo 11 (a) Tensão de Cisalhamento e (b) Dilatação [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

4.7.4 Efeito de Escala no Deslocamento de Pico do Cisalhamento

O efeito de escala no deslocamento de pico do cisalhamento, d_{hp} , é ilustrado na Figura 4.23, na qual os valores médios d_{hp} de cada modelo subdividido são graficados em função do comprimento da junta, L , respectivo. As três famílias de curvas indicam que o tipo de rugosidade da superfície tem uma influência decisiva na variação de d_{hp} com o aumento do tamanho do bloco. O deslocamento de pico do cisalhamento é efetivamente uma medida da distância que uma junta tem que percorrer até o contato efetivo ser estabelecido entre as rugosidades que controlam seu pico de resistência. O efeito de escala do deslocamento implica claramente que sob o mesmo nível de tensão normal o comportamento de pico de comprimentos da junta diferentes é controlado por irregularidades de tamanhos diferentes ou comprimento base. Evidência indireta desse efeito é determinada pela mudança no comportamento de frágil para plástico com o aumento da escala. É semelhantemente razoável esperar que a resistência última seja aproximada depois de deslocamentos maiores que o tamanho ou comprimento base dessas rugosidades que controlam o comportamento de pico.

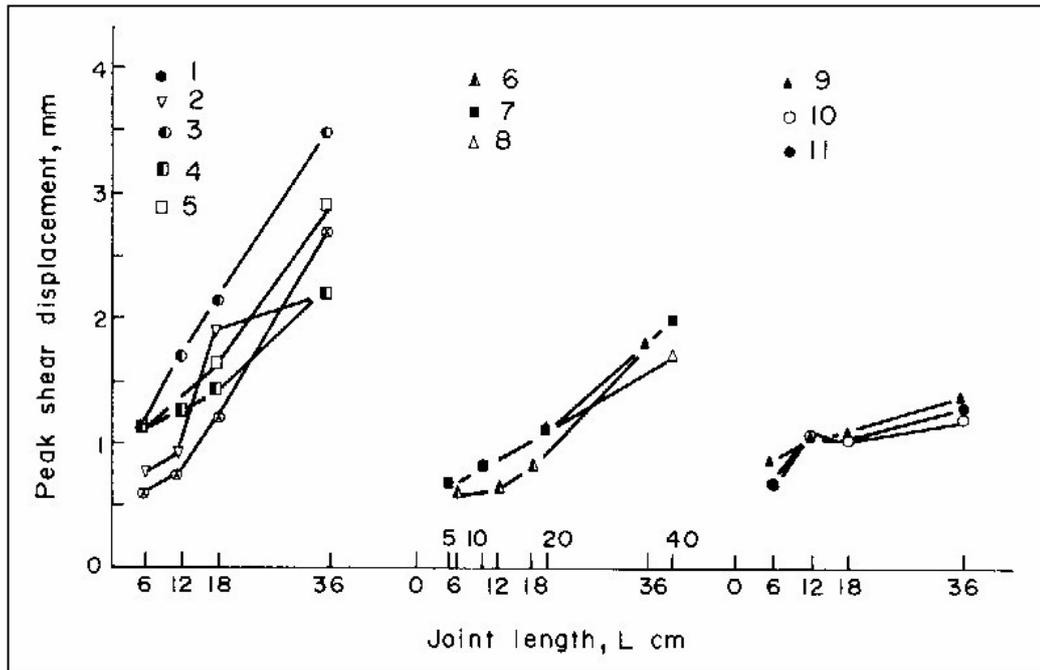


FIGURA 4.23: Variação do Deslocamento de Pico do Cisalhamento com o Aumento do Comprimento da Junta
[Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

4.7.5 Efeito de Escala na Dilatação de Pico

Curvas de dilatação médias para os diferentes tamanhos de réplicas da junta podem ser vistas nas Figuras 4.20(b), 4.21(b) e 4.22(b). Os ângulos de dilatação de pico, d_n° , são calculados da parte da curva de dilatação que corresponde a deslocamento de pico do cisalhamento. A variação dos valores médios de d_n° com o comprimento da junta é ilustrada na Figura 4.24.

O ângulo de dilatação de pico representa a inclinação dos contatos entre as rugosidades “críticas” no momento de pico da resistência (relativo ao plano médio da junta). Análises de perfis da junta mostraram que quanto mais longo o comprimento da base considerado, menos íngremes as rugosidades, conforme Patton (1966a), Rengers (1970) e Barton (1971a). Considerando o efeito de escala no deslocamento de pico do cisalhamento, d_{hp} e na dilatação de pico, d_n° , fica claro que quando o comprimento dos blocos da junta aumenta, o pico da resistência não é alcançado até que contatos efetivos se desenvolvam entre rugosidades de comprimento de base mais longo e correspondentemente inclinações mais planas. Isto é confirmado de observações de testes posteriores das superfícies cisalhadas.

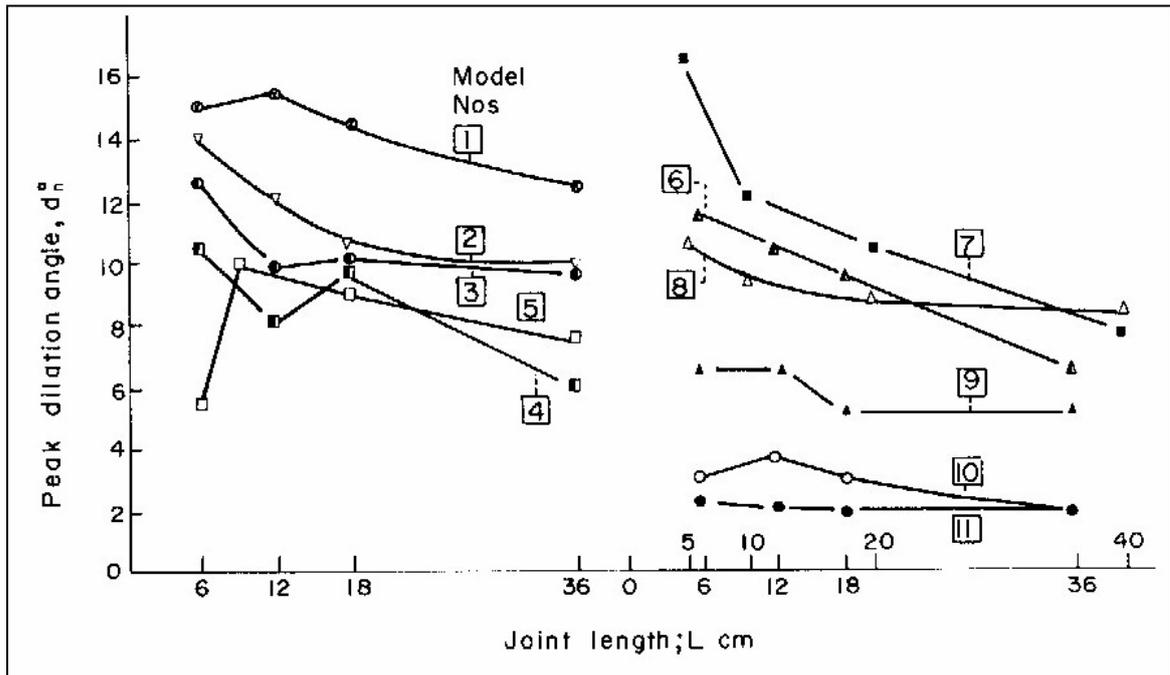


FIGURA 4.24: Variação do Ângulo de Dilatação de Pico com o Aumento do Comprimento da Junta [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

4.7.6 Efeito de Escala em JRC

A mobilização de rugosidades de comprimento de base diferentes significa que o valor do coeficiente de rugosidade da junta (JRC) para uma junta particular ou conjunto de juntas dependerá da escala. Uma junta com rugosidades íngremes pequenas que controlam o comportamento de pico teria um valor de JRC mais alto que um perfil mais longo da mesma junta cujo comportamento tenha sido dominado por características de superfície maiores e menos abruptamente inclinadas.

As relações entre valores médios de JRC (retro-calculados da equação (4.6)) e o comprimento da junta, L , são ilustradas na Figura 4.25. É mostrado que os valores de JRC reduziram de um máximo de 1,3 (para juntas planas) e de um máximo de 11,2 (para juntas rugosas). Como será discutido posteriormente, indicações são de que a resistência à compressão da junta (JCS) também é dependente da escala. O efeito de escala em JRC visto na Figura 4.25 pode, portanto, ser exagerado, já que um valor constante de JCS de 2,0MPa (igual a resistência à compressão σ_c do material modelo) foi suposto nos cálculos até este ponto.

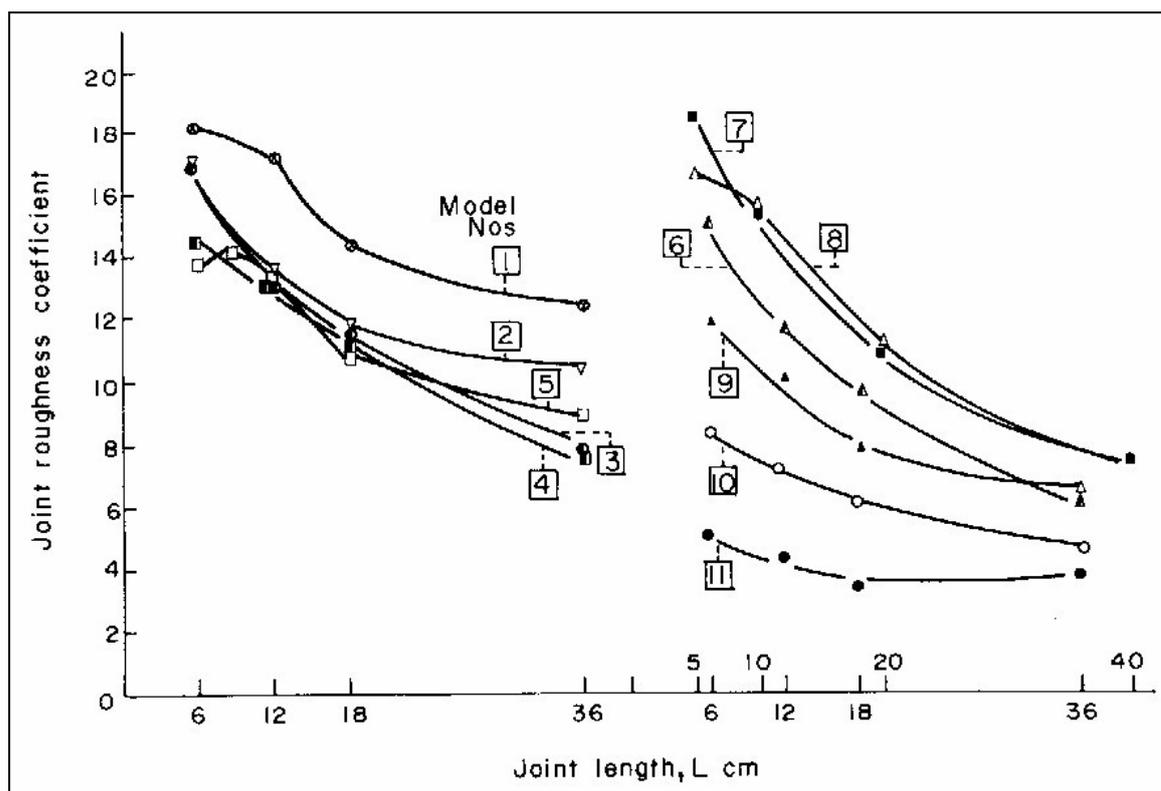


FIGURA 4.25: Variação Aparente de JRC com o Aumento do Comprimento da Junta [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

4.7.7 Efeito de Escala no Componente de Falha da Rugosidade

A redução no ângulo de dilatação de pico, d_n° , com o aumento do tamanho da junta (Figura 4.24) conta para parte do efeito de escala no ângulo de atrito de pico, ϕ_p . Sob uma determinada σ_n , dano completo ou parcial das rugosidades contribui com cisalhamento ou componente de falha, S_A° , para a resistência de atrito de pico ϕ_p , que é representada por:

$$\phi_p^\circ = \text{pico arctan}(\tau/\sigma_n) = \phi_b^\circ + d_n^\circ + S_A^\circ \quad (4.24)$$

como indicado na Figura 4.26. Como d_n° foi o único parâmetro dependente da escala, se esperaria que o componente de falha da rugosidade de pico, S_A° , permanecesse inalterado com o aumento do comprimento da junta desde que ϕ_b seja constante. Porém, os valores médios de S_A° estimados de:

$$S_A^\circ = \phi_p^\circ - (\phi_b^\circ + d_n^\circ)$$

revelam um efeito de escala forte como mostrado na Tabela 4.9.

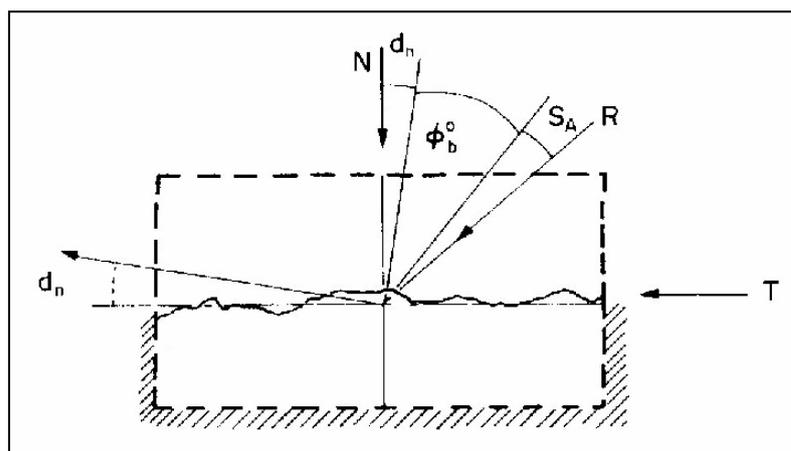


FIGURA 4.26: Componentes Angulares da Resistência ao Cisalhamento para uma Junta Ondulada [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

TABELA 4.9: Variação do Componente de Falha da Rugosidade Médio com Aumento do Comprimento da Junta (Extraída de Bandis *et al.*, 1981)

Comprimento da Junta		Modelos Números										
Modelo [M] (cm)	Protótipo [P] (m)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
5 - 6	1,5 - 1,8	19,6°	18,1°	19,9°	17,3°	21,1°	17,3°	18,7°	19,5°	16,3°	13,1°	7,5°
10 - 12	3,0 - 3,6	17,4°	14,2°	15,4°	16,8°	17,1°	12,2°	17,2°	17,9°	12,7°	9,6°	6,6°
18 - 20	5,4 - 6,0	13,2°	12,4°	12,2°	12,1°	12,1°	8,7°	10,4°	12,1°	10,7°	8,3°	4,9°
36 - 40	10,8 - 12,0	11,7°	10,1°	5,3°	8,4°	10,3°	5,1°	6,2°	6,0°	7,3°	6,6°	5,3°

4.7.8 Efeito de Escala no Tamanho e na Distribuição das Áreas de Contato

As réplicas das juntas menores (5-6cm de comprimento) foram cisalhadas um total de 5-6mm ($d_h/L \approx 10\%$) enquanto as juntas correspondentes de tamanho real (36-40cm de comprimento) foram cisalhadas 6-8mm ($d_h/L \approx 1,8\%$). As quantias relativas diferentes de cisalhamento de pós-pico fazem comparação quantitativa de áreas de contato de pós-teste de valor questionável. Porém, comparação visual das áreas de contato de pós-teste revela as seguintes características básicas:

- (i) um número maior de áreas de contato pequenas nas amostras pequenas;
- (ii) um tamanho maior de áreas de contato individuais nas amostras grandes;
- (iii) ambos estes efeitos de escala estão reduzidos para o caso de juntas planas.

Notando que o desgaste de pós-pico das rugosidades deve ser menor para o caso das amostras maiores; entretanto, são estas amostras grandes que mobilizam as rugosidades maiores. Esta é uma característica fundamental de junta de cisalhamento, e explica vários aspectos do efeito de escala.

No caso da junta ondulada rugosa, o componente de falha de rugosidade média, S_A° , é estimado para as amostras de 6cm como aproximadamente 8° mais alto que o valor de S_A° das juntas de 36cm de comprimento. No caso da junta plana, o valor médio de S_A° cai para 2,6° quando o tamanho do bloco aumenta de 6 para 18cm, e a diferença no tamanho dos contatos individuais em ambos os tamanhos de amostra é muito pequena. Então, o aumento de tamanho das áreas individuais de contato faz parte de um mecanismo que causa reduções significantes no componente de falha de rugosidade em escala maior.

Barton (1976) e Barton e Choubey (1977) discutiram a possibilidade de um efeito de escala na resistência à compressão da junta (JCS). É conhecido de numerosos testes que a resistência intrínseca de materiais de rocha é inversamente proporcional ao tamanho do espécime (Broch e Franklin, 1972 e Lama e Gonano, 1976). Por conseguinte, é razoável supor que as irregularidades grandes mobilizadas durante cisalhamento de amostras grandes resistirão a tensões mais baixas que as rugosidades pequenas mobilizadas durante cisalhamento de amostras pequenas. A revisão de Lama e Gonano (1976) sobre os efeitos de escala na resistência à compressão uniaxial indica que a maioria da redução de resistência acontece na faixa de tamanho de 1,0-10⁴cm³. Estes autores sugerem que este efeito de escala de JCS desaparecerá com o aumento do comprimento das amostras da junta. Efeitos de escala na resistência à compressão uniaxial, σ_c , também foram relatados por, por exemplo, Einstein *et al.* (1970). O efeito de escala em JCS (= σ_c) explica o componente de falha de rugosidade reduzido de juntas mais longas. Ainda falta determinar por quanto pode ser esperado que JCS reduza com o aumento do tamanho da junta.

Fatores de redução para JCS são obtidos das relações de S_A° que correspondem às amostras de 5-6cm de comprimento e aquelas obtidas das juntas mais longas. Um quadro completo da magnitude do efeito de escala em JCS é apresentado na Figura 4.27. A dispersão nos valores de JCS das amostras de juntas longas é significativa e acontece devido ao tamanho diferente de contatos individuais que geralmente diminui com o aumento da planaridade da junta. O uso do JCS reduzido pela escala na equação (4.6) dá valores de JRC mais altos que aqueles na Figura 4.25 na qual um JCS constante é suposto. As relações na Figura 4.28 fornecem um quadro mais realístico da magnitude do efeito de escala em JRC.

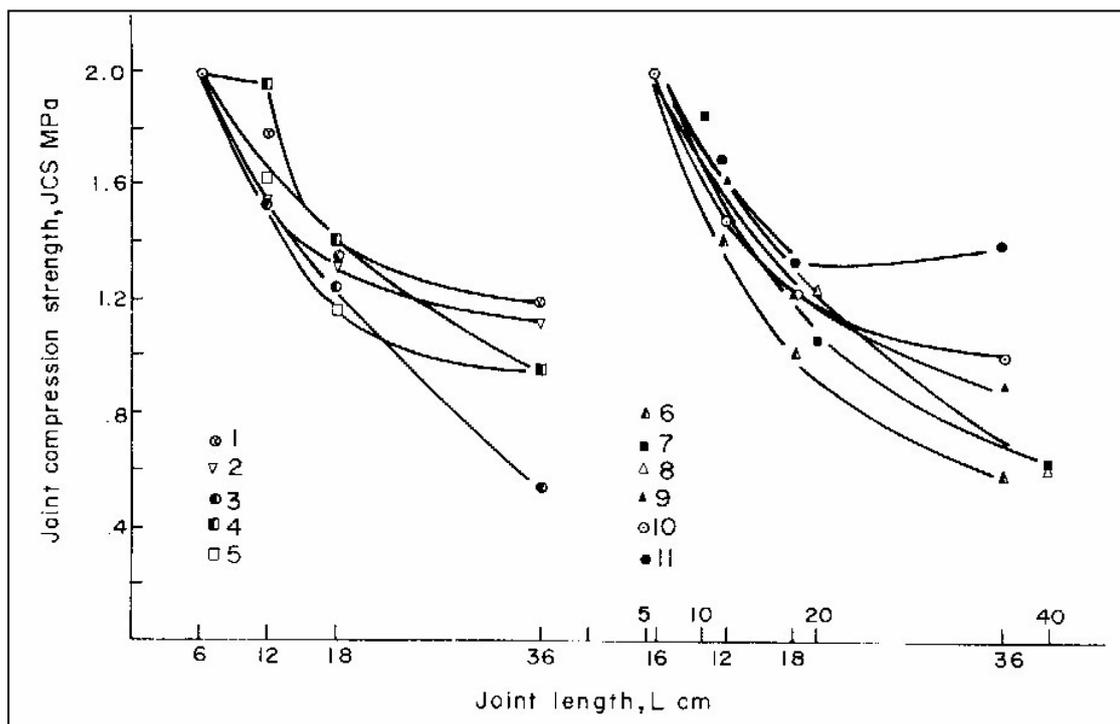


FIGURA 4.27: Efeito de Escala na Resistência à Compressão da Parede da Junta (JCS)
[Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

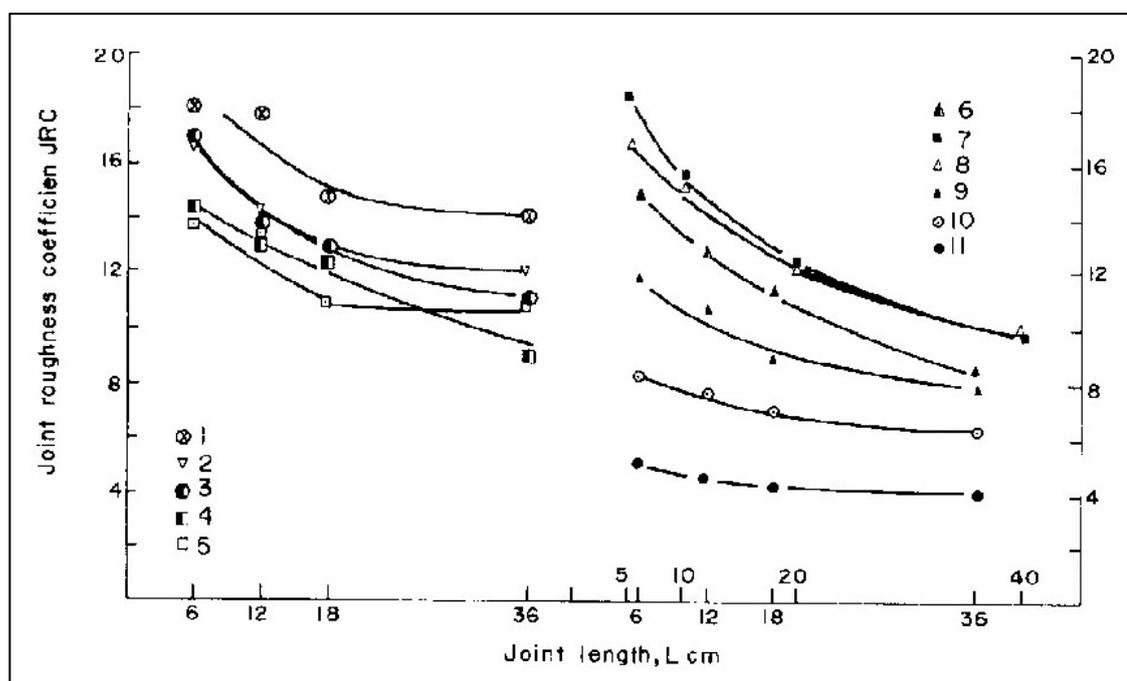


FIGURA 4.28: Efeito de Escala no Coeficiente de Rugosidade da Junta (JRC)
[Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

Dos resultados experimentais de Bandis *et al.* (1981), é importante notar que apesar da grande redução no JRC de juntas não-planas e as pequenas reduções no JRC de juntas planas não há, entretanto, convergência completa a uma faixa estreita de valores de JRC em grande escala. Aparentemente as juntas retêm o seu caráter individual em todas as escalas, embora elas sejam mais semelhantes quando as dimensões aumentam. A variedade de rugosidade de superfície dos testes de Bandis *et al.* (1981) representa uma faixa de JRC entre 5-18,5 nas amostras de 5-6cm (= 1,5-1,8m na escala de protótipo), reduzindo para 4-14 nas amostras de 36-40cm (= 10,8-12,0m de comprimento nos protótipos de juntas). Isto significa que superfícies rugosas representam um componente fundamental de resistência ao cisalhamento em qualquer escala. A Figura 4.29 resume os efeitos de escala presentes em forma adimensional. Predição da magnitude aproximada dos efeitos de escala é possível desde que JRC_0 (de amostras de tamanho de laboratório) seja conhecido.

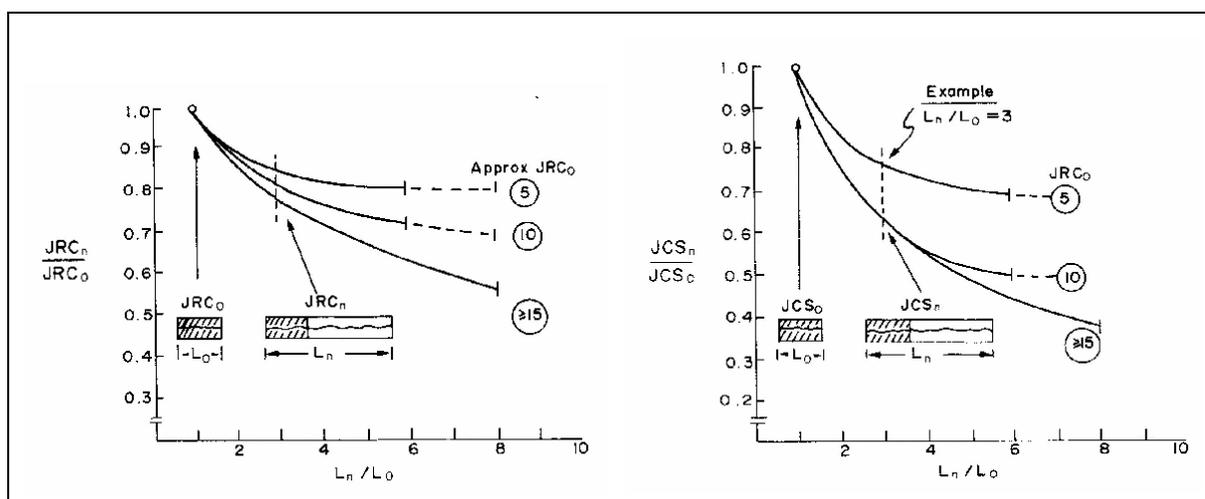


FIGURA 4.29: Efeitos de Escala Experimentais em Forma Adimensional
[Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

4.7.9 Efeito de Escala em Diferentes Níveis de Tensão Normal

Bandis *et al.* (1981) realizaram uma série de testes em um conjunto completo de tamanhos de amostra da junta rugosa, ondulada número 2 sob tensões normais, σ_n , até 61,25kPa, = 2,45MPa na escala de protótipo. Um resumo dos resultados é apresentado na Figura 4.30. É mostrado que o efeito de escala em ϕ_p diminui com o aumento da tensão normal. Isto é porque tanto o ângulo de dilatação de pico, d_n° , quanto o componente de rugosidade, S_A° , de amostras pequenas diminuem por uma quantia relativamente maior que no caso da junta de tamanho real. Isto pode ser explicado pelos efeitos relativos de tensão normal

em áreas de contato. Quando a tensão normal aumenta, as áreas de contato nas amostras de 6cm aumentam e o JCS efetivo diminui, por isso a redução em S_A° . Um aumento análogo das áreas de contato nas juntas de 36cm sob a mesma σ_n não causa mudança significativa no valor de JCS, o qual já chegou no seu limite de efeito de escala como mostrado pela relação assintótica na Figura 4.29, e por isso os valores virtualmente idênticos de S_A° . Pela mesma razão o ângulo de dilatação de pico, d_n° , mostra uma redução relativamente menor sob mais alta σ_n quando o comprimento da junta aumenta.

A concordância entre as envoltórias de pico da resistência ao cisalhamento teóricas e os dados experimentais é mostrada na Figura 4.31. Como pode ser visto, JRC e JCS foram corretamente reduzidos pela escala com o aumento do tamanho da amostra. Um resumo dos efeitos de escala anteriores é mostrado na Figura 4.32. As quatro colunas indicam esquematicamente como os componentes S_A° e d_n° reduzem com o aumento da escala. O componente de falha de rugosidade reduz relativamente mais que o componente de dilatação (geométrico).

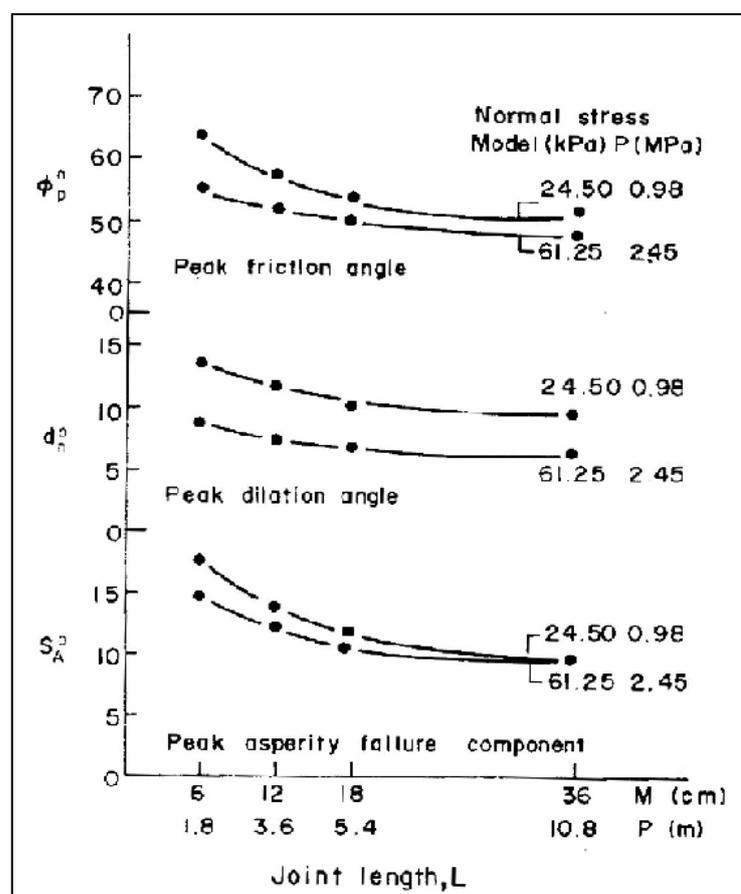


FIGURA 4.30: Vários Efeitos de Escala em Diferentes Níveis de Tensão Normal [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

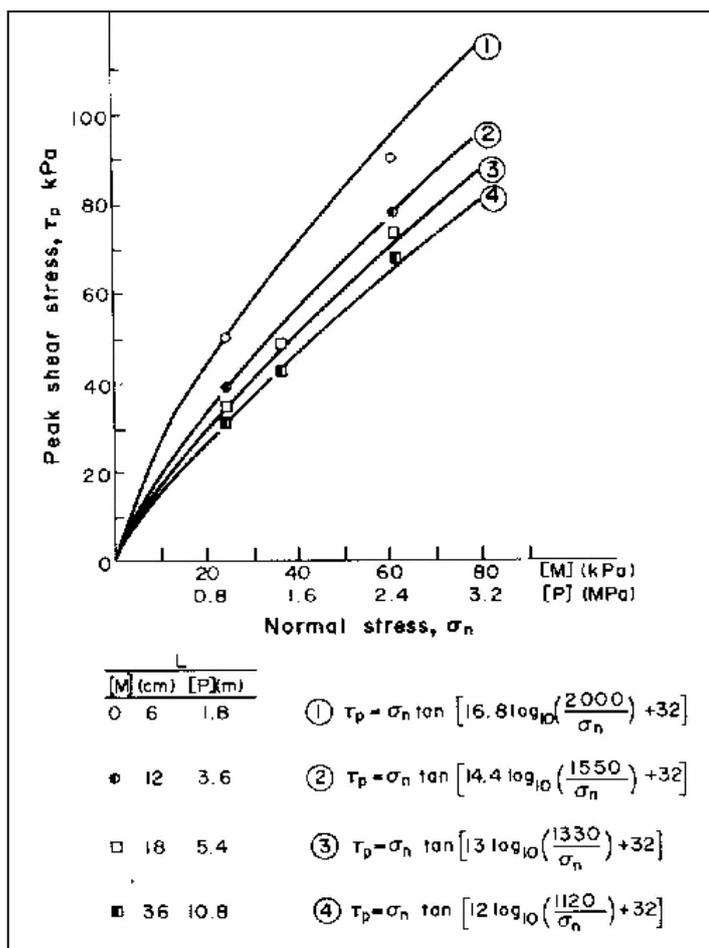


FIGURA 4.31: Envoltórias Teóricas Ajustadas aos Dados Experimentais [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

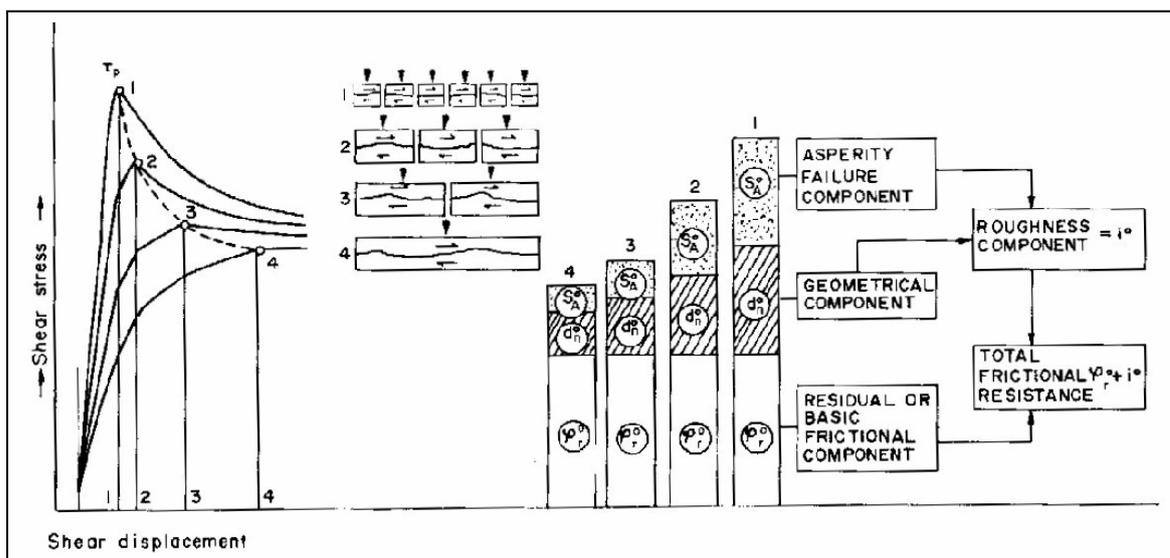


FIGURA 4.32: Os Três Componentes de Resistência ao Cisalhamento são Afetados pelo Tamanho da Amostra em Vários Graus [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

Barton (1972), com base nos resultados de testes de cisalhamento em fraturas por tração modelo, e depois Barton e Choubey (1977), com base em testes em juntas de rocha de 10cm de comprimento, sugeriram como uma regra aproximada simples que d_{hp} é alcançado depois de um deslocamento de cisalhamento igual a aproximadamente 1% do comprimento da amostra da junta, L , até algum tamanho limite, L_c . Bandis *et al.* (1981) testaram esta regra e apresentam os resultados na Tabela 4.10. Como indicado, a regra empírica mostra boa concordância, com exceção das amostras grandes (18-40cm) das juntas números 6-11. Definir um limite de validade para a regra de 1% é complicado pelos efeitos de rugosidade no deslocamento de pico. Os dados presentes indicam um comprimento limite de cerca de 5m para juntas onduladas e 3m para juntas menos onduladas a superfícies planas.

TABELA 4.10: Deslocamento de Pico do Cisalhamento em Relação ao Comprimento da Junta (Extraída de Bandis *et al.*, 1981)

Comprimento da Junta		$(d_{hp}/L) \times 100$		
Modelo [M] (cm)	Protótipo [P] (m)	1, 2, 3, 4, 5	6, 7, 8	9, 10, 11
5 – 6	1,5 - 1,8	1,5%	1,2%	1,2%
10 – 12	3,0 - 3,6	1,0%	0,7%	0,9%
18 – 20	5,4 - 6,0	0,9%	0,5%	0,6%
36 – 40	10,8 - 12,0	0,7%	0,5%	0,4%

Uma característica bastante comum da etapa de pré-pico de várias das curvas $\tau-d_h$ representando juntas grandes (18-40cm de comprimento) é a ocorrência de um ou mais pontos de inflexão seguidos por diminuição na inclinação, como indicado pelos diagramas idealizados na Figura 4.32. Já que as juntas modelo foram intertravadas completamente antes da aplicação da força de cisalhamento, é provável que a forma variável das curvas com o aumento da escala seja o resultado de falha progressiva das rugosidades ao longo das juntas mais longas. É visualizado que durante o curso de deformação de pré-pico, uma junta terá que superar a interferência de rugosidades de tamanho menor que as rugosidades críticas para o comprimento particular. Notavelmente, as mudanças na inclinação frequentemente acontecem depois de deslocamentos aproximadamente iguais aos deslocamentos de pico (d_{hp}) das juntas de 6cm e/ou 12cm de comprimento.

Os diagramas $\tau-d_h$ na Figura 4.32 também resumem o efeito de escala no comportamento de pós-pico. É mostrado que quando o comprimento da junta diminui, deslocamento de cisalhamento relativo maior é necessário para a resistência última ser alcançada. Podem ser vistos resultados experimentais que mostram estas características nas

Figuras 4.20, 4.21 e 4.22. Isto enfatiza um problema adicional de projeto baseado em amostras da junta de tamanho de laboratório. A resistência última medida em testes de cisalhamento de amostras pequenas é mais alta que aquela que seria medida em uma exposição grande da mesma junta. Assim não só o pico, mas também a resistência última é dependente da escala. A verdadeira resistência residual não pode ser alcançada até que muitos deslocamentos maiores tenham ocorrido. Por isso é útil ter um método empírico conservador de estimar ϕ_r .

Uma limitação inerente em teste de cisalhamento direto de blocos com uma única junta é que a resposta da massa de rocha adjacente está ausente. Isto às vezes pode conduzir a extrapolações errôneas. Por exemplo, as juntas estudadas por Bandis *et al.* (1981) mostram uma transição de comportamento frágil para plástico quando a escala aumenta. Esta é uma característica importante de comportamento de junta individual. Contudo, o número muito maior de blocos em uma massa de rocha fortemente unida tenderia a causar comportamento coletivo mais plástico. Os resultados de Bandis *et al.* (1981) indicam que o pico da resistência ao cisalhamento de uma massa de rocha unida próxima (com determinada rugosidade da junta) deveria ser mais alto que para uma massa de rocha com espaçamento da junta mais largo. A questão é se a rigidez da massa de rocha de cima e de baixo do plano ou zona de falha de cisalhamento permitiriam aos blocos pequenos seguir os caminhos de cisalhamento individuais exigidos para manter contato com suas rugosidades íngremes pequenas, e assim desenvolve potencialmente o seu pico de resistência ao cisalhamento mais alto. Testes de inclinação, executados por Bandis *et al.* (1981), em modelos subdivididos e de tamanho real de alguns tipos de juntas mostram que o ângulo de inclinação no qual a falha acontece aumenta significativamente quando o tamanho do bloco da junta diminui. Isto é indicado na Figura 4.33. A tensão normal diferente nos dois casos é insuficiente para explicar os 15° de diferença na resistência ao cisalhamento. Testes semelhantes de Barton e Choubey (1977) usando juntas de rochas naturais também indicaram diferenças grandes em ϕ_p .

É visto que modelos com as juntas mais amplamente espaçadas requerem menor tensão de cisalhamento para alcançar a falha, enquanto modelos unidos mais proximamente precisam de tensão mais alta. A rigidez reduzida de modelos unidos densamente aumenta os graus de liberdade dos blocos da juntas individuais e os permite girar e “sentir” todas as escalas de rugosidade mais prontamente. Por conseguinte, os blocos pequenos em uma massa unida densamente podem ser capazes de mobilizar valores de JRC mais altos que blocos maiores em uma massa com juntas amplamente espaçadas.

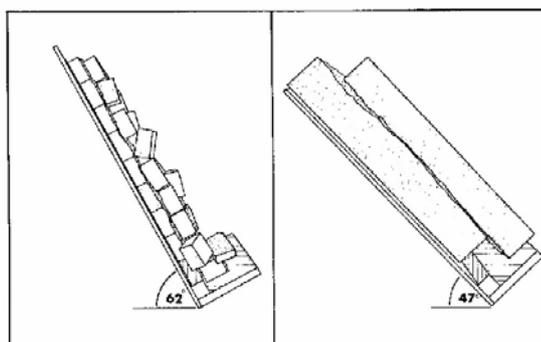


FIGURA 4.33: Testes de Inclinação com Vários Blocos Indicam Resistência Mais Alta que com um Único Bloco Grande
[Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

4.7.10 Soluções Práticas para o Problema de Efeito de Escala

O efeito de escala no pico da resistência ao cisalhamento implica que há um tamanho de espécime de teste mínimo que deveria ser considerado como tecnicamente aceitável. Barton e Choubey (1977) sugeriram que o tamanho de teste da junta correto poderia, como uma primeira aproximação, ser dado pelo tamanho do bloco natural, ou mais especificamente, o espaçamento das juntas transversais. As faces de contato entre os blocos naturais provavelmente podem ser consideradas como dobradiças potenciais prevenindo efeitos de escala significantes em conjuntos de blocos. Amostras que consistem de blocos únicos (menores) não contêm “dobradiças”, são rígidas e inflexíveis, e conseqüentemente experimentam um efeito de escala. Para um espécime de tamanho maior que o do bloco natural, os efeitos de escala são menos prováveis. Naturalmente, massas de rochas aleatoriamente unidas, amostras com vários blocos intertravados podem ter que ser testadas em cilindros triaxiais grandes para a resistência da massa de rocha correta ser obtida. Em casos típicos com espaçamento de junta mais largo, onde seria impossível amostrar espécimes com vários blocos, é suficiente testar blocos únicos de tamanho natural.

A solução mais barata para obter uma estimativa de JRC independente da escala é executar testes de inclinação simples, de puxar ou empurrar em blocos que ocorrem naturalmente usando só o peso próprio do bloco de cima como a fonte de tensão normal. Blocos individuais com juntas podem ser inclinados lentamente até o ponto (ângulo α) em que deslizamento ocorre. Os valores individuais de JRC podem ser retro-analisados de cada teste usando a equação (4.6) ou como mostrado anteriormente, usando a equação (4.12):

$$JRC = \frac{\alpha - \phi_r}{\log_{10} \left(\frac{JCS}{\sigma_{n0}} \right)}$$

onde α é o ângulo de inclinação e σ_{n0} é a tensão normal quando deslizamento ocorre. Uma ilustração esquemática deste teste simples é mostrada na Figura 4.34. O exemplo a seguir mostra alguns valores típicos.

$$\alpha = 51^\circ \text{ (ângulo de inclinação)}$$

$$h_e = 0,50\text{m (altura do bloco)} \quad \sigma_n \approx 0,005\text{MPa}$$

$$\gamma = 25\text{kN/m}^3 \text{ (peso específico)}$$

$$\text{JCS} = 50\text{MPa (estimado usando Martelo de Schmidt)}$$

$$\phi_r = 23^\circ \text{ (estimado da equação (4.7))}$$

$$\text{JRC} = \frac{51^\circ - 23^\circ}{\log_{10}\left(\frac{50}{0,005}\right)} = 7,0$$

As outras duas incógnitas na equação (4.12) são a resistência à compressão da junta (JCS) e o ângulo de atrito residual, ϕ_r . O valor de JCS pode ser predito de testes com o Martelo de Schmidt, conforme Barton e Choubey (1977), mas uma compensação deveria ser feita para um efeito de escala. Esses autores propuseram uma faixa tentativa de fatores de redução de escala de 2,5, 5 e 10, sendo o máximo sugerido para rochas desgastadas, porosas e o mínimo para rochas densas, duras. Os resultados do Martelo de Schmidt também podem ser usados para prever o valor de ϕ_r , conforme apresentado na equação (4.7):

$$\phi_r = (\phi_b - 20^\circ) + 20(r/R)$$

onde r é o número de rebote da parede da junta desgastada (saturada) e R é o número de rebote de superfícies não-desgastadas secas da rocha. Como dito anteriormente, o ângulo de atrito básico, ϕ_b , se aplica a superfícies planas não-desgastadas secas e pode ser medido através de teste de inclinação de blocos rugosos serrados.

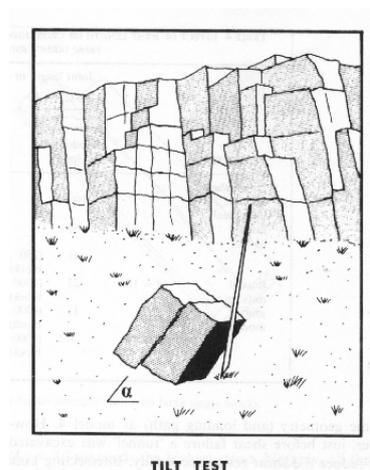


FIGURA 4.34: Teste de Inclinação para Obter um Valor de JRC Independente da Escala [Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

No caso de um teste de puxar, o qual é preferível para juntas de JRC alto, o bloco do topo é puxado paralelo ao plano da junta horizontal ou inclinado, como apresentado na Figura 4.35. Deve-se tomar cuidado para aplicar a força de puxar externa, T_2 , necessária perto do plano da junta para evitar momentos. O valor relevante de JRC pode ser obtido de:

$$JRC = \frac{\tan^{-1}\left(\frac{T_1 + T_2}{N_b}\right) - \phi_r}{\log_{10}\left(\frac{JCS \times A_s}{N_b}\right)} \quad (4.25)$$

onde T_1 é o componente tangencial do peso próprio do bloco de cima (para planos da junta inclinados), T_2 é a força de puxar externa (ou força de empurrar para testes de empurrar), N_b é o componente normal do peso do bloco e A_s é a área da junta. A equação (4.6) pode então ser usada para prever a envoltória completa do pico da resistência ao cisalhamento acima do nível desejado de tensão normal.

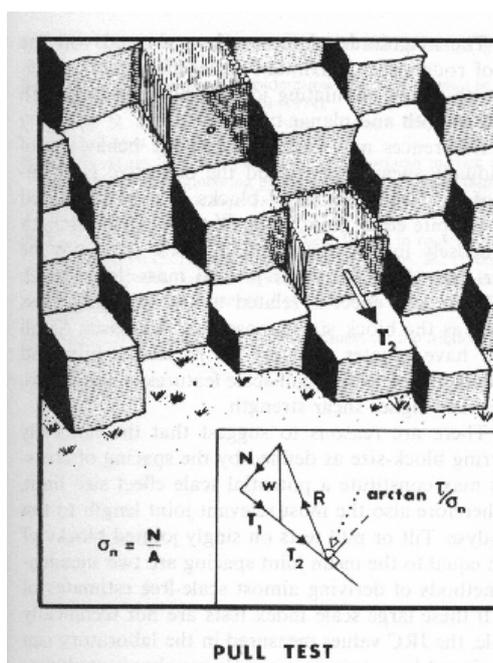


FIGURA 4.35: Teste de Puxar, Outro Método Simples de Obter um Valor de JRC Independente da Escala

[Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

É importante notar que na estimação de JRC das equações (4.12) ou (4.25) os valores de entrada de JCS e ϕ_r , não precisam ser muito precisos. Como a relação de JCS/σ_n provavelmente estaria na faixa de 1000-100.000 na maioria dos casos concebíveis, o erro na estimativa de ϕ_r seria reduzido por um fator de 3-5. Também, o erro na estimação do valor de escala real de JCS seria relativamente pequeno devido à formulação logarítmica. Em cada

caso, as equações (4.12) ou (4.25) asseguram uma compensação automática para superestimativas ou subestimativas de ϕ_r e/ou JCS produzindo valores subestimados ou superestimados de JRC, já que os três componentes combinados (JRC, JCS, ϕ_r) têm que constituir a resistência medida. Os erros nos valores de pico da $\arctan(\tau_p/\sigma_n)$ preditos aos níveis de engenharia exigidos de tensão normal seriam relativamente pequenos, como mostrado por Barton e Choubey (1977).

Entretanto, nem sempre pode ser possível executar testes de inclinação, de empurrar ou puxar em grande escala (tamanho natural do bloco). Um método é necessário para extrapolar valores de laboratório de JRC para perfis mais longos medidos no campo para completar as tendências experimentais mostradas na Figura 4.29. Rengers (1970) e Barton (1971a) analisaram a rugosidade da junta dividindo perfis de rugosidade de superfície em diferentes tamanhos de passos, assim amostrando rugosidades de declividades e comprimentos de base diferentes. Tamanhos de passos maiores tornam lineares as rugosidades íngremes pequenas, amostrando assim só as rugosidades mais longas e mais suavemente inclinadas. Análises das réplicas das juntas de Bandis *et al.* (1981) em escala diferente (isto é, de 6cm e 36cm de comprimento) indicam que o ângulo de inclinação médio das rugosidades (\bar{a}°) amostradas com tamanhos de passos de aproximadamente 2% do comprimento de cada espécime dá a relação simples seguinte:

$$JRC_{36}/JRC_6 = \bar{a}_{36}^\circ/\bar{a}_6^\circ \quad (4.26)$$

No exemplo mostrado na Figura 4.36, o tamanho do passo de 1,5mm nos perfis de 6cm fornecem $\bar{a}_6^\circ = 23,9^\circ$, enquanto o valor medido de JRC_6 é 17,7. O tamanho do passo de 9,0mm ($6 \times 1,5$) nos espécimes de 36cm fornecem $\bar{a}_{36}^\circ = 15,9^\circ$, e então o valor de JRC_{36} predito da equação (4.26) é 11,8. O valor medido de JRC_{36} é 12,0. De acordo com Bandis *et al.* (1981), esta boa concordância é encontrada para uma grande faixa de tipos de juntas.

Na prática, a seguinte forma da equação (4.26) é recomendada para obter um valor de JRC mais ou menos independente da escala baseado em um tamanho de passo de 2%.

$$JRC_{\text{bloconatural}}/JRC_{\text{laboratório}} = \bar{a}_{\text{bloconatural}}^\circ/\bar{a}_{\text{laboratório}}^\circ$$

O valor de JRC_{lab} pode ser obtido prontamente de testes de inclinação de pequena escala.

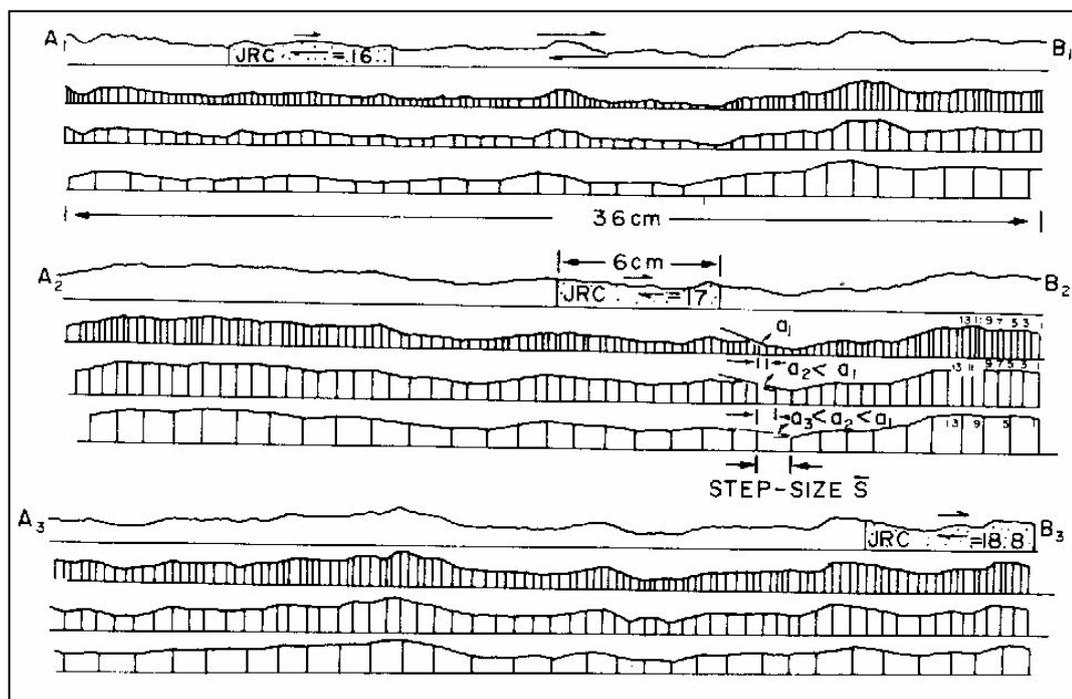


FIGURA 4.36: Exemplo do Modelo N° 1 Mostrando as Variações no Ângulo de Inclinação da Rugosidade com o Tamanho do Passo
[Reproduzida de Bandis *et al.*, 1981]

4.8 CRITÉRIO CONSTITUTIVO ATUAL

Grasselli e Egger (2003) sugeriram um critério constitutivo novo, relacionando tensões e deslocamentos, que é proposto para modelar a resistência ao cisalhamento de juntas sob condições de carga normal constante. Está baseado em uma descrição empírica da superfície, e nos resultados de mais de 50 testes com carga normal constante e cisalhamento direto executados em réplicas de juntas tracionadas e em fraturas induzidas por tração para sete tipos de rocha. Este modelo constitutivo pode descrever testes de cisalhamento experimentais realizados no laboratório. Além disso, os parâmetros requeridos no modelo podem ser medidos facilmente por testes de laboratório padrão. O critério proposto também foi usado para estimar o valor do coeficiente de rugosidade da junta, JRC. Os valores preditos foram, com sucesso, correlacionados com os valores de JRC obtidos por retro-análise de testes de cisalhamento.

Barton e Choubey (1977) propõem estimar JRC ou através de comparação visual com dez perfis padrões, ou por retro-análise de resultados de testes de cisalhamento. Porém, de acordo Hsiung *et al.* (1993), Ferrero *et al.* (1999) e Beer *et al.* (2002), a estimação de JRC através de comparação visual é propensa à subjetividade e, por outro lado, retro-análise de resultados de cisalhamento não é útil para uma estimação a priori do JRC. Então Grasselli e

Egger (2003) sugerem avaliar τ_p usando parâmetros conhecidos, não estimar JRC conhecendo τ_p .

Várias abordagens, tais como análise fractal (Lee *et al.* (1990), Huang *et al.* (1992), Odling (1994), Den Outer *et al.* (1995), Muralha (1995) e Xie *et al.* (1999)) ou estatísticas (Reeves (1985)), foram propostas para estimar o valor do JRC para uma superfície (Tse e Cruden (1979) e Maerz *et al.* (1990)). Porém, nenhum destes métodos é capaz de prever sempre o valor de JRC que precisaria ser usado para obter o valor de pico da resistência ao cisalhamento medida durante o teste de cisalhamento. Outra limitação importante é que os métodos de estimação de JRC estão baseados na análise de apenas um único perfil na direção de cisalhamento. Conseqüentemente, eles não levam em conta a geometria tridimensional real da junta, enquanto que Gentier *et al.* (2000) mostraram que o cisalhamento depende estritamente da localização e distribuição da área de contato tridimensional. Para mostrar a veracidade destas hipóteses, Grasselli e Egger (2003) extraíram aleatoriamente três perfis diferentes de amostras diferentes na direção de cisalhamento. JRC foi estimado com comparação visual e com retro-análise, supondo $JCS = \sigma_c$. Os resultados confirmam claramente que não é fácil estimar de forma única o valor do JRC usando os métodos atualmente sugeridos.

Assim, os critérios constitutivos atuais buscam ou fornecer um modelo novo capaz de estimar precisamente a resistência ao cisalhamento da junta, ou incorporar novos parâmetros medidos facilmente em uma expressão existente da resistência ao cisalhamento, por exemplo, uma estimação objetiva de JRC.

De acordo com Grasselli e Egger (2003), o cisalhamento de juntas de rocha ocorre *in situ* sob uma variedade de condições de contorno. Porém, é possível identificar dois comportamentos característicos diferentes: a primeira condição, na qual a junta pode dilatar livremente (por exemplo, talude de rocha), é reproduzida no laboratório mantendo uma carga normal constante (CNL) sob o teste de cisalhamento; a segunda condição, na qual a junta é restringida e qualquer dilatação ativa carga normal adicional (por exemplo, estacas de fundação ou um bloco em uma massa de rocha), é simulada em laboratório mantendo uma rigidez normal constante (CNS) durante o cisalhamento. Entretanto, os comportamentos mecânicos de testes de cisalhamento feitos sob condições de CNL ou de CNS diferem apenas depois do pico, quando a dilatação tem um papel importante, induzindo um incremento na tensão normal. Este incremento é proporcional à rigidez da rocha. Antes de alcançar o pico, como nenhuma dilatação aconteceu, ambos os tipos de testes de cisalhamento seguem o

mesmo caminho, conforme Ohnishi e Dharmaratne (1990), Skinas *et al.* (1990) e Olsson e Barton (2001).

Grasselli e Egger (2003) estudaram a resposta de juntas de rocha ao atrito, realizando mais de 50 testes de cisalhamento direto no laboratório sob condições de carga normal constante, para sete tipos de rocha. Primeiramente foram empregadas réplicas de uma junta induzida na rocha. A decisão de usar réplicas foi tomada para permitir a investigação de relações empíricas entre carga normal, pico da resistência ao cisalhamento e zonas de dano. O fato de réplicas feitas do mesmo grupo terem superfícies idênticas permite executar vários experimentos de cisalhamento em juntas com a mesma morfologia. Então, a vantagem de usar réplicas é que elas permitem o estudo independente de dois parâmetros que influenciam fortemente o comportamento ao cisalhamento: carga normal e morfologia da superfície. Usando réplicas da mesma superfície, os parâmetros morfológicos são constantes, assim permitindo a investigação da influência da carga normal no pico da resistência ao cisalhamento. Além disso, usando réplicas das mesmas superfícies e executando testes de cisalhamento em direções diferentes, a influência da anisotropia da rugosidade na resistência ao atrito poderia ser examinada. Para validar e generalizar esta abordagem, Grasselli e Egger (2003) fizeram grupos de cinco juntas de rocha diferentes: uma junta de gnaisse (Gn2), duas juntas de granito (G8 e G2), e duas juntas de serpentinita (S1 e S2). Os tipos de rochas como também as juntas de rocha do grupo foram escolhidas para cobrir o espectro de rochas. Os autores usaram fraturas de rocha reais e réplicas em seus estudos.

4.8.1 Preparação das Amostras de Rochas

Grasselli e Egger (2003) induziram juntas tracionadas (14x14cm) em espécimes de rochas retangulares de 30cm de altura com uma base de 15cm². A localização do plano da junta foi controlada serrando um encaixe profundo de 5mm ao redor cada amostra. Sete tipos diferentes de rochas foram usados durante este estudo: (a) arenito da região de Friburgo, Suíça; (b) rocha calcária de Cote d'Or, França; (c) rocha calcária de Languedoc região de Roussillon, França; (d) mármore Carrara dos Alpes Apuane, Itália; (e) granito da região de Tarn, França; (f) serpentinita da região de Valtellina, Itália e (g) gnaisse da região de Erstfeld, Suíça.

Gnaisse e serpentinita são rochas metamórficas e contêm planos de xistosidade que resultam em propriedades mecânicas anisotrópicas e uma redução na resistência ao cisalhamento paralela aos planos de xistosidade. Para estudar anisotropia de cisalhamento

destas rochas, foram criadas amostras com juntas perpendiculares e paralelas aos planos de xistosidade. As juntas são geralmente lisas quando coincidem com o plano de xistosidade, e tendem a ter uma forma de dente de serra quando forem perpendiculares ao plano de xistosidade. Em contraste com as juntas de todos os outros tipos de rochas estudadas, juntas de serpentinita exibem uma característica anisotrópica “senoidal” padrão.

4.8.2 Descrição das Superfícies

A medida da rugosidade da junta e dos perfis de juntas em núcleos de rocha e em rochas expostas é relativamente demorada por quaisquer dos procedimentos clássicos. Então, em seus estudos, Grasselli e Egger (2003) utilizaram um escâner laser semelhante ao descrito no capítulo 3 (Seção 3.1, Figura 3.3) para digitalizar as superfícies das juntas de rochas inteiras (medida 3D). Como já explicado anteriormente e agora confirmando, só um subconjunto da área de contato sob a carga normal aplicada desempenha um papel no processo de cisalhamento, conforme Riss *et al.* (1996) e Re e Scavia (1999). Além disso, a distribuição espacial dos contatos também depende da direção de cisalhamento, como também das condições de carga. Então, para estimar o tamanho e localização dessas áreas de contato que estão ativamente envolvidas no processo de cisalhamento, é necessário especificar a direção de cisalhamento primeiro.

Grasselli e Egger (2003) mediram as superfícies da junta antes e depois do cisalhamento, e as superfícies da junta foram reconstruídas das nuvens de pontos tridimensionais com um algoritmo de triangulação especialmente desenvolvido. Esta abordagem resulta em uma discretização da superfície da junta em triângulos contíguos, definidos pelos vértices e pela orientação do vetor normal ao plano do triângulo. A precisão da reconstrução depende do número de medidas; quanto mais medidas, mais alta a precisão da reconstrução. Este método de discretização das superfícies da junta é particularmente vantajoso para estimar as áreas das superfícies em contato durante cisalhamento. Para descrever a relação entre a área de contato potencial A_{0^*} e o ângulo de mergulho aparente mínimo correspondente θ^* , a equação seguinte foi adotada para ajustar os dados:

$$A_{0^*} = A_0 \left(\frac{\theta_{\max}^* - \theta^*}{\theta_{\max}^*} \right)^{C_r} \quad (4.27)$$

onde A_0 é a área de contato máxima possível na direção de cisalhamento, θ_{\max}^* é o ângulo de mergulho aparente máximo na direção de cisalhamento, e C_r é um parâmetro de “rugosidade”,

calculado usando uma função de regressão de melhor ajuste, a qual caracteriza a distribuição dos ângulos de mergulho aparentes sobre a superfície, segundo Grasselli *et al.* (2002). Os parâmetros A_0 , C_r e θ_{\max}^* dependem da direção de cisalhamento especificada, como também da representação da superfície tridimensional. Os testes de laboratório mostraram que superfícies de rochas naturais têm valores de θ_{\max}^* em uma faixa entre 20° e 90°.

4.8.3 Resultados de Testes de Cisalhamento

A curva carga x deslocamento é obtida graficando-se a carga de cisalhamento em função dos deslocamentos horizontais. A falha começa no pico da curva e ocorre progressivamente ao longo da região frágil na qual a rocha deteriora continuamente. Os critérios para a falha tentam prever o começo da falha (valor de pico) sob condições de cargas mais gerais.

De acordo com Flamand (2000) e Huang *et al.* (2002), o efeito da rugosidade da superfície na resistência ao cisalhamento foi mais pronunciado para valores relativamente baixos de tensão efetiva. Então Grasselli e Egger (2003) testaram juntas rugosas em réplicas a valores de tensão normal extremamente baixos ($\sigma_n/\sigma_c = 6 \times 10^{-4}$) e encontraram que o cisalhamento acontece passando por cima das rugosidades que permanecem irrompíveis. Para valores mais altos de tensão normal ($\sigma_n/\sigma_c = 1,5 \times 10^{-2}$), as rugosidades começam a ser cisalhadas. A dilatação é completamente substituída pelo cisalhamento a uma tensão normal suficientemente alta ($\sigma_n/\sigma_c = 0,15$ a $0,2$). As curvas experimentais mostram que aumentando a carga normal aplicada, N , o valor absoluto de pico da resistência ao cisalhamento, τ_p , aumenta, como mostrado na Figura 4.37. Porém, com o aumento de σ_n , a relação τ_p/σ_n diminui, como ilustrado na Figura 4.38. Além da carga normal crítica que foi avaliada correspondendo a $\sigma_n/\sigma_c = 0,2$, τ_p/σ_n tende a um valor constante (resistência ao cisalhamento residual ou última). Isto significa que o papel que a morfologia da superfície desempenha na resistência ao cisalhamento diminui com o aumento da carga normal. Quando não houver carga normal aplicada, a força normal que age na junta é resultante do peso da própria amostra, e neste caso a relação das cargas cisalhamento/normal é máxima. O ângulo de pico do atrito máximo corresponde a esta condição de carregamento.

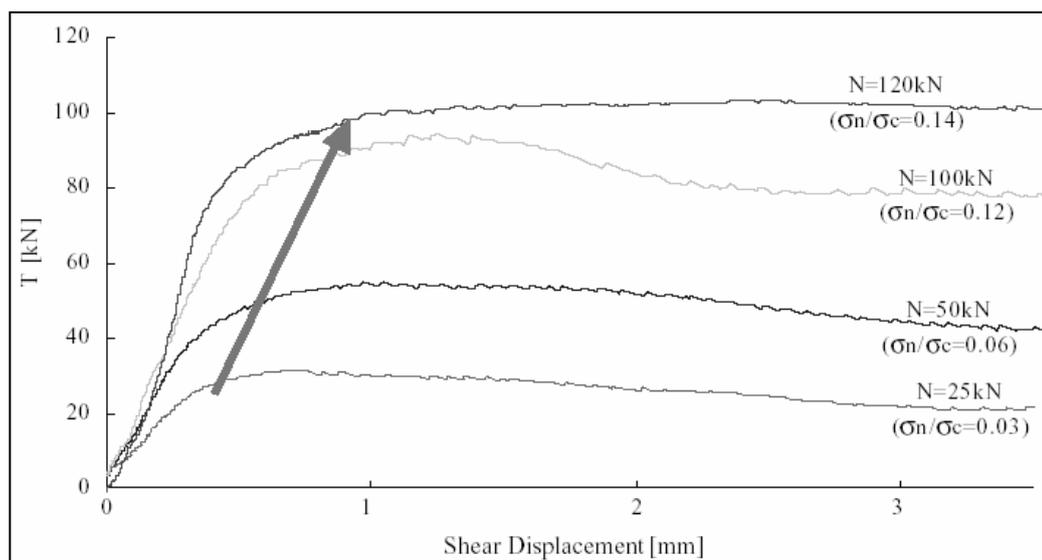


FIGURA 4.37: Variação da Resistência ao Cisalhamento com o Aumento da Carga Normal [Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

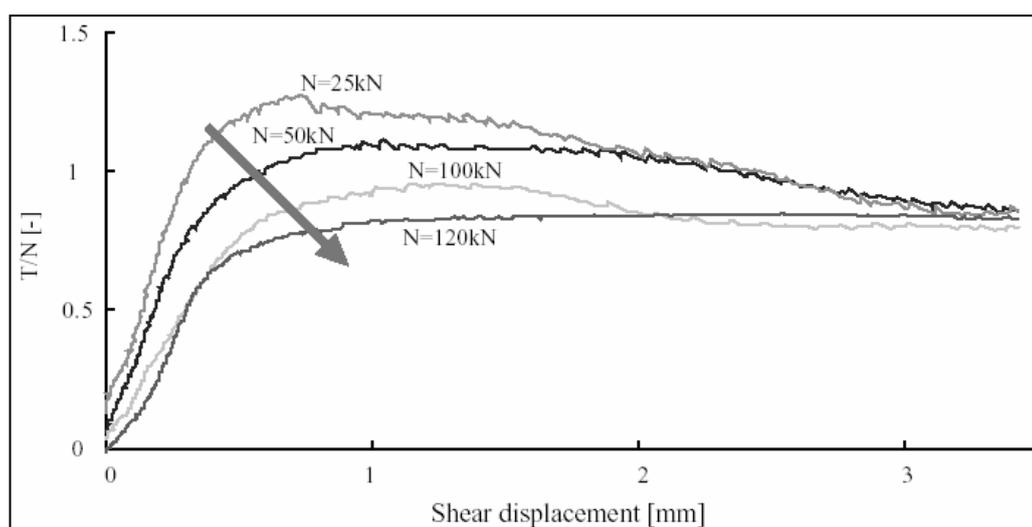


FIGURA 4.38: Variação de τ_p/σ_n com o Aumento da Carga Normal [Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

A suposição que a resistência ao cisalhamento depende da direção do movimento foi verificada experimentalmente cisalhando superfícies idênticas em direções diferentes, como apresentado na Figura 4.39. Então, Grasselli e Egger (2003) decidiram usar réplicas para se ter as mesmas condições iniciais para cada teste. Uma junta de serpentinita foi a fratura escolhida a ser testada e analisada devido à sua superfície característica com anisotropia padrão senoidal. Para visualizar a anisotropia, os parâmetros A_0 , C_r e θ_{\max}^* foram calculados ao redor do plano médio da junta em passos de 5° , e os valores da relação θ_{\max}^*/C_r , obtidos para cada direção, foram graficados no diagrama polar da Figura 4.40.

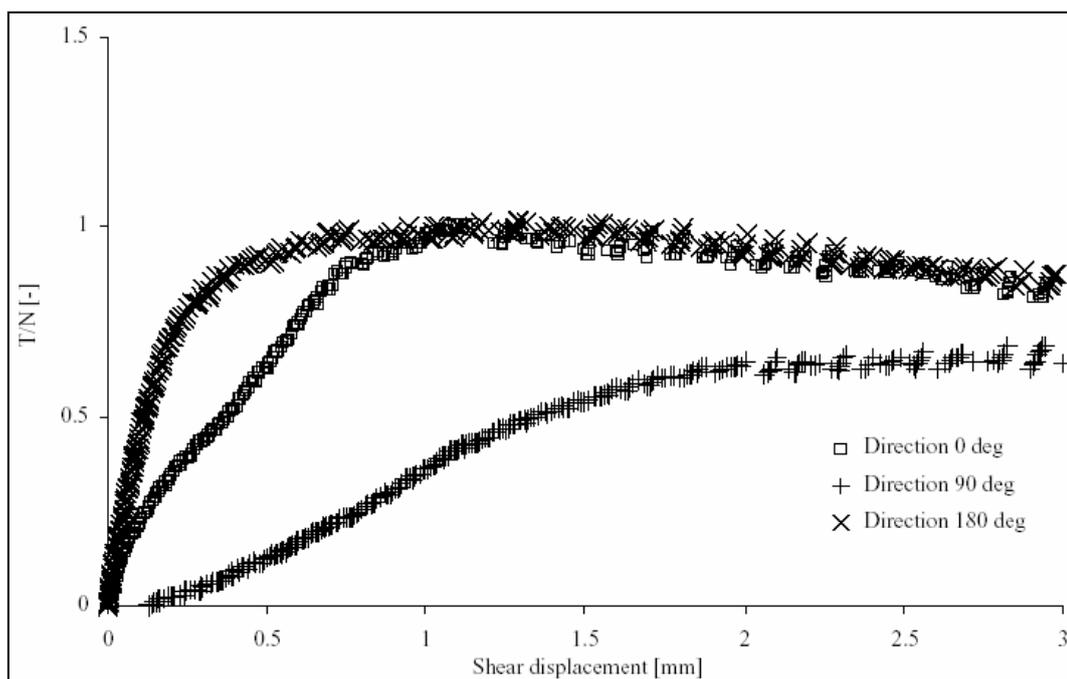


FIGURA 4.39: Cisalhamento de Réplicas de Serpentinita em 3 Direções Diferentes: 0°, 180° e 90° [Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

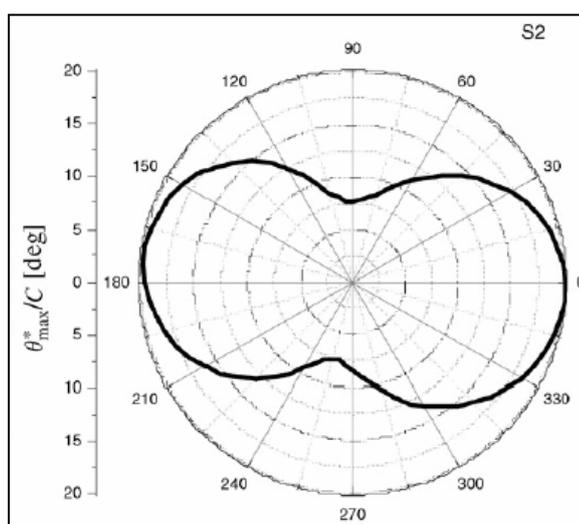


FIGURA 4.40: Distribuição Anisotrópica dos Valores de θ_{\max}^*/C_r para a Superfície de uma Réplica de Serpentinita [Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

Além disso, foram realizados testes de inclinação em quatro direções diferentes para confirmar os resultados obtidos durante testes de cisalhamento. A comparação entre os valores de resistência ao cisalhamento obtidos durante testes de laboratório, e parâmetros morfológicos calculados de medidas da superfície, resulta em uma correlação estrita, como mostra a Tabela 4.11. Os valores de pico da resistência ao cisalhamento obtidos do

cisalhamento da amostra nas direções 0° e 180° são semelhantes, como também são os parâmetros de superfície calculados nessas direções. Cisalhada na direção 90° , a junta provê muito menos resistência e o parâmetro de superfície resulta em um valor menor de θ_{\max}^*/C_r . Então, é possível concluir que resultados experimentais mostram a dependência da direção da resistência ao cisalhamento de juntas de rocha, e demonstra a habilidade dos parâmetros de superfície propostos para capturar e quantificar o efeito da anisotropia da superfície na resistência ao cisalhamento de uma fratura (Grasselli *et al.* (2002)). Conseqüentemente, o diagrama polar de θ_{\max}^*/C_r poderia se tornar uma ferramenta qualitativa útil para engenheiros práticos para a determinação fácil do comportamento direcional na resistência de juntas de rocha.

TABELA 4.11: Resistência ao Cisalhamento e Ângulo de Atrito de Pico Obtidos Cisalhando Réplicas da Mesma Junta de Serpentinita ao Longo de Direções Diferentes (Extraída de Grasselli e Egger, 2003)

Direção	Teste de Inclinação	θ_{\max}^*/C_r	T/N	ϕ_{pico}
0°	62°	$19,9^\circ$	1,01	45°
90°	46°	$7,8^\circ$	0,70	35°
180°	60°	$16,8^\circ$	1,02	45°
270°	45°	$7,5^\circ$	-	-

Grasselli e Egger (2003) realizaram 45 testes de cisalhamento em juntas de rochas tracionadas recentes. O comportamento de cisalhamento depende da natureza da rocha. É possível identificar, para a faixa de carga normal testada ($\sigma_n/\sigma_c = 0,01$ a $0,4$), os seguintes tipos de comportamento: dúctil para arenito e rocha calcária de Cote d'Or, semidúctil para mármore Carrara (Figura 4.41), e frágil para serpentinita (Figura 4.42), gnaisse (Figura 4.43) e granito (Figura 4.44).

Para estudar a resposta de uma junta a cargas cíclicas, Grasselli e Egger (2003) realizaram várias séries de testes de cisalhamento múltiplos em amostras de rocha e em réplicas. Foi observado que o valor do atrito medido depois de cisalhar 3mm durante o primeiro ciclo (chamado atrito último) é constante, mas é mais alto que os valores obtidos nos ciclos seguintes, os quais tendem todos ao mesmo valor residual (chamado atrito residual; Figura 4.42). Esta diferença pode ser explicada pelo cisalhamento de micro-rugosidades nas áreas de contato. Durante o segundo cisalhamento, como o teste de cisalhamento começa novamente da mesma posição, a maioria das áreas de contato já foi alisada. Então, a diferença entre a resistência última de uma junta e a resistência residual poderia ser usada para

quantificar a influência da micro-rugosidade no atrito da junta. Até mesmo se só uns poucos testes de cisalhamento forem realizados, com deslocamento horizontal maior que 5mm, os resultados mostram uma constante, pequena diminuição do valor de atrito para a resistência residual (Figura 4.43). Assim, é possível discutir que o atrito último também diminuirá à resistência residual para grandes deslocamentos durante o primeiro ciclo. É evidente que, cisalhando várias vezes as mesmas juntas recentemente juntadas, só o primeiro e eventualmente o segundo teste apresente uma resistência de pico (Figura 4.44). Para os outros casos é possível identificar só um ponto de escoamento e um valor residual para a resistência ao cisalhamento.

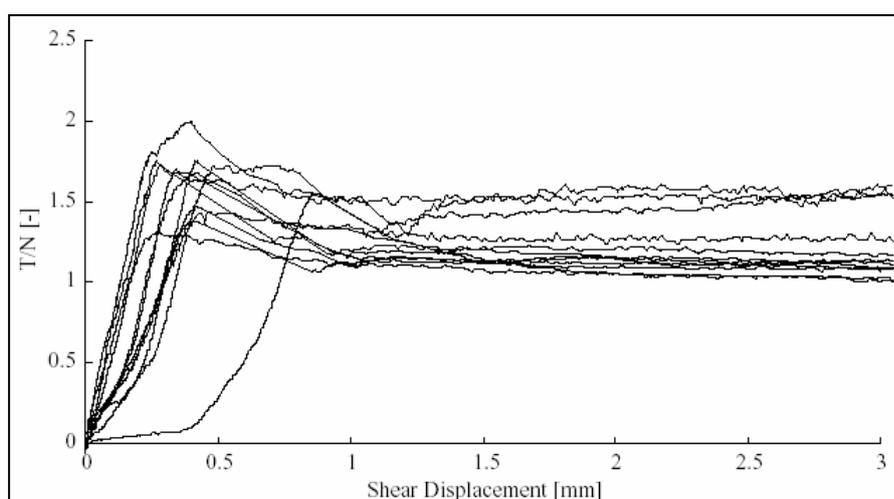


FIGURA 4.41: Testes de Cisalhamento Executados em Amostras de Mármore Carrara [Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

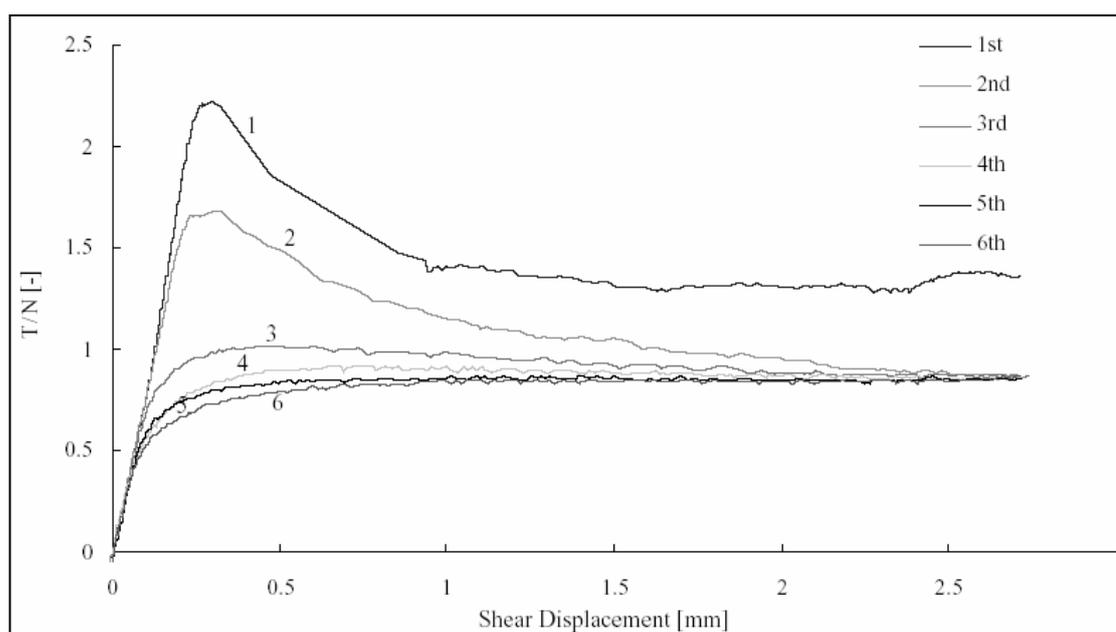


FIGURA 4.42: Cisalhamento Múltiplo na Mesma Amostra de Serpentinita [Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

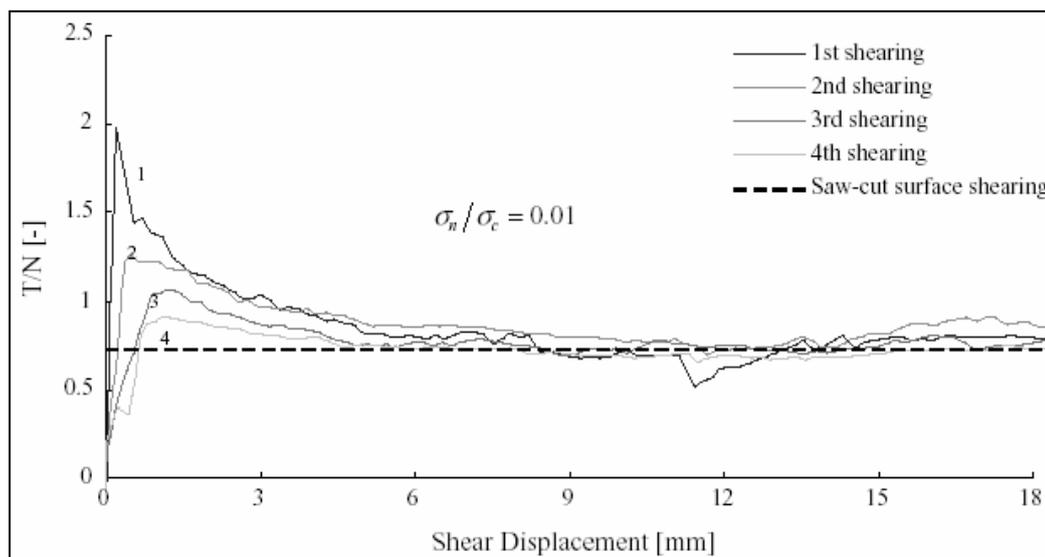


FIGURA 4.43: Cisalhamento Múltiplo na Mesma Amostra de Gnaiss
[Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

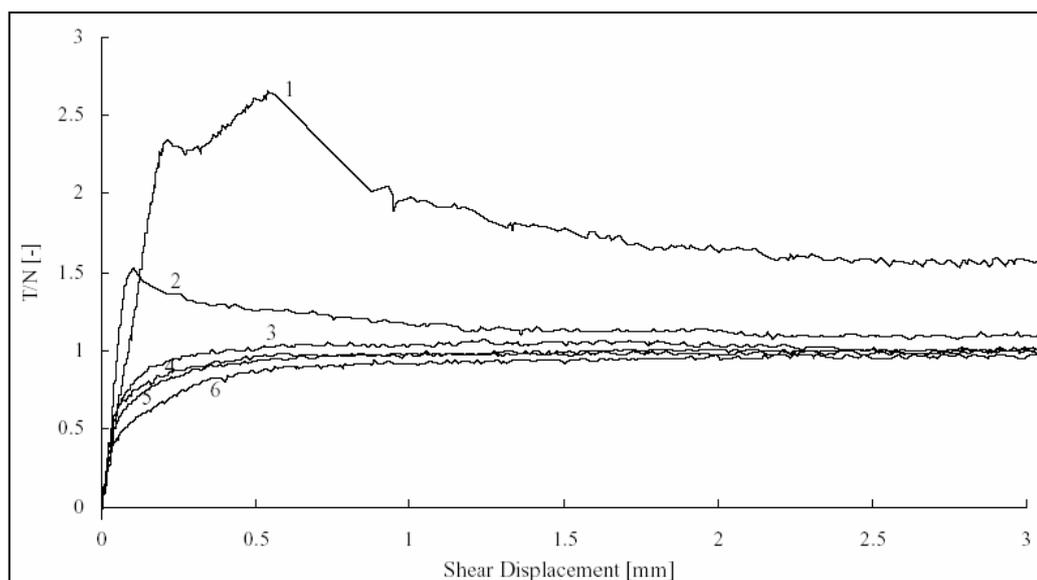


FIGURA 4.44: Cisalhamento Múltiplo na Mesma Amostra de Granito
[Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

Observações das superfícies de várias juntas de rochas cisalhadas indicaram que a falha por tração, em lugar da falha por compressão, desempenha um papel maior no rompimento de rugosidades individuais. Olhando para as juntas cisalhadas, as áreas nas quais a falha aconteceu tendem a serem rugosas, e foi possível observar fragmentos intactos cisalhados da superfície (particularmente evidente em superfícies nas quais o cisalhamento foi interrompido depois de deslocamentos de cisalhamento pequenos). Esta abordagem é consistente com resultados experimentais publicados por Fishman (1990), Kutter e Otto

(1990), Handanyan *et al.* (1990), Pereira e De Freitas (1993), Armand (2000) e Huang *et al.* (2002). Assim, parece que a resistência à tração pode ser um parâmetro mais importante que a resistência à compressão na quantificação do pico da resistência ao cisalhamento de juntas de rochas. Esta conclusão foi importante na obtenção de uma expressão mais geral para o pico da resistência ao cisalhamento que acontece para réplicas de argamassa e juntas de rocha.

4.8.4 Critério Atual para Obtenção do Pico da Resistência ao Cisalhamento

As curvas obtidas experimentalmente de τ_p/σ_n versus σ_n/σ_c (Figura 4.38) mostram que o pico da resistência ao cisalhamento diminui de um valor finito máximo para um valor residual constante com crescente σ_n , e também indica que as curvas têm uma forma exponencial negativa. Os resultados experimentais apresentados por Grasselli e Egger (2003) mostram que o ângulo de atrito de pico, expresso de acordo com a expressão de Coulomb pela relação de cargas de cisalhamento/normal,

$$\frac{\tau_p}{\sigma_n} = \tan \phi_p, \quad (4.28)$$

nunca excede aproximadamente 65° a 80° , dependendo da morfologia da junta. Isso está consistente com resultados apresentados por outros pesquisadores; por exemplo, Barton e Choubey (1977) sugeriram que o ângulo de atrito de pico máximo seria fixado em um valor de 70° para fins de projeto. Assim, uma expressão para o pico da resistência ao cisalhamento deveria chegar a um valor finito quando a carga normal aplicada chega a zero.

Uma segunda consideração foi a importância de usar a resistência à tração da rocha em lugar da resistência à compressão. Levando em conta estas considerações e os resultados de testes, os quais sugerem a forma global da curva, a seguinte expressão para o pico da resistência ao cisalhamento é proposta por Grasselli e Egger (2003):

$$\tau_p = \sigma_n \tan \phi_r^* \left[1 + e^{-\left(\theta_{\max}^*/BA_0C_r\right)(\sigma_n/\sigma_t)} \right] \quad (4.29)$$

onde τ_p é o pico da resistência ao cisalhamento da junta, σ_n é a tensão de normal média aplicada, σ_t é a resistência à tração, ϕ_r^* é o ângulo de atrito residual (medido depois de um deslocamento padrão de 5mm), A_0 é a área de contato potencial máxima para a direção de cisalhamento especificada, θ_{\max}^* é o ângulo de mergulho aparente máximo com respeito à direção de cisalhamento e C_r é o parâmetro de rugosidade. O parâmetro B é um parâmetro de ajuste adimensional. Regressão de mínimos quadrados usando os dados obtidos de todas as 37 amostras de junta de rocha foi usada para estimar o valor de B, e um valor de 9,0 foi obtido.

Assim, para juntas induzidas nos tipos de rochas e nas réplicas de argamassa usados por Grasselli e Egger (2003), a seguinte expressão para o pico da resistência ao cisalhamento é proposta:

$$\tau_p = \sigma_n \tan \phi_r^* \left[1 + e^{-\left(\theta_{\max}^*/9A_0C_r\right)(\sigma_n/\sigma_t)} \right] \quad (4.30)$$

Esta equação pode ser escrita como:

$$\tau_p = \sigma_n \tan \phi_r^* (1 + g) \quad (4.31)$$

onde o fator g quantifica a contribuição para o pico da resistência ao cisalhamento pelos parâmetros relacionados à morfologia da superfície da junta; isto é, g é expresso por:

$$g = e^{-\left(\theta_{\max}^*/9A_0C_r\right)(\sigma_n/\sigma_t)} \quad (4.32)$$

A expressão dentro dos colchetes na equação (4.30) se aproxima ao valor limite de dois quando o argumento no termo exponencial vai para zero. O argumento neste termo chega a zero se θ_{\max}^* ou σ_n chegam a zero. Entretanto, na prática, θ_{\max}^* é limitado a uma faixa de aproximadamente 20° a 90° . Com respeito à σ_n , como descrito em detalhes anteriormente, o valor mínimo acontece quando não houver carga normal aplicada, neste caso a tensão normal é resultante do peso da própria amostra. Nesta situação, como σ_n chega a zero, é possível mostrar que:

$$\lim_{\sigma_n \rightarrow 0} \left(\frac{\tau_p}{\sigma_n} \right) = 2 \tan \phi_r^* = \tan \phi_p \rightarrow \phi_p = 65^\circ - 80^\circ \quad (4.33)$$

As predições do pico da resistência ao cisalhamento feitas com a equação (4.30) concordam bem com os resultados experimentais obtidos em testes de laboratório, como mostra a Figura 4.45. Porém, como o objetivo deste estudo é desenvolver um método simples para estimar a resistência ao cisalhamento da junta, a equação (4.30) não é completamente satisfatória, porque requer uma estimativa do ângulo de atrito residual, ϕ_r^* , para cada amostra. Porém, análise de resultados de laboratório conduz à hipótese que ϕ_r^* é função do ângulo de atrito básico do material, e da rugosidade da superfície da junta específica. Como a junta chegou a seu estado residual, a relação entre as cargas de cisalhamento e normais aplicadas é constante, e é razoável escrever que:

$$\frac{\tau_r}{\sigma_n} = \tan \phi_r^*, \quad (4.34)$$

onde τ_r é a resistência ao cisalhamento residual da junta, σ_n é a tensão de normal média aplicada, e ϕ_r^* é o ângulo de atrito residual (depois de um deslocamento padrão de 5mm).

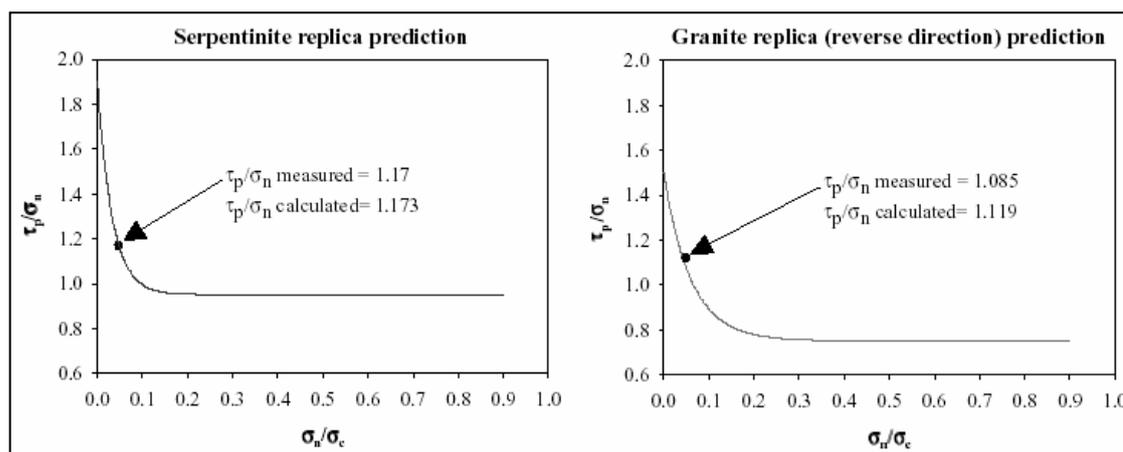


FIGURA 4.45: Comparação entre os Valores Obtidos de Testes de Cisalhamento e os Calculados com a Equação (4.30)
[Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

Em geral, os testes de laboratório mostram que o limite inferior do ângulo de atrito residual de uma junta de rocha seca é dado pelo valor do ângulo de atrito básico do próprio material. Na realidade, o efeito da rugosidade da superfície é aumentar o ângulo de atrito residual. Assim, usando o ângulo de atrito básico para o material dá uma estimativa conservadora do limite inferior. A distribuição espacial e magnitude da rugosidade influenciam diretamente o ângulo de atrito residual. A estrutura interna da própria rocha, por exemplo, xistosidade, também tem um efeito importante. Isto é importante porque, por exemplo, cisalhando gnaiss ao longo de um plano de xistosidade resulta em um ângulo de atrito residual igual ao ângulo de atrito básico. Assim, o ponto de partida para a obtenção de uma expressão empírica para o ângulo de atrito residual foi o ângulo de atrito básico. Uma consideração importante foi a incorporação dos parâmetros da superfície que descrevem a morfologia da junta: A_0 , C_r , e θ_{\max}^* . A forma funcional para incorporar estes parâmetros foi determinada testando expressões diferentes e comparando os resultados aos dados experimentais. Há muita dispersão nos dados experimentais; assim a melhor relação empírica obtida por Grasselli e Egger (2003) foi a seguinte:

$$\phi_r^* = \phi_b + \beta_r = \phi_b + \left(\frac{\theta_{\max}^*}{C_r} \right)^{1,18 \cos \alpha_x}, \quad (4.35)$$

onde ϕ_b é o ângulo de atrito básico, θ_{\max}^* é o ângulo de mergulho aparente máximo da superfície com respeito à direção de cisalhamento, C_r é o parâmetro de rugosidade, e α_x é o ângulo entre o plano de xistosidade e o normal à junta. Se a rocha não exhibe xistosidade, α_x é suposto ser igual a zero. O parâmetro β_r representa a contribuição da rugosidade ao ângulo de

atrito residual, o qual, de acordo com os resultados de testes de cisalhamento, toma valores na faixa entre 15° e 24°. Assim, substituindo a expressão empírica para o ângulo de atrito residual na equação (4.30), a expressão final para o pico da resistência ao cisalhamento da junta de rocha é:

$$\tau_p = \sigma_n \tan \left[\phi_b + \left(\frac{\theta_{\max}^*}{C_r} \right)^{1,18 \cos \alpha_x} \right] \left[1 + e^{-\left(\theta_{\max}^* / 9 A_0 C_r \right) (\sigma_n / \sigma_t)} \right]. \quad (4.36)$$

As predições do pico da resistência ao cisalhamento feitas com a equação (4.36) concordam bem com os resultados experimentais obtidos em testes de laboratório, segundo Grasselli e Egger (2003). Na Figura 4.46 é possível ver a grande contribuição para resistência ao cisalhamento fornecida por superfícies rugosas. Uma junta rugosa pode mais que dobrar a sua resistência ao cisalhamento comparada a uma lisa. Além disso, a anisotropia da junta relativa à resistência ao cisalhamento depende diretamente da sua anisotropia da superfície. A habilidade da equação proposta por Grasselli e Egger (2003) para capturar a anisotropia da resistência ao cisalhamento direcional da junta foi verificada calculando o ângulo de atrito de cisalhamento de pico, ϕ_{pico} , para a réplica da junta de serpentinita S2 ao longo de cada direção de cisalhamento possível. Os valores de ϕ_{pico} foram calculados ao redor do plano médio da junta a passos de 5°, e graficado em um diagrama polar, apresentado na Figura 4.47. A anisotropia no diagrama de ϕ_{pico} reflete a anisotropia no cisalhamento para a junta testada. Os valores estimados de ϕ_{pico} estão, em geral, de acordo com aqueles obtidos experimentalmente, como mostrado na Tabela 4.11.

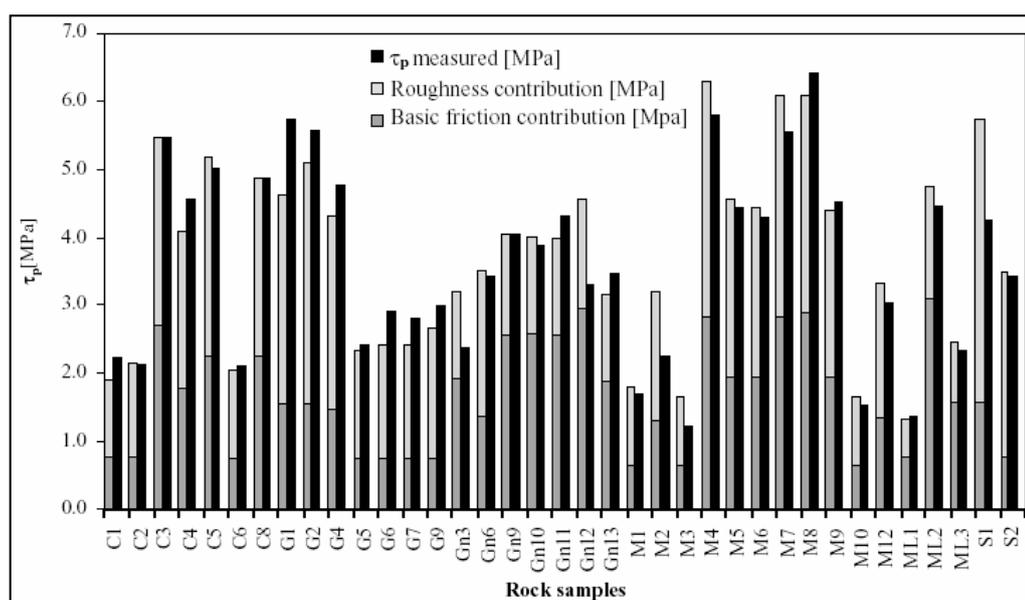


FIGURA 4.46: Contribuição da Rugosidade para a Estimação da Resistência ao Cisalhamento [Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

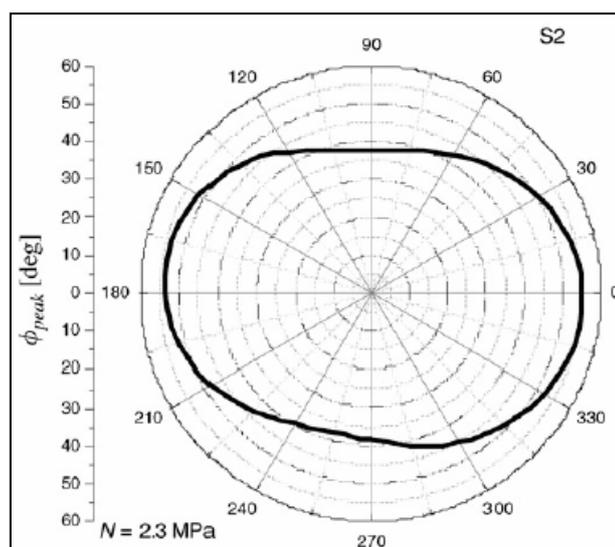


FIGURA 4.47: Distribuição Anisotrópica dos Valores de ϕ_{pico} Calculada Usando as Equações (4.36) e (4.28) para uma Réplica de Serpentina [Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

Observando os gráficos da resistência ao cisalhamento versus o deslocamento horizontal obtidos experimentalmente, Grasselli e Egger (2003) perceberam que freqüentemente o começo do teste era caracterizado pelo fato que a junta não estava totalmente unida. Então, um pequeno deslocamento ocorria antes que a junta fosse capaz de fornecer toda a sua resistência. Assim, o deslocamento de pico do cisalhamento horizontal pode ser expresso como a soma de duas contribuições:

$$u_p = u_m + \Delta u_p, \quad (4.37)$$

onde u_m é o deslocamento horizontal necessário para juntar a junta e Δu_p é a deformação horizontal da junta antes do pico. Subtraindo este deslocamento de junção do deslocamento de pico total, foi observado que, em amostras testadas de 140 mm, Δu_p tomou valores entre 0,27 e 0,65mm.

Observando as curvas experimentais, quando a junta é unida, é possível afirmar que a junta deforma quase linearmente até a tensão de cisalhamento de pico. Então, uma relação linear é usada para descrever a rigidez de cisalhamento, K_s :

$$K_s = \frac{1}{\Delta u_p} \frac{\tau_p}{\sigma_n}, \quad (4.38)$$

onde τ_p é o pico da resistência cisalhamento da junta, σ_n é a tensão de normal média aplicada, Δu_p é a deformação horizontal da junta unida antes do pico. Uma inclinação negativa da curva de tensão-deformação caracteriza o comportamento pós-pico, no qual a resistência ao cisalhamento da junta cai a um valor constante que corresponde à resistência ao atrito

último/residual da junta. Estas considerações conduzem à formulação de um modelo capaz de resumir a resistência ao cisalhamento dada pela junta, sob condições de carga normal constante, em cada estado de deslocamento:

$$\begin{aligned} \frac{\tau}{\sigma_n} &= 0, & 0 \leq u \leq u_m, \\ \frac{\tau}{\sigma_n} &= K_s(u - u_m) = \frac{1}{\Delta u_p} \frac{\tau_p}{\sigma_n} (u - u_m), & u_m \leq u \leq u_p, \\ \frac{\tau}{\sigma_n} &= \frac{\tau_r}{\sigma_n} + \frac{\tau_p - \tau_r}{\sigma_n} \frac{u_p}{u}, & u > u_p. \end{aligned} \quad (4.39)$$

Esta expressão mostra que τ aproxima a resistência residual para valores de deslocamento maiores que u_r . A concordância entre o modelo constitutivo e os resultados experimentais de Grasselli e Egger (2003) obtidos no laboratório é boa, como mostra a Figura 4.48.

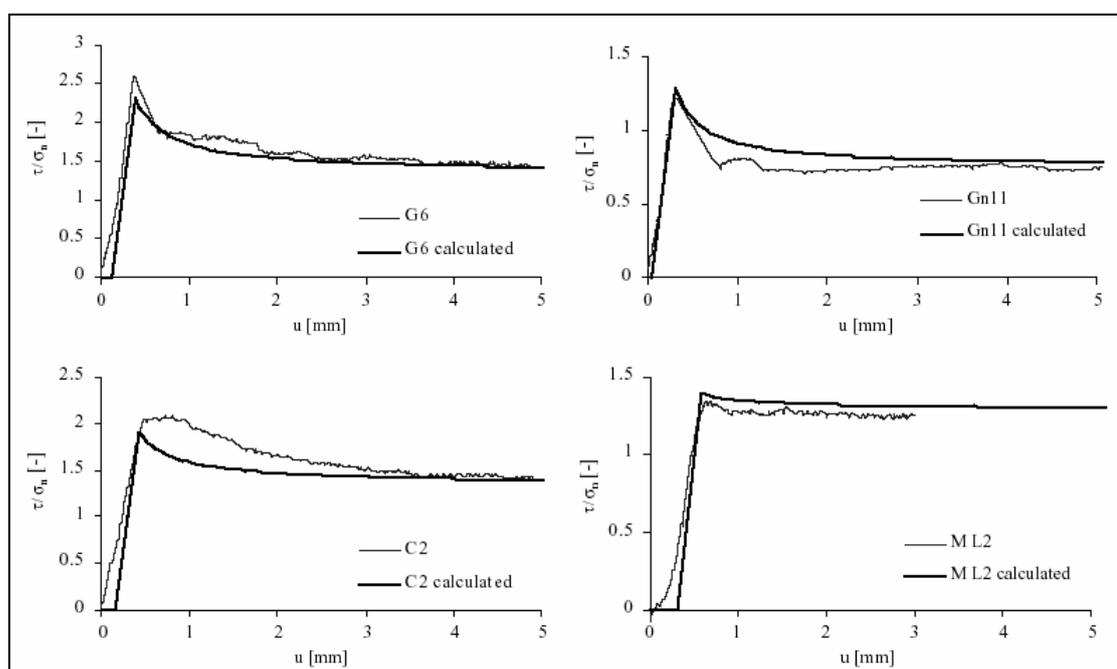


FIGURA 4.48: Comparação entre os Resultados Experimentais de Laboratório e o Modelo Constitutivo Proposto na Equação (4.39)
[Reproduzida de Grasselli e Egger, 2003]

4.8.5 Quantificação Objetiva de JRC

Cada investigador que tenta estudar a contribuição da morfologia da superfície na resistência ao cisalhamento tem que lidar com o critério de JRC proposto por Barton nos anos setenta (Barton e Choubey (1977)), e adotado como uma referência pela Sociedade Internacional de Mecânica das Rochas em 1978 (ISRM, 1978). Realmente, entre todos os

modelos propostos na literatura para estimar a resistência de juntas de rocha, o critério de Barton e Choubey (1977) é o que é principalmente usado na prática. Como apresentado anteriormente, o critério de Barton e Choubey (1977) para o pico da resistência ao cisalhamento é expresso pela equação (4.2) como:

$$\tau_p = \sigma_n \tan \left[\phi_b + \text{JRC} \log_{10} \left(\frac{\text{JCS}}{\sigma_n} \right) \right].$$

Considerando que o valor do pico da resistência ao cisalhamento é único para um dado experimento, é possível comparar as equações (4.2) e (4.31) para obter:

$$\tan \left[\phi_b + \text{JRC} \log_{10} \left(\frac{\text{JCS}}{\sigma_n} \right) \right] = \tan \phi_r^* (1 + g). \quad (4.40)$$

Disso segue que:

$$\phi_b + \text{JRC} \log_{10} \left(\frac{\text{JCS}}{\sigma_n} \right) = \arctan \left[\tan \phi_r^* (1 + g) \right]. \quad (4.41)$$

Então, JRC pode ser expresso como:

$$\text{JRC} = \frac{\arctan \left[\tan \phi_r^* (1 + g) \right] - \phi_b}{\log_{10} (\text{JCS} / \sigma_n)}. \quad (4.42)$$

Como as juntas consideradas são “recentes”, adota-se $\text{JCS} = \sigma_c$, em tal caso:

$$\text{JRC} = \frac{\arctan \left[\tan \phi_r^* (1 + g) \right] - \phi_b}{\log_{10} (\sigma_c / \sigma_n)}. \quad (4.43)$$

Substituindo g da equação (4.32), e ϕ_r^* da equação (4.35), encontra-se que:

$$\text{JRC} = \frac{\arctan \left\{ \tan \left[\phi_b + \left(\theta_{\max}^* / C_r \right)^{1,18 \cos \alpha_x} \right] \left[1 + e^{-\left(\theta_{\max}^* / 9 A_0 C_r \right) (\sigma_n / \sigma_t)} \right] \right\} - \phi_b}{\log_{10} (\sigma_c / \sigma_n)}. \quad (4.44)$$

Os valores de JRC calculados com retro-análise dos testes experimentais e esses obtidos com a equação (4.44) geralmente estão em boa concordância, de acordo com Grasselli e Egger (2003). A novidade desta abordagem para quantificar JRC é que a tridimensionalidade da superfície é considerada, e conseqüentemente a análise não é reduzida somente a um único perfil.

Contudo, deve-se mencionar que Grasselli e Egger (2003) não investigaram a influência da escala no cisalhamento. Portanto seus resultados só têm garantia na faixa das amostras testadas em laboratório ($\sigma_n / \sigma_c = 0,01$ a $0,4$ e $\sigma_c / \sigma_t = 5$ a 46). Estudos adicionais poderiam ser feitos para explorar a aplicabilidade do modelo proposto a condições de situ.

5 CRITÉRIOS CONSTITUTIVOS APLICADOS À SISMOLOGIA

Dando continuidade ao estudo de critérios constitutivos iniciado no capítulo anterior, no presente capítulo restringe-se este estudo à área da Sismologia. São discutidos os principais critérios constitutivos utilizados em Engenharia Sísmica. Inicia-se apresentando o critério de Coulomb, que é a lei mais simples possível. Em seguida discutem-se os critérios constitutivos de variação da força de atrito com o deslizamento (“slip-weakening law”), de variação do atrito com a velocidade de deslizamento (“velocity ou rate-weakening law”), de variação do atrito com o deslizamento e com a velocidade de deslizamento (“slip and velocity weakening law”) e o mais complexo critério dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo (“rate and state dependent friction law”). São apresentados resultados experimentais evidenciando uma lei de variação da força de atrito com a velocidade de deslizamento e, por fim são mostradas algumas deficiências nos critérios constitutivos atualmente usados.

5.1 CRITÉRIO DE COULOMB

O critério constitutivo mais simples é o critério de Coulomb, também conhecido como de atrito seco. Através de experimentos físicos envolvendo, usualmente, deslizamento entre superfícies planas, a teoria básica do atrito seco pôde ser estabelecida a partir das seguintes hipóteses:

- a) A força total de atrito que pode ser desenvolvida é independente da área de contato;
- b) A força total de atrito que pode ser desenvolvida é proporcional à força normal total na interface;
- c) Para o caso de deslizamento com baixa velocidade relativa, a força total de atrito é independente dessa velocidade.

Das suposições anteriores pode-se escrever, no instante de impedimento do deslizamento ou durante o deslizamento:

$$F_a = \mu F_N \quad (5.1)$$

onde F_a e F_N representam a força de atrito e a força normal, respectivamente, e μ é o denominado coeficiente de atrito. Dos experimentos físicos pôde-se observar que este coeficiente de atrito é um pouco maior antes do deslizamento do que durante o deslizamento. Com isso, separa-se o coeficiente de atrito μ em coeficiente de atrito estático, μ_s , e coeficiente de atrito dinâmico, μ_d . Em qualquer caso, a força de atrito atua tangencialmente à interface dos corpos, no sentido oposto ao movimento.

Visando expandir a teoria para condições mais gerais, envolvendo distribuições não-uniformes ou superfícies não-planas, essas suposições básicas são freqüentemente consideradas como relações locais. Dessa maneira, as forças são substituídas por tensões, e a generalização da equação (5.1) torna-se:

$$\tau_t = \mu \sigma_n \quad (5.2)$$

em termos das tensões tangencial, τ_t , e normal, σ_n . Percebe-se que uma integração da equação (5.2) sobre uma área de contato plana fornece a equação (5.1).

No critério constitutivo de Coulomb considera-se que a tensão de cisalhamento, τ , cai bruscamente de seu estado estático ($\mu_s \sigma_n$), para o estado dinâmico ($-\mu_d \sigma_n \text{sgn}(\dot{x})$), sem nenhuma dependência de outros parâmetros, como pode ser observado no gráfico da Figura 5.1. Com isso, no critério de Coulomb, a equação constitutiva é representada por:

$$\begin{aligned} \tau &\leq \mu_s \sigma_n && \text{para } \dot{x} = 0 \\ \tau &= -\mu_d \sigma_n \text{sgn}(\dot{x}) && \text{para } \dot{x} \neq 0 \end{aligned} \quad (5.3)$$

onde τ é a tensão de cisalhamento, σ_n é a tensão normal, μ_s é o coeficiente de atrito estático, μ_d é o coeficiente de atrito dinâmico e \dot{x} é a velocidade de deslizamento.

O conceito de atrito de Coulomb fornece apenas a teoria básica. Deve-se enfatizar que os processos de atrito não são tão simples. A teoria de Coulomb é apenas uma aproximação.

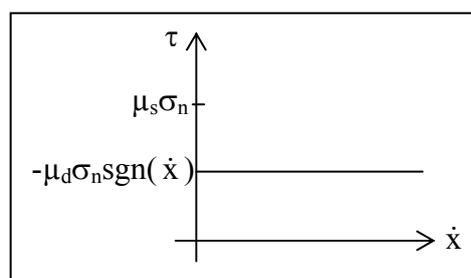


FIGURA 5.1: Critério Constitutivo de Coulomb

5.2 CRITÉRIO DE VARIAÇÃO DO ATRITO COM O DESLIZAMENTO

Entre os principais modelos de variação da força de atrito está a lei de variação com o deslizamento, conhecida como “slip-weakening law” na literatura em inglês. O critério de variação do atrito com o deslizamento é uma simplificação prática, mas é muito utilizado devido a sua simplicidade e aceitação na simulação de terremotos. Este critério foi primeiramente proposto por Ida (1972) e Palmer e Rice (1973). Posteriormente, Ohnaka e Yamashita (1989) realizaram experimentos de laboratório para estudar a iniciação da propagação de ruptura e encontraram que a lei de variação com o deslizamento desempenha um papel importante. Ohnaka e Kuwahara (1990) observaram que o modelo de variação do atrito com o deslizamento pôde explicar de forma satisfatória os experimentos realizados por eles. Matsu'ura *et al.* (1992) mostraram que esta lei é consistente com conceitos clássicos da mecânica da fratura, em particular com modelos de dissipação de energia próximo à frente de ruptura. Ohnaka *et al.* (1997) propuseram uma lei constitutiva de variação com o deslizamento para a falha por cisalhamento de rochas sob condições litosféricas. Fukuyama e Madariaga (1998) propuseram um novo método para modelar a propagação espontânea da ruptura em uma falha plana dentro de um meio elástico homogêneo e estudaram o efeito de diferentes leis de variação do atrito na propagação dinâmica da falha por cisalhamento. Madariaga *et al.* (1998) propuseram um método de estudar a falha dinâmica em três dimensões, o qual permite o uso de vários modelos de variação do atrito, incluindo o modelo de variação com o deslizamento.

Em experimentos de aderência-deslizamento de Ohnaka *et al.* (1987), os autores encontraram a lei de variação do atrito com o deslizamento apresentada na Figura 5.2 (na esquerda). Posteriormente, Ohnaka *et al.* (1997) representaram esta lei pelo gráfico da Figura 5.2 (na direita). Contudo, para fins práticos, esta lei é simplificada como apresentado na Figura 5.3 de Fukuyama e Madariaga (1998).

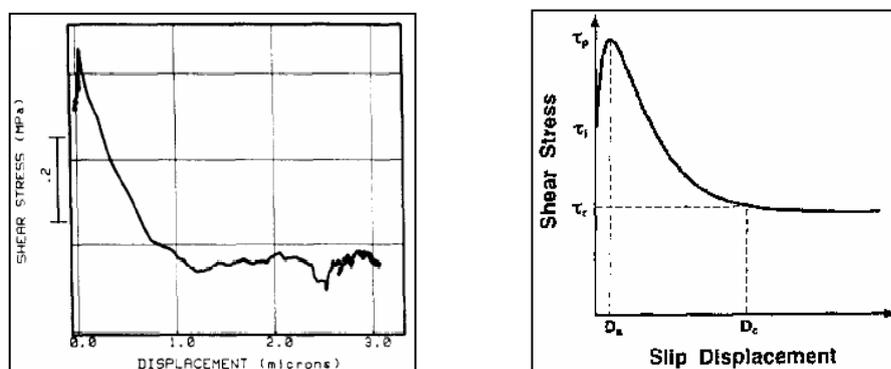


FIGURA 5.2: Critério Constitutivo de Variação do Atrito com o Deslizamento
[Reproduzidas de Ohnaka *et al.*, 1987 e Ohnaka *et al.*, 1997]

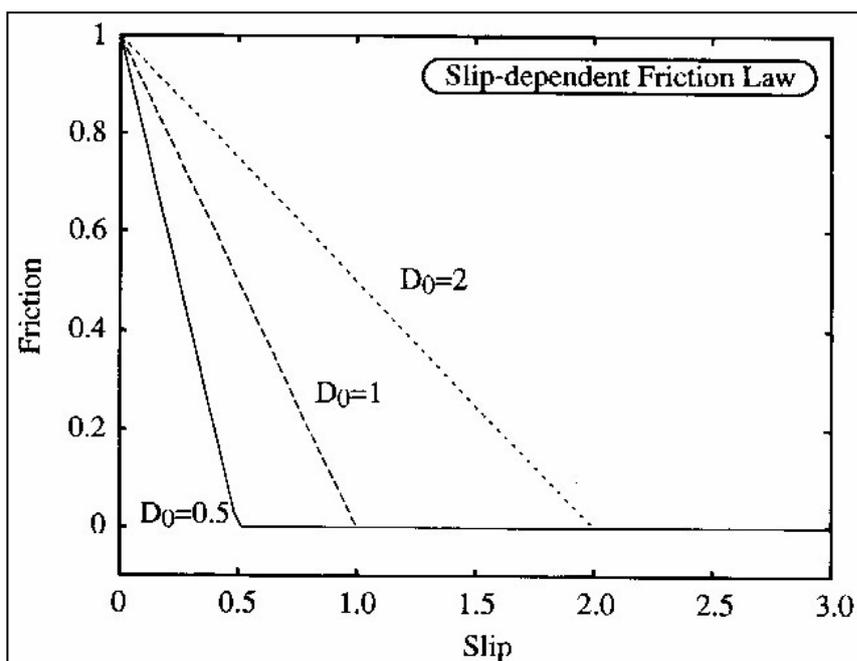


FIGURA 5.3: Critério Constitutivo de Variação do Atrito com o Deslizamento Simplificado
[Reproduzida de Fukuyama e Madariaga, 1998]

Onde, na Figura 5.2, τ_i é a tensão de cisalhamento inicial, τ_p é a tensão de cisalhamento de pico, τ_r é a tensão de atrito residual, D_a é o deslocamento de cisalhamento no qual a tensão de pico é obtida e D_0 é o deslocamento de cisalhamento crítico, isto é, é o deslizamento necessário para o atrito cair para seu valor dinâmico ou valor residual.

Então, de acordo com Fukuyama e Madariaga (1998), o critério constitutivo de variação do atrito com o deslizamento é definido pelas seguintes equações, de acordo com o esquema simplificado da Figura 5.4.

$$\begin{aligned} \tau &\leq \tau_u && \text{para } x = 0 \\ \tau &= \tau_u - (\tau_u - \tau_r) \frac{x}{D_0} && \text{para } 0 < x < D_0 \quad \text{e} \quad \dot{x} > 0 \\ \tau &= \tau_r && \text{para } x \geq D_0 \quad \text{e} \quad \dot{x} > 0 \end{aligned} \quad (5.4)$$

A primeira parte da equação (5.4) se aplica para tensão de cisalhamento, τ , abaixo da tensão última, τ_u . A segunda parte é aplicada quando a tensão de cisalhamento, τ , alcança o nível de tensão último, τ_u . Deve-se ressaltar que não é permitido deslizamento reverso (“backslip”), ou seja, a lei não é aplicada quando a velocidade de deslizamento, \dot{x} , muda de sinal. A tensão residual, τ_r , é o nível de tensão do atrito dinâmico, isto é, atrito a altas velocidades de deslizamento. x representa o deslizamento.

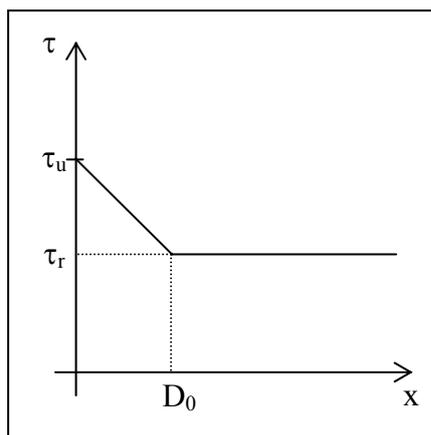


FIGURA 5.4: Esquema Simplificado do Critério Constitutivo de Variação do Atrito com o Deslizamento

Fukuyama e Madariaga (1998) observaram que quando se considera um modelo de variação do cisalhamento por atrito com o deslizamento, a tensão cai gradualmente, enquanto a velocidade de deslizamento aumenta gradualmente depois do começo da ruptura. O processo inicial de ruptura é completamente diferente daquele observado quando se considera atrito de Coulomb ($D_0 = 0$), mas o mecanismo de encerramento do processo é similar. Se o deslizamento é menor que D_0 , a força de atrito resiste ao deslizamento, porém quando o deslizamento excede D_0 , este se desenvolve sem atrito.

Ohnaka *et al.* (1997) e Ohnaka e Shen (1999) mencionam que o critério constitutivo de variação do atrito com o deslizamento é dependente da escala. Este critério incorpora o parâmetro de escala D_0 explicitamente e este parâmetro é escalado por um comprimento característico, λ_c , o qual representa as irregularidades geométricas da superfície. Então, conforme esses autores, como o critério constitutivo de variação do atrito com o deslizamento incorpora o parâmetro de escala D_0 , este critério fornece a resistência ao cisalhamento de qualquer escala de tamanho, desde pequena escala em laboratório até grandes escalas em situ. O capítulo 4 da presente tese e o recente trabalho de Kanamori e Brodsky (2004) também confirmam que o valor do deslocamento crítico, D_0 , depende, por exemplo, do valor r.m.s. da altura das rugosidades da superfície, sendo que este valor r.m.s. pode ser calculado conforme explicado no capítulo 2. Dos experimentos realizados em escala de laboratório, apresentados no capítulo 4, puderam-se observar que o deslocamento crítico é da ordem de 0,5 a 1mm, enquanto para escalas reais este valor foi estimado em 0,5m para o terremoto de Kobe em 1995, podendo chegar a 1m para outros terremotos (Kanamori e Brodsky (2004)).

5.3 CRITÉRIO DE VARIAÇÃO DO ATRITO COM A VELOCIDADE DE DESLIZAMENTO

Outro modelo importante de variação da força de atrito é a lei que sugere uma dependência da força de atrito com a velocidade de deslizamento, conhecida como “velocity ou rate-weakening law” na literatura em inglês. A variação da força de atrito com a velocidade de deslizamento foi observada em numerosos experimentos e parece ser sempre aplicável, razão pela qual é geralmente considerada em Sismologia como um modelo mais real.

Modelos simples de atrito dependentes da velocidade de deslizamento têm sido propostos desde os estudos de aderência-deslizamento de Burridge e Knopoff (1967) que modelaram numericamente uma cadeia de blocos ligados entre eles sobre uma superfície áspera (modelo massa-mola). Carlson e Langer (1989), Huang e Turcotte (1990), entre outros pesquisadores, seguem a mesma idéia de massa-mola e atrito dependente da velocidade para estudar a seqüência e estado caótico dos terremotos. Fukuyama e Madariaga (1998) e Madariaga *et al.* (1998) também estudaram o critério de variação do atrito com a velocidade de deslizamento em seus trabalhos sobre o modelamento da ruptura em falhas de rochas. Miguel, L. F. F. (2002) realizou experimentos de atrito em superfícies metálicas e encontrou uma lei de variação do atrito com a velocidade de deslizamento, conforme apresentado na Figura 5.10.

De acordo com Fukuyama e Madariaga (1998), o critério constitutivo de variação do atrito com a velocidade de deslizamento é definido pelas seguintes equações, conforme apresentado no gráfico da Figura 5.5.

$$\begin{aligned} \tau &\leq \tau_u && \text{para } \dot{x} = 0 \\ \tau &= \tau_r + (\tau_u - \tau_r) \frac{V_0}{V_0 + \dot{x}} && \text{para } \dot{x} > 0 \end{aligned} \quad (5.5)$$

onde V_0 é a velocidade de deslizamento característica para a qual a tensão começa a aumentar quando a velocidade de deslizamento diminui.

Novamente, a primeira parte da equação (5.5) se aplica para níveis de tensão de cisalhamento, τ , abaixo da tensão última, τ_u . A segunda parte é aplicada quando a tensão de cisalhamento, τ , alcança o nível de tensão último, τ_u . Mais uma vez, considera-se que não é permitido deslizamento reverso, ou seja, a lei não é aplicada quando a velocidade de deslizamento, \dot{x} , muda de sinal.

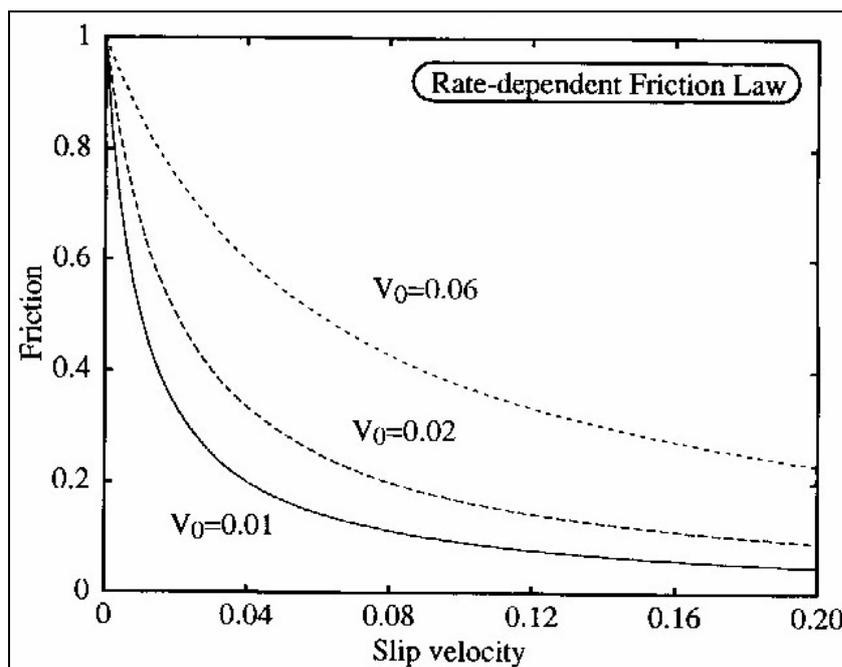


FIGURA 5.5: Critério Constitutivo de Variação do Atrito com a Velocidade de Deslizamento
[Reproduzida de Fukuyama e Madariaga, 1998]

5.4 CRITÉRIO DE VARIAÇÃO DO ATRITO COM O DESLIZAMENTO E COM A VELOCIDADE DE DESLIZAMENTO

Madariaga *et al.* (1998) sugerem uma combinação dos critérios constitutivos de variação do atrito com o deslizamento e variação com a velocidade de deslizamento. Este critério é chamado lei de variação do atrito com o deslizamento e com a velocidade de deslizamento ou “slip and velocity weakening law” na literatura em inglês, a qual está apresentada esquematicamente na Figura 5.6. A curva contínua na figura mostra a trajetória típica da tensão em um ponto da curva.

Para valores de tensão menores que o pico de atrito estático, τ_u , o deslizamento e a velocidade de deslizamento são zero. Uma vez que o deslizamento começa, a tensão é uma função tanto do deslizamento quanto da velocidade de deslizamento descrita pelo atrito da superfície, $\tau(x, \dot{x})$. A variação do atrito com o deslizamento é medida com D_0 , e V_0 mede a variação com a velocidade de deslizamento.

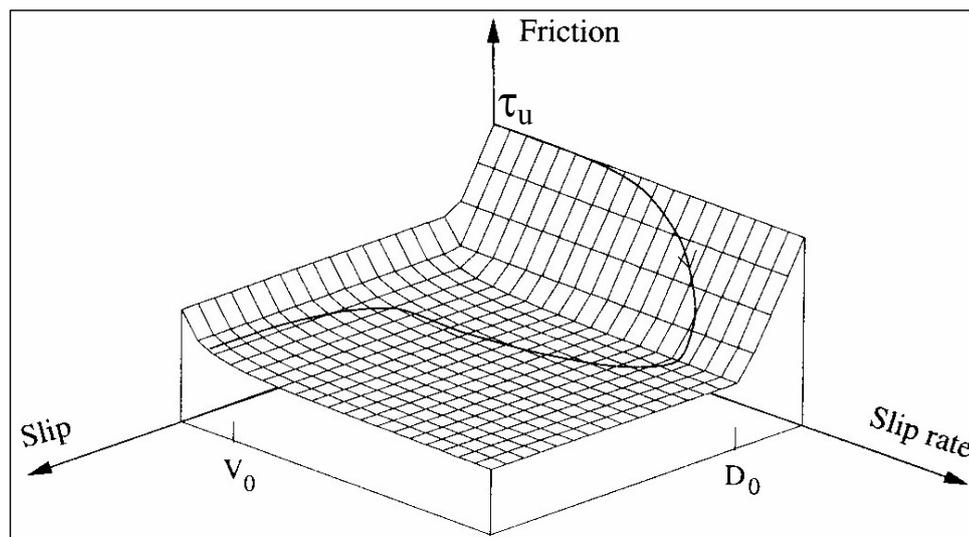


FIGURA 5.6: Critério Constitutivo de Variação do Atrito com o Deslizamento e com a Velocidade de Deslizamento
[Reproduzida de Madariaga *et al.*, 1998]

5.5 CRITÉRIO DEPENDENTE DO DESLIZAMENTO, DA VELOCIDADE DE DESLIZAMENTO E DO TEMPO

Dieterich (1979) e Ruina (1983) realizaram experimentos a taxas baixas de deslizamento e propuseram um modelo no qual a tensão de cisalhamento devida ao atrito depende da velocidade, do deslocamento e também do tempo. Esse critério é conhecido como “rate and state dependent friction law” na literatura em inglês.

Resultados experimentais e características dessa lei constitutiva são discutidos em detalhes por Dieterich (1979), Rice (1983), Ruina (1983), Weeks e Tullis (1985), Tullis e Weeks (1986), Biegel *et al.* (1989) e Kanamori e Brodsky (2004), entre outros. Baseado diretamente em experimentos de laboratório, Dieterich (1987) demonstrou que a velocidade, o tempo e o deslizamento são parâmetros ubíquos do atrito. Tse e Rice (1986) e Stuart (1988) usaram este critério constitutivo para modelar terremotos.

Dieterich (1987, 1992) sugere a seguinte equação constitutiva:

$$\mu = \mu_0 - A_e \ln\left(\frac{a_e}{\dot{x}} + 1\right) + B_e \ln\left(\frac{\theta}{b_e} + 1\right) \quad (5.6)$$

onde μ é o coeficiente de atrito definido na equação (5.2), μ_0 , A_e , B_e , a_e e b_e são parâmetros determinados experimentalmente e x , \dot{x} e θ são o deslizamento, a velocidade de deslizamento e uma variável de estado, respectivamente. Efeitos da história de deslizamento e conseqüentemente os efeitos dependentes do tempo e do deslocamento são representados pela

variável θ . Dieterich (1979) e Dieterich e Conrad (1984) interpretaram esta variável como uma medida do tempo médio de contato entre as superfícies deslizantes e que os contatos fortalecem com o tempo. Como os contatos são destruídos e criados durante o deslizamento, é razoável que θ dependa da história do deslizamento.

Bizzarri *et al.* (2001) analisaram a lei de atrito dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo através das seguintes equações:

$$\tau = \left[\mu_0 - a_e \ln\left(\frac{\dot{x}_0}{\dot{x}} + 1\right) + b_e \ln\left(\frac{\theta \dot{x}_0}{L_e} + 1\right) \right] \sigma_n \quad (5.7)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \frac{\theta \dot{x}}{L_e} \quad (5.8)$$

onde μ_0 e \dot{x}_0 são valores de referência arbitrários do coeficiente de atrito e da velocidade de deslizamento, respectivamente, a_e , b_e , e L_e são os parâmetros constitutivos e θ é a variável de estado. O parâmetro constitutivo $A_e = a_e \sigma_n$ representa a sensibilidade da taxa instantânea, isto é, o efeito direto do atrito depois de uma mudança repentina na velocidade de deslizamento. $B_e = b_e \sigma_n$ controla a evolução da variável de estado. A distância característica L_e é o comprimento sobre o qual a superfície desliza antes que o movimento aproxime o deslizamento estacionário.

Kato e Tullis (2003) analisaram o comportamento da lei de atrito dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo considerando diferentes formas de evolução da variável de estado θ , de acordo com as seguintes equações:

$$\frac{d\theta}{dt} = 1 - \frac{\theta \dot{x}}{L_e} \quad (5.9)$$

chamada lei de atraso (“slowness law”)

$$\frac{d\theta}{dt} = -\left(\frac{\theta \dot{x}}{L_e}\right) \ln\left(\frac{\theta \dot{x}}{L_e}\right) \quad (5.10)$$

chamada lei de deslizamento (“slip law”)

$$\frac{d\theta}{dt} = \exp\left(-\frac{\dot{x}}{\dot{x}_c}\right) - \left(\frac{\theta \dot{x}}{L_e}\right) \ln\left(\frac{\theta \dot{x}}{L_e}\right) \quad (5.11)$$

chamada lei composta (“composite law”), a qual foi proposta por Kato e Tullis (2001).

Kato e Tullis (2003) concluíram que a lei composta proposta por eles representa melhor seus resultados experimentais.

5.6 EVIDÊNCIA EXPERIMENTAL SOBRE CRITÉRIOS CONSTITUTIVOS

A autora da presente tese realizou durante a sua dissertação de mestrado uma série de ensaios para medir a evolução da força de atrito entre duas superfícies metálicas. As áreas das superfícies de contato variaram em torno de 28cm^2 , sendo a força normal de contato controlada por meio de duas molas. Todo o experimento é descrito detalhadamente em Miguel, L. F. F. (2002).

Os ensaios foram realizados em uma máquina servo-hidráulica MTS (“Material Test System”) 810, com capacidade de até 100kN, do Laboratório de Metalurgia Física (LAMEF), registrando-se força e deslocamento durante 480 ciclos de excitação harmônica. As freqüências utilizadas variaram de 0,1 a 3Hz enquanto as amplitudes variaram de 0,1 a 8mm. A energia dissipada por ciclo é calculada a partir da área do ciclo de histerese.

As figuras a seguir apresentam alguns resultados típicos de atrito entre sólidos. A Figura 5.7 mostra os ciclos de histerese correspondentes a um dos ensaios (freqüência de 0,5Hz e amplitude de 4mm), já a Figura 5.8 apresenta a energia dissipada por ciclo em função da amplitude para as diferentes freqüências ensaiadas. A evolução da força de atrito com a velocidade de deslizamento está representada na Figura 5.9 para as quatro maiores amplitudes testadas. Estes dados foram ajustados com uma expressão empírica ilustrada na Figura 5.10, a qual mostra claramente uma lei de variação do atrito com a velocidade de deslizamento.

A lei constitutiva encontrada para a variação da força de atrito com a velocidade de deslizamento é representada pela equação (5.12):

$$F_a = F_{aest} \frac{1 + be^{-c\dot{x}}}{1 + b} \quad (5.12)$$

onde F_a é a força de atrito, F_{aest} é a força de atrito estática, calculada por $\mu_s F_N$, \dot{x} é a velocidade de deslizamento e b e c são constantes que variam de acordo com o material e com a escala.

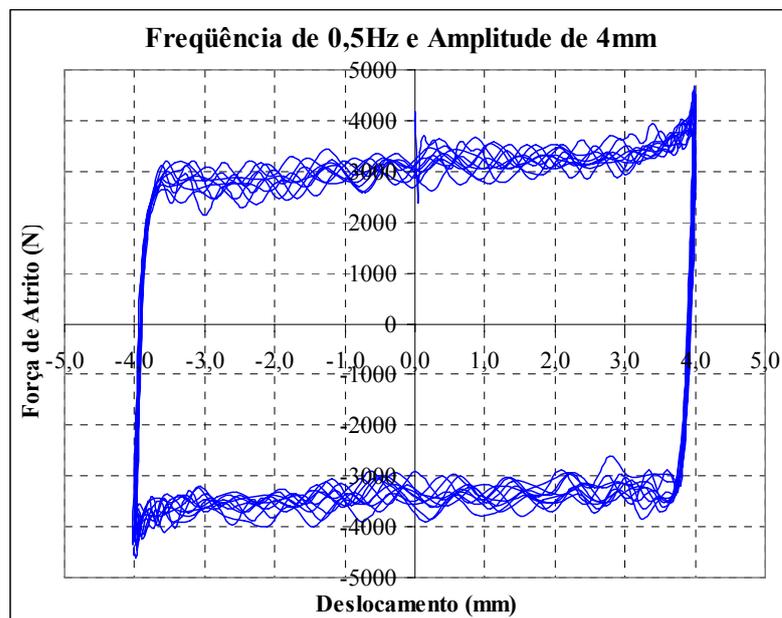


FIGURA 5.7: Ciclos de Histerese com freq. = 0,5Hz, amp. = 4mm

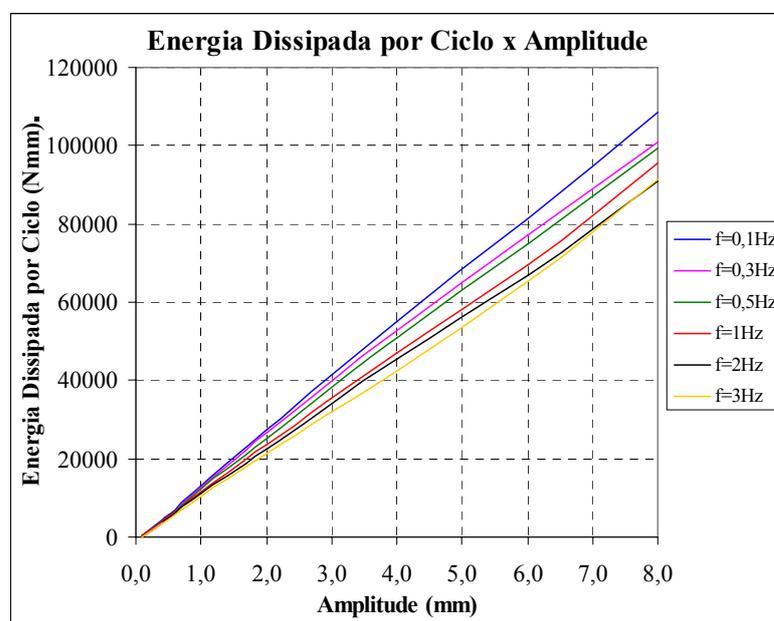


FIGURA 5.8: Energia Dissipada por Ciclo em Função da Amplitude

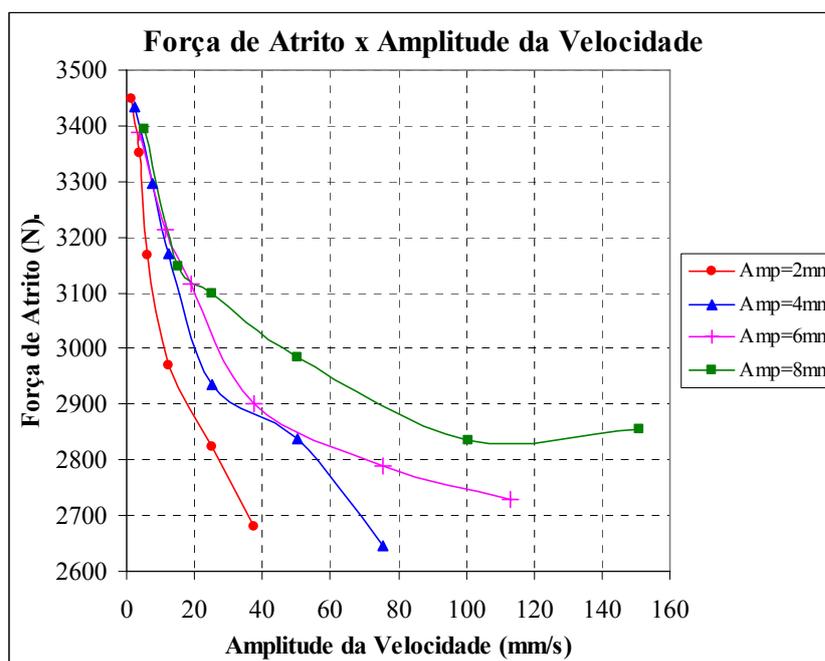


FIGURA 5.9: Força de Atrito em Função da Velocidade de Deslizamento

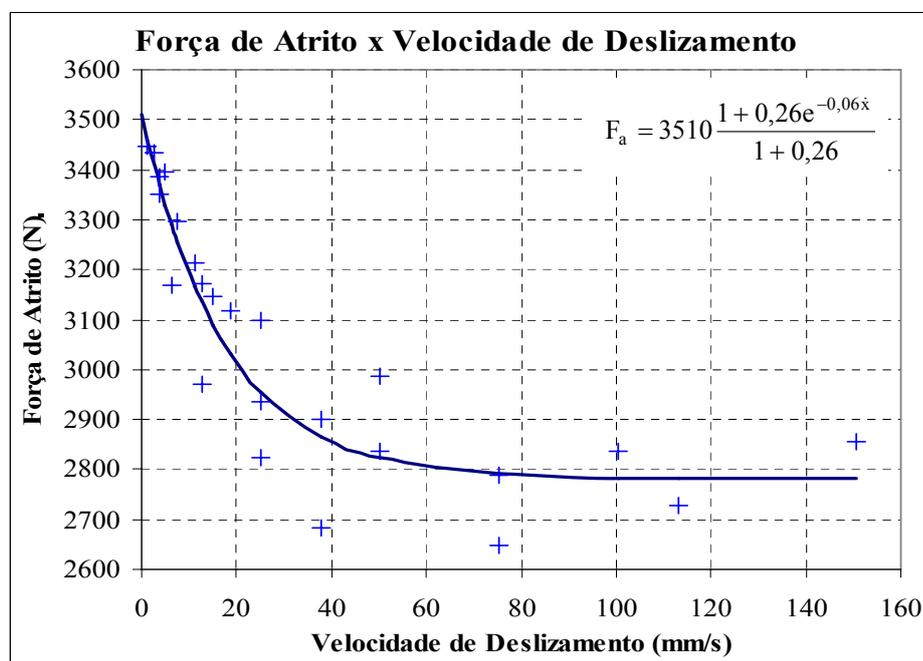


FIGURA 5.10: Curva de Ajuste da Variação da Força de Atrito com a Velocidade de Deslizamento – Equação Constitutiva Obtida

5.7 DEFICIÊNCIA ENCONTRADA NOS CRITÉRIOS ATUAIS

Atualmente o critério constitutivo mais utilizado por Sismólogos e Engenheiros Sísmicos é o critério de variação da força de atrito com o deslizamento (“slip-weakening law”) apresentado na seção 5.2. Contudo, apesar da ampla utilização de tal lei devida a sua simplicidade, a evidência experimental sobre critérios constitutivos apresentada na seção 5.6, o trabalho de Miguel e Riera (2003) e o recente trabalho de Hartzell *et al.* (2005) conduzem a utilização de uma lei exponencial de variação da força de atrito com a velocidade de deslizamento, representada pela equação (5.12).

Acredita-se que o critério de variação da força de atrito com a velocidade de deslizamento representado pela equação (5.12) é uma lei mais real, mais precisa, que permite levar em consideração, através dos coeficientes b e c , mais características das superfícies em contato. Por exemplo, para cada tipo de material e área em contato (efeito de escala), têm-se diferentes coeficientes b e c . Além disso, Miguel e Riera (2003) mostraram que a lei de variação do atrito com o deslizamento não é totalmente válida, como se observa a seguir.

A fim de analisar as duas leis mais utilizadas em Sismologia e explicar o porquê da lei de variação do atrito com o deslizamento ser amplamente usada mesmo sendo formalmente incorreta, é desenvolvido um exemplo simples no qual se considera a evolução do deslizamento com o tempo associada a um pulso senoidal da velocidade, esquematizados na Figura 5.11. É admitido em tal análise ambos os critérios, a lei de variação do atrito com a velocidade, representada pela equação (5.12) e na Figura 5.10, e a lei de variação do atrito com o deslizamento representada pela equação (5.4) e na Figura 5.12.

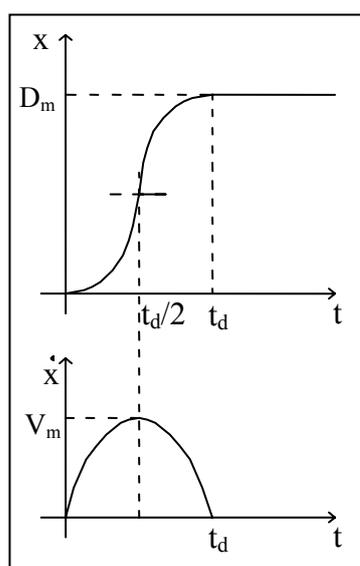


Figura 5.11: Pulso Senoidal de Velocidade

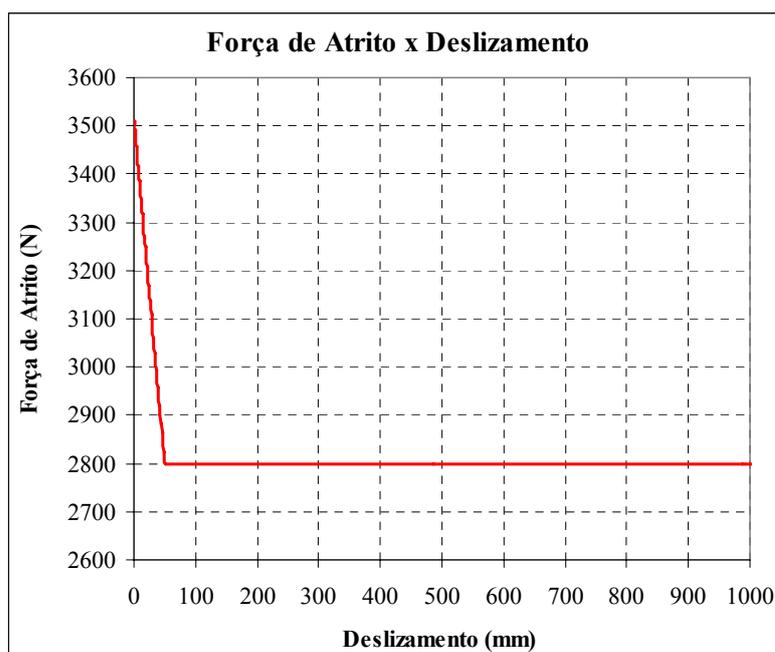


FIGURA 5.12: Critério Constitutivo de Variação da Força de Atrito com o Deslizamento

Para o exemplo em consideração, a velocidade esquematizada na Figura 5.11 é:

$$\dot{x} = V_m \operatorname{sen}\left(\frac{\pi t}{t_d}\right) \quad (5.13)$$

Integrando a equação (5.13), obtém-se o deslocamento:

$$x = \int_0^t \dot{x} dt = \frac{V_m t_d}{\pi} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi t}{t_d}\right) \right] \quad (5.14)$$

Portanto, a relação entre velocidade e deslocamento é:

$$\dot{x} = V_m \sqrt{2 \left(\frac{\pi x}{V_m t_d} \right) - \left(\frac{\pi x}{V_m t_d} \right)^2} \quad (5.15)$$

Substituindo a equação (5.15) na equação (5.12), obtém-se:

$$F_a = F_{aest} \frac{1 + be^{-c V_m \sqrt{2 \left(\frac{\pi x}{V_m t_d} \right) - \left(\frac{\pi x}{V_m t_d} \right)^2}}}{1 + b} \quad (5.16)$$

O deslizamento total é $D_m = \frac{2V_m t_d}{\pi}$, então a equação (5.16) pode ser escrita da seguinte forma:

$$F_a = F_{aest} \frac{1 + be^{-c \frac{\pi D_m}{t_d} \sqrt{\frac{x}{D_m} \left(1 - \frac{x}{D_m} \right)}}}{1 + b} \quad (5.17)$$

a qual é uma lei de variação da força de atrito com o deslizamento equivalente a lei de variação do atrito com a velocidade de deslizamento.

Na Figura 5.13 apresenta-se a evolução da força de atrito com o tempo, supondo-se as leis de variação do atrito com a velocidade de deslizamento e com o deslizamento ilustradas nas Figuras 5.10 e 5.12, respectivamente, para a história de movimento na falha da Figura 5.11. Observa-se que ambas as leis são equivalentes, isto é, conduziriam a resultados similares durante a primeira parte do movimento. Entretanto, na parte final do movimento, quando a velocidade decresce, a lei de variação do atrito com o deslizamento subestima o atrito, tornando-se necessária a introdução de hipóteses arbitrárias, como a existência de um mecanismo de frenagem (“arresting mechanism”). Na análise de Dalguer *et al.* (2001), observa-se claramente a deficiência apontada, pois na maioria dos registros a correlação entre velocidades e deslocamentos determinados numericamente e observados nas estações sismológicas é quase perfeita na primeira metade do registro, porém não é satisfatória em sua parte final. Os resultados numéricos nos últimos trechos superam os valores medidos, o que sugere que as forças de atrito estavam sendo subestimadas (Figura 5.13) pela lei empregada em tal análise (Figura 5.12).

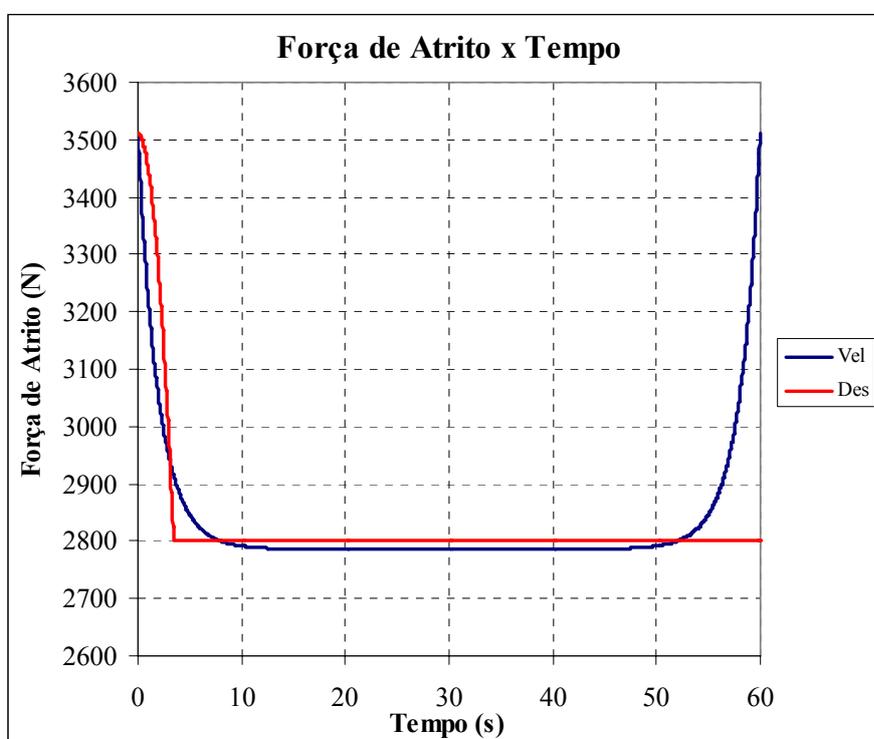


FIGURA 5.13: Variação da Força de Atrito com o Tempo para as Duas Leis Consideradas

Hartzell *et al.* (2005) concluíram em seu trabalho que uma lei de variação do atrito com a velocidade é mais consistente para o terremoto de Northridge de 1994, que uma simples lei de variação do atrito com o deslizamento.

6 SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA REGIÃO DA FALHA SÍSMICA

Neste capítulo inicia-se o processo numérico de busca da relação constitutiva macro (ou global) da falha sísmica. É admitido que o material é elástico, linear e homogêneo, que não ocorre fratura e que não há asperezas na interface. Primeiramente, faz-se uma breve descrição do programa computacional desenvolvido e em seguida descreve-se o modelo adotado para as análises. Na seqüência, apresentam-se os resultados das simulações numéricas considerando-se as duas principais leis constitutivas como leis micro (ou locais) na interface. Com isso determinam-se as relações constitutivas macro para a falha, ajustadas a partir dos resultados das simulações. Por fim, mostra-se que a excitação não influencia no critério constitutivo macro.

6.1 DESCRIÇÃO SIMPLIFICADA DO PROGRAMA COMPUTACIONAL DESENVOLVIDO

A fim de determinar a equação constitutiva macro (ou global) da falha sísmica, a partir de uma lei constitutiva micro (ou local), foi desenvolvido um programa computacional na linguagem Fortran denominado DEMASF - “Discrete Element Method for Analysis of Sliding with Friction”. Este programa é uma continuação de um programa desenvolvido anteriormente, o qual utiliza o Método dos Elementos Discretos (DEM) e integração direta das equações do movimento por diferenças finitas centrais. De uma forma prática e resumida, a lógica do programa DEMASF é apresentada na Figura 6.1.

O Método dos Elementos Discretos (Hayashi (1982) e Rocha (1989)) tem sido usado por Doz (1995), Iturrioz (1995), Dalguer (2000) e Rios (2002), constituindo, portanto, em um método já bem testado e confiável. O DEM também tem sido muito usado na análise dinâmica linear e não-linear de movimentos sísmicos (Dalguer *et al.*, 2001, 2003).

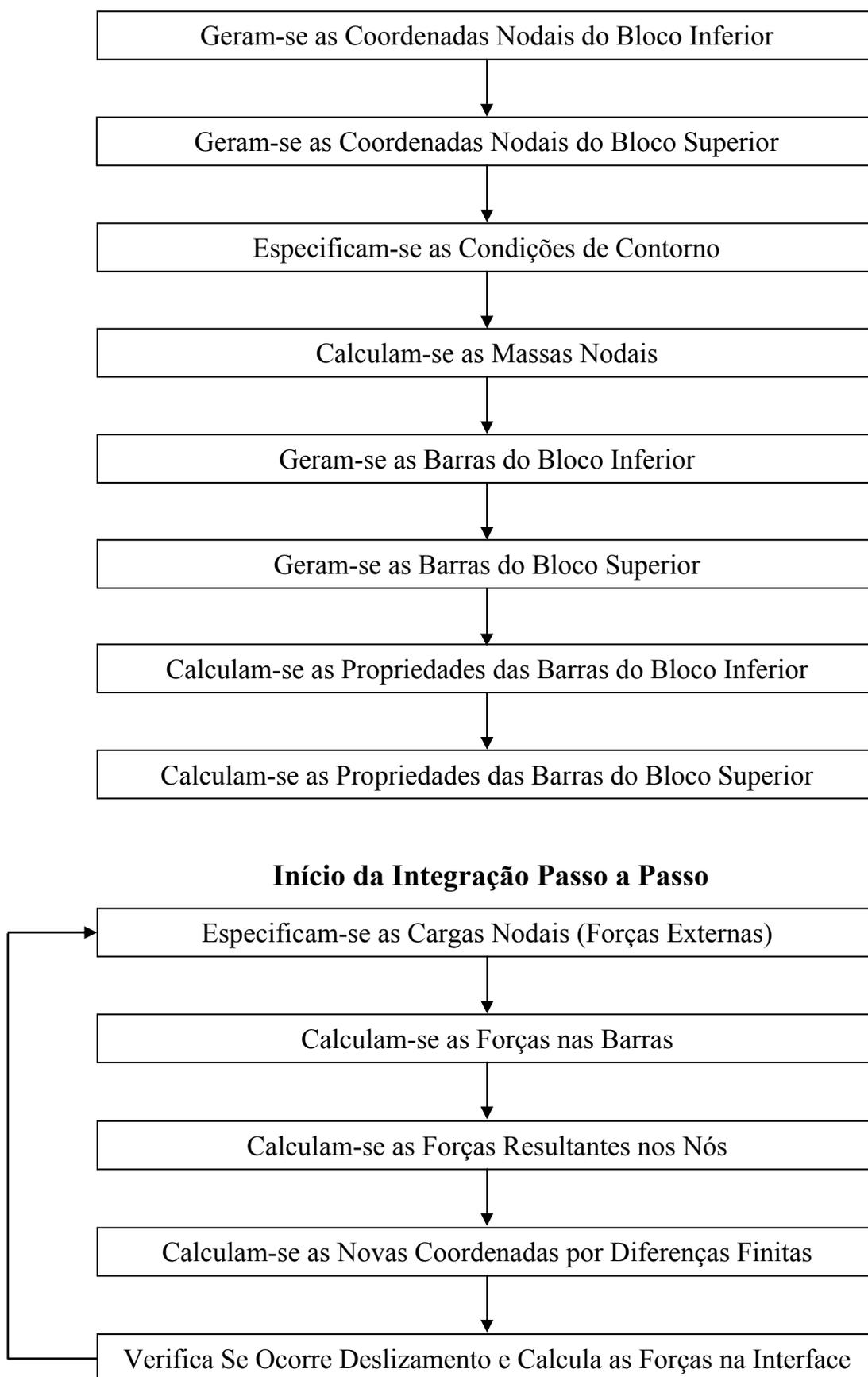


FIGURA 6.1: Fluxograma Simplificado do Programa DEMASF

O DEM consiste em representar o contínuo através de uma estrutura treliçada tridimensional periódica com massas concentradas em todos os nós, interconectadas por elementos visco-elásticos unidimensionais, como mostra a Figura 6.2 (a) e (b), sendo que a rigidez das barras é equivalente ao comportamento mecânico do meio contínuo em análise. Esta equivalência foi verificada por Hayashi (1982) e Rocha (1989), entre outros. O comportamento dos elementos é representado pela lei bi-linear sugerida por Hillerborg (1978), a qual é apresentada na Figura 6.2 (c) e (d).

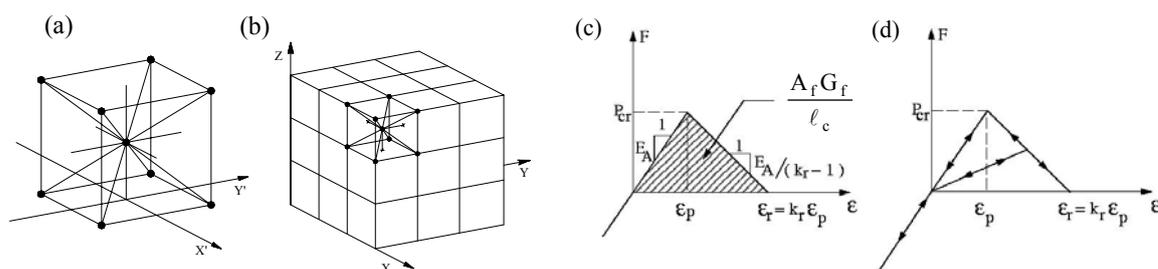


FIGURA 6.2: (a) Módulo cúbico; (b) Prisma formado por vários módulos cúbicos; (c) Lei constitutiva bi-linear; (d) Esquema de carga e descarga

A deformação limite, ϵ_r , é determinada para satisfazer a condição de que, na ruptura de um elemento, uma vez que a deformação atinge o valor ϵ_r , uma energia, U_{elem} , é liberada. É possível expressar:

$$U_{\text{elem}} = \frac{A_f G_f}{\ell_c}, \quad (6.1)$$

na qual A_f é a área fraturada da barra, ℓ_c é o comprimento dos elementos longitudinais e G_f é a energia específica de fratura. As equações de movimento são da forma:

$$\mathbf{M}\ddot{\vec{x}} + \mathbf{C}\dot{\vec{x}} + \vec{F}_r(t) - \vec{P}(t) = 0, \quad (6.2)$$

na qual \vec{x} representa o vetor de deslocamento nodal, \mathbf{M} a matriz de massa, \mathbf{C} a matriz de amortecimento, $\vec{F}_r(t)$ o vetor de forças internas e $\vec{P}(t)$ o vetor de forças externas. Salienta-se que quando \mathbf{M} e \mathbf{C} são diagonais, as equações (6.2) não estão acopladas. O método explícito de diferenças finitas centrais é então usado para integrar a equação (6.2). Como as coordenadas nodais são alteradas em cada intervalo de tempo, grandes deslocamentos podem ser considerados de forma natural e eficiente.

Inicialmente os blocos de rocha estão submetidos apenas aos esforços normais indicados na Figura 6.3(a), sendo posteriormente aplicados os esforços tangenciais mostrados na Figura 6.3(b). Antes de deslizar, os blocos sofrem uma distorção (a qual foi exagerada para fins de visualização na Figura 6.3(c)) e finalmente, após vencer a resistência ao atrito, os blocos iniciam o deslizamento relativo (Figura 6.3(d)).

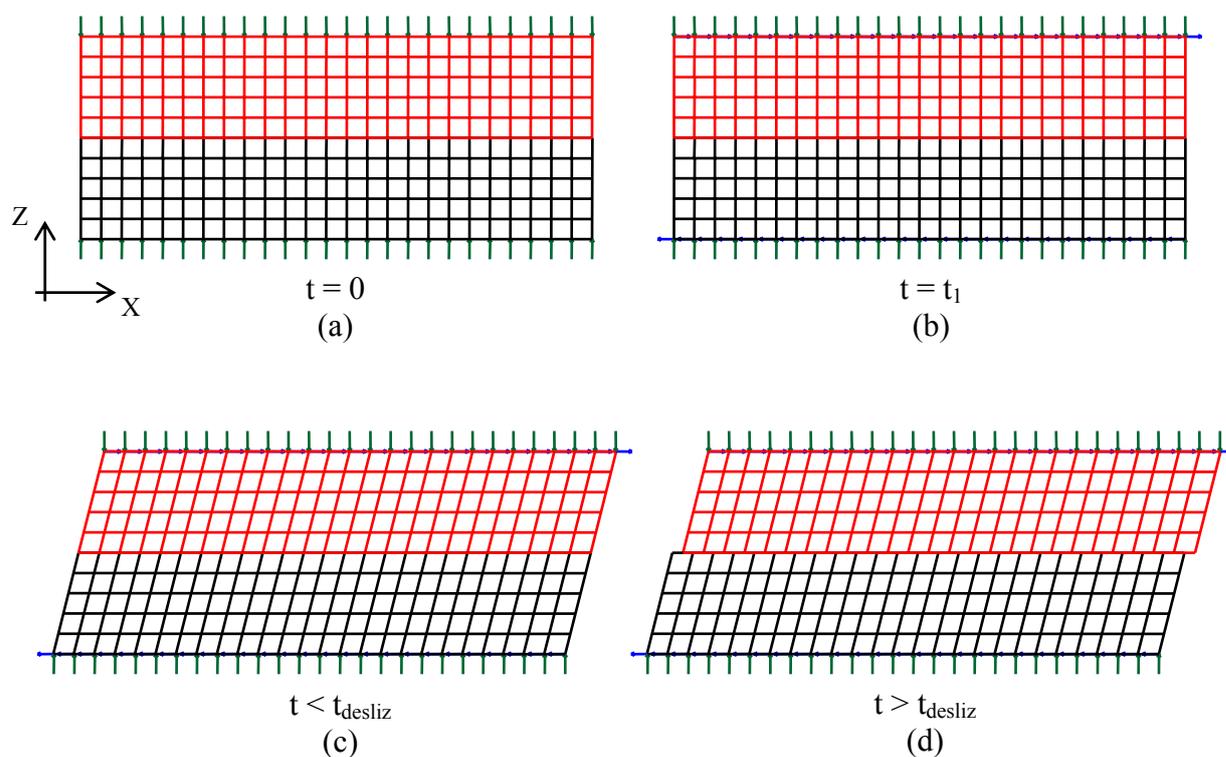


FIGURA 6.3: Etapas até o Deslizamento

A sub-rotina principal do programa é a sub-rotina que verifica se há deslizamento e calcula as forças na interface dos blocos, a qual poder ser explicada resumidamente pelas quatro etapas seguintes:

1º) Verifica se um bloco não penetrou no outro: (direção Z)

Nesta etapa, verificam-se as coordenadas na direção Z dos nós da interface dos dois blocos. Inicialmente, as coordenadas dos nós da interface do bloco superior (w_s) coincidem com as coordenadas dos nós da interface do bloco inferior (w_i).

Se $(w_s(\text{nó}) - w_i(\text{nó})) > 0 \Rightarrow$ Os blocos não estão mais em contato. \Rightarrow Não há mais atrito. \Rightarrow Continua a integração normalmente.

Se $(w_s(\text{nó}) - w_i(\text{nó})) \leq 0 \Rightarrow$ Um bloco penetrou no outro. \Rightarrow Os nós da interface são forçados a ficarem na mesma posição $\Rightarrow w(\text{nó}) = \frac{w_s(\text{nó})m_s(\text{nó}) + w_i(\text{nó})m_i(\text{nó})}{m_s(\text{nó}) + m_i(\text{nó})}$, (6.3)

sendo $m(\text{nó})$ o valor da massa concentrada no nó e $w(\text{nó})$ o valor da coordenada Z do nó.

2º) Calcula as tensões normal e tangencial em cada um dos nós da interface:

$$\sigma_n(\text{nó}) = \frac{\Sigma F_N(\text{nó}) - (\text{Massa}(\text{nó}) \text{Aceleração}Z(\text{nó}))}{\text{Área de Influência}(\text{nó})}, \quad (6.4)$$

sendo ΣF_N o somatório de todas as forças na direção Z que chegam num determinado nó.

$$\tau_x(\text{nó}) = \frac{\Sigma F_{Tx}(\text{nó}) + F_{\text{atrito}}(\text{nó}) - (\text{Massa}(\text{nó}) \text{Aceleração}X(\text{nó}))}{\text{Área de Influência}(\text{nó})}, \quad (6.5)$$

sendo ΣF_{Tx} o somatório de todas as forças na direção X que chegam num determinado nó.

3º) Calcula a resistência devida ao atrito:

Calcula o coeficiente de atrito em função da lei micro (local) escolhida. Pode ser uma lei de variação do atrito com a velocidade (6.6) ou uma lei de variação do atrito com o deslizamento (6.7).

$$\mu(\text{nó}) = \mu_s(\text{nó}) \frac{1 + 0,25e^{-4,0|\text{VelRel}(\text{nó})}}{1 + 0,25}, \quad (6.6)$$

$$\mu(\text{nó}) = \mu_s(\text{nó}) - (\mu_s(\text{nó}) - 0,8\mu_s(\text{nó})) \frac{\text{DesRel}(\text{nó})}{0,5}, \quad (6.7)$$

sendo μ_s o coeficiente de atrito estático, VelRel e DesRel a velocidade e o deslocamento relativos entre os nós da interface.

Com isso, a resistência ao corte por atrito é calculada por:

$$\tau_{\text{resistente}}(\text{nó}) = \mu(\text{nó}) \sigma_n(\text{nó}) \quad (6.8)$$

4º) Verifica se ocorre deslizamento e calcula as forças na interface: (direção X)

Se $|\text{VelRel}(\text{nó})| > \text{zero} \Rightarrow$ Há deslizamento. \Rightarrow Aplicam-se as forças de atrito calculadas nesse passo na interface como forças externas no próximo passo de integração, cuidando o sentido das mesmas.

Se $|\text{VelRel}(\text{nó})| = \text{zero} \Rightarrow$ Não há deslizamento. \Rightarrow Não é necessário aplicar forças na interface.

6.2 DESCRIÇÃO DO MODELO

As camadas de rocha adjacentes à falha sísmica são representadas por um modelo numérico tridimensional baseado no Método dos Elementos Discretos (DEM).

O modelo empregado para a simulação numérica de uma região de falha sísmica é mostrado na Figura 6.4. As propriedades básicas da rocha granítica considerada são apresentadas na Tabela 6.1. As dimensões do modelo são as seguintes:

- Comprimento da aresta dos elementos = 10m
- Número de elementos na direção X = 25
- Número de elementos na direção Y = 5
- Número de elementos na direção Z = 10

Portanto, cada bloco de rocha tem 250m x 50m x 50m de lados. Tensões normal e tangencial são aplicadas na superfície superior do primeiro bloco e na superfície inferior do segundo bloco, como esquematicamente mostrado na Figura 6.5. Tensões vertical e horizontal também são aplicadas nos nós das extremidades dos blocos, para representar as tensões transmitidas aos mesmos. Todos os nós estão livres nas direções X e Z e fixos na direção Y. A cada passo de integração, se ocorre deslizamento, forças de atrito são aplicadas em todos os nós deslizantes da interface, de acordo com uma lei de atrito especificada.

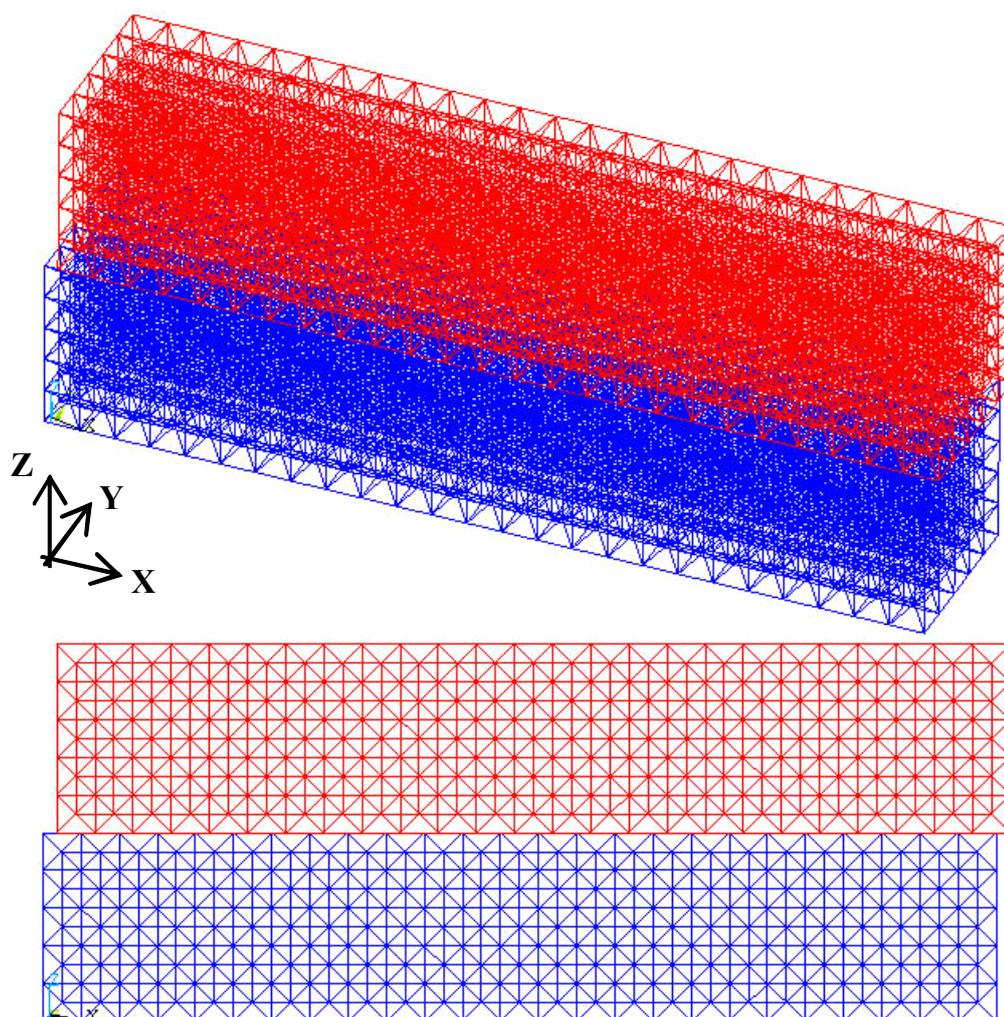


FIGURA 6.4: Simulação da Falha Sísmica com o DEM

TABELA 6.1: Propriedades Básicas de uma Rocha de Granito

Propriedade	Valor
E (módulo de Young)	7,5E10N/m ²
ρ_g (massa específica)	2700kg/m ³
ν (coeficiente de Poisson)	0,25
$\sqrt{E/\rho_g}$ (velocidade de propagação da onda)	5270,5m/s

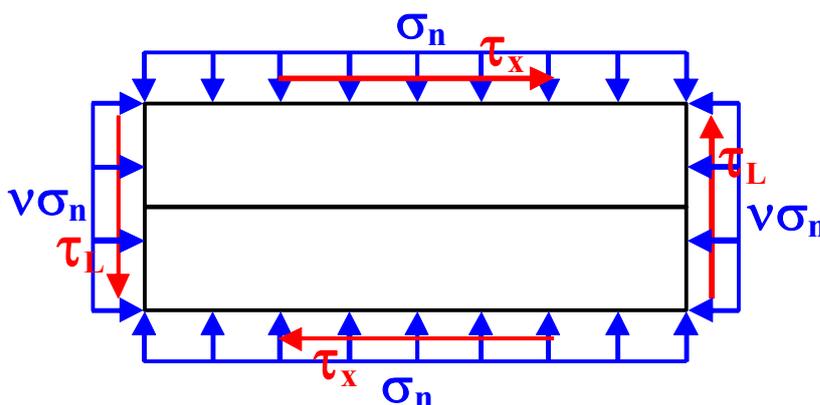


FIGURA 6.5: Tensões Aplicadas na Região da Falha

6.3 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO

Neste capítulo, de acordo com modelos usuais em Sismologia, admite-se que o material é elástico, linear e homogêneo. Não ocorre fratura e não há asperezas na interface. Ambas as leis constitutivas mais utilizadas em Sismologia, a lei de variação da força de atrito com a velocidade (“velocity-weakening law”) e a lei de variação da força de atrito com o deslizamento (“slip-weakening law”) são consideradas na micro-escala da interface, da qual uma lei macro (ou global) é obtida relacionando o valor médio da resistência ao corte por atrito com o valor médio da tensão normal na interface e os valores médios do deslocamento e da velocidade tangenciais na interface. As tensões normal e tangencial aplicadas são mostradas nas Figuras 6.6 e 6.7, respectivamente. O intervalo de integração, Δt , adotado para todas as análises é 10^{-4} s e o tempo total de análise é 5s.

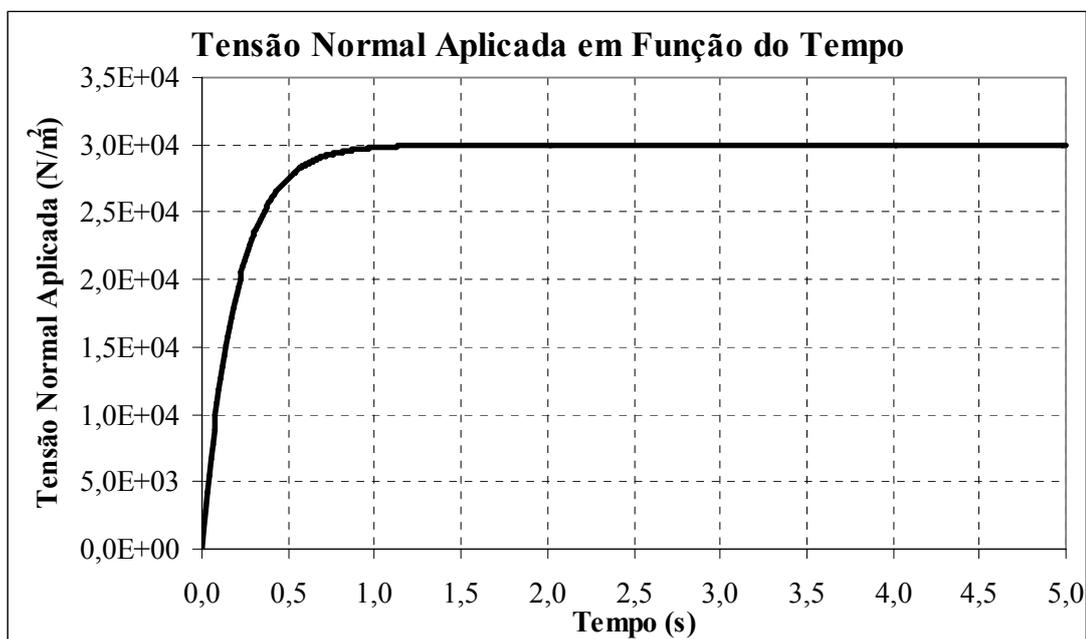


FIGURA 6.6: Evolução com o Tempo da Tensão Normal Aplicada

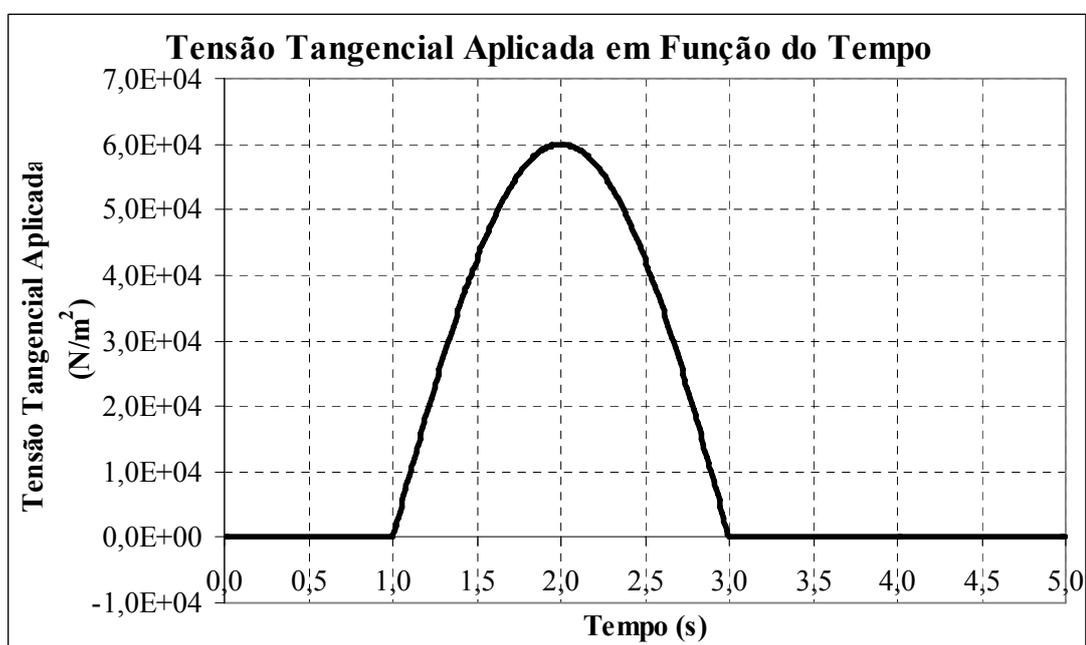


FIGURA 6.7: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Aplicada

6.3.1 Lei Micro (ou Local) de Variação do Atrito com a Velocidade na Interface

Inicialmente adota-se como lei micro (ou local) a lei de variação do atrito com a velocidade obtida nos testes de laboratório descritos no item 5.6. Entretanto, os parâmetros da lei de variação do atrito com a velocidade usados nas análises seguintes diferem daqueles medidos nos testes de laboratório, a fim de levar em consideração o fato das escalas e dos materiais serem diferentes. Com esse objetivo, adotam-se parâmetros que tornam a lei de variação do atrito com a velocidade compatível com a lei de variação do atrito com o deslizamento, amplamente usada em Sismologia, durante os estágios iniciais do movimento. A Figura 6.8 apresenta a lei micro de variação do atrito com a velocidade usada nas análises seguintes.

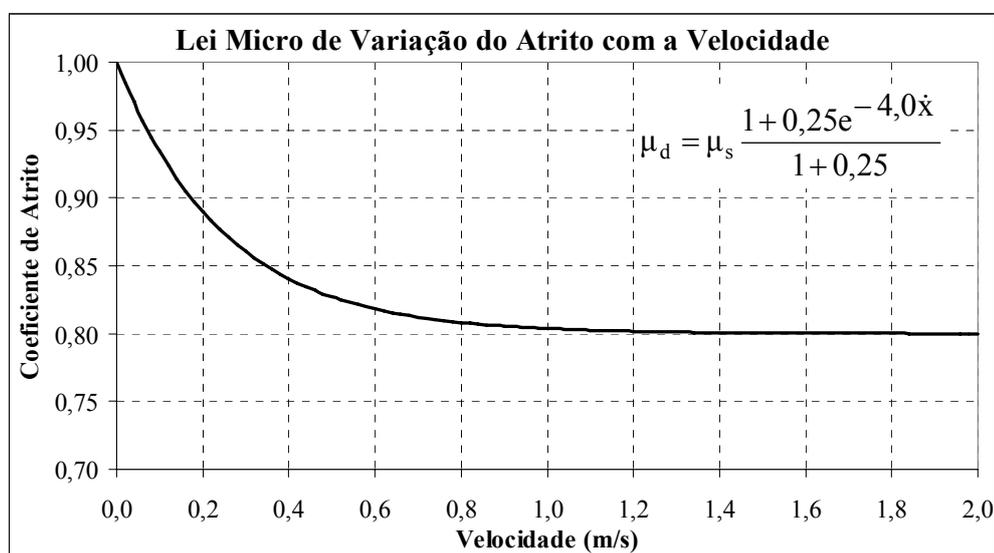


FIGURA 6.8: Lei Micro (ou Local) de Variação do Atrito com a Velocidade

Foram analisados casos para 6 coeficientes de atrito estático μ_s diferentes entre os blocos de rocha, sendo os resultados obtidos apresentados nos gráficos seguintes. A Figura 6.9 mostra a evolução com o tempo da tensão tangencial média na superfície de falha. Pode ser observado que para um coeficiente de atrito igual a 2,0 não há deslizamento, então a tensão tangencial média na interface apresenta a mesma forma senoidal da tensão tangencial aplicada. Por outro lado, quando o coeficiente de atrito é zero, ou seja, quando não há atrito, a tensão tangencial na interface é zero, como já era esperado. A Figura 6.10 mostra a evolução com o tempo da resistência ao corte por atrito média na superfície de falha para os seis valores de coeficientes de atrito analisados. Uma forma de banheira pode ser observada devido ao fato de que a força de atrito diminui quando o deslizamento inicia e posteriormente volta a aumentar no fim do movimento, quando a velocidade diminui. As Figuras 6.11, 6.12 e 6.13

mostram a evolução com o tempo do deslizamento (deslocamento relativo médio), da velocidade de deslizamento (velocidade relativa média) e da aceleração médios na superfície de falha, respectivamente. Os casos extremos podem ser facilmente identificados, isto é, sem atrito os blocos deslizam livremente, enquanto que para coeficientes de atrito iguais ou maiores que 2,0, os blocos permanecem juntos, ou seja, não deslizam um em relação ao outro. As leis macro (ou globais) de variação do atrito com o deslizamento resultantes para cada um dos 6 coeficientes de atrito estáticos podem ser vistas nos gráficos da Figura 6.14, apresentando uma forma de banheira. Enquanto as leis macro de variação do atrito com a velocidade são mostradas nos gráficos da Figura 6.15, sendo muito similares à lei micro adotada (Figura 6.8), confirmando que não há efeito de escala ou outro tipo de efeito.

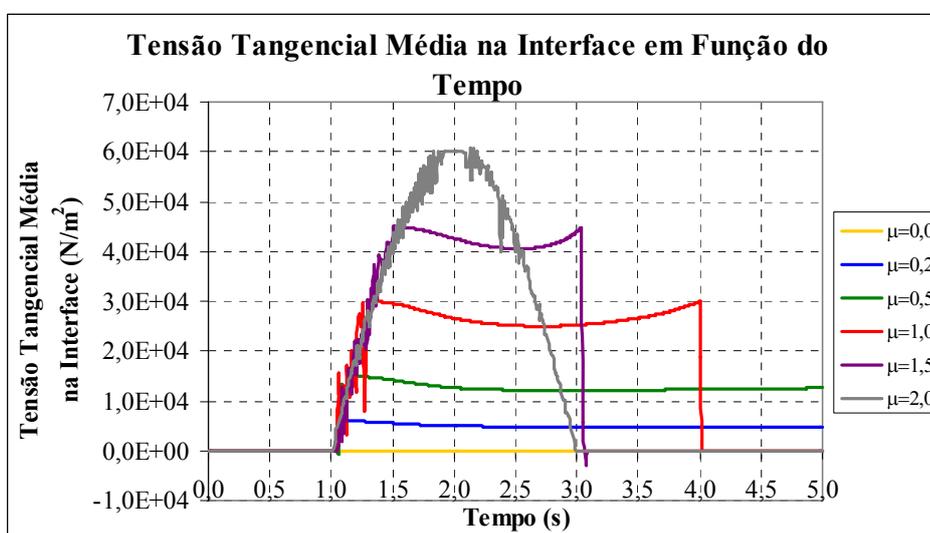


FIGURA 6.9: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface

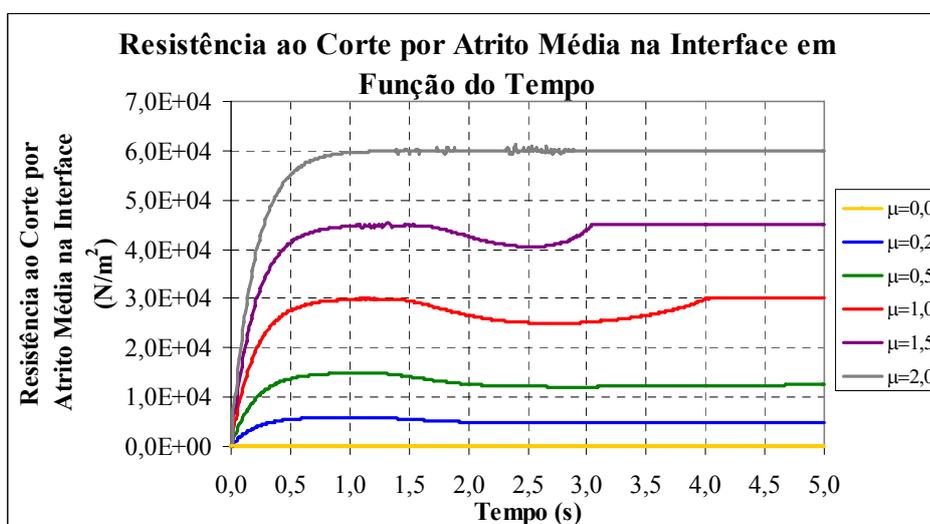


FIGURA 6.10: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface

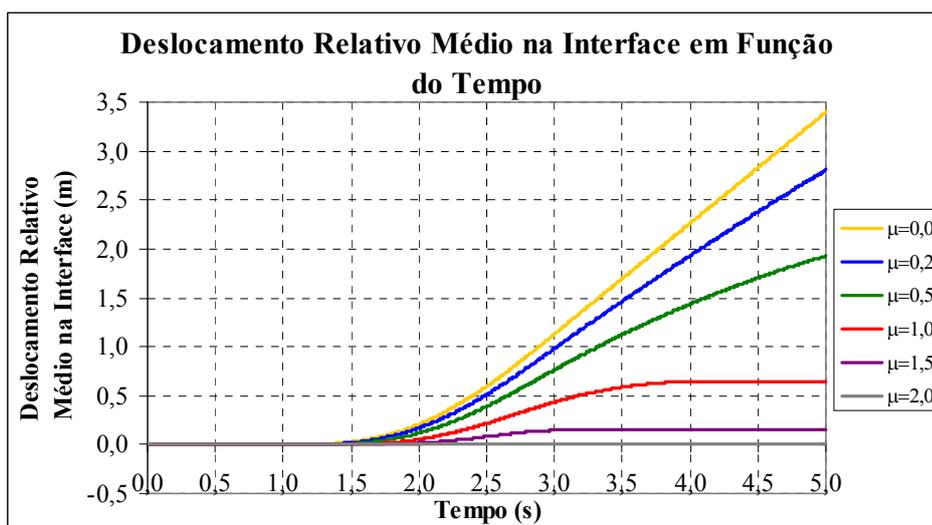


FIGURA 6.11: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface

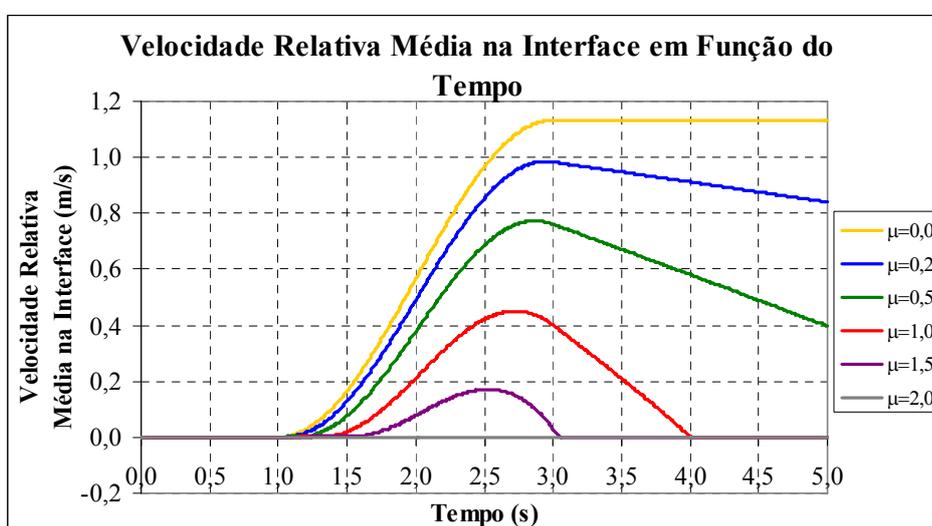


FIGURA 6.12: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface

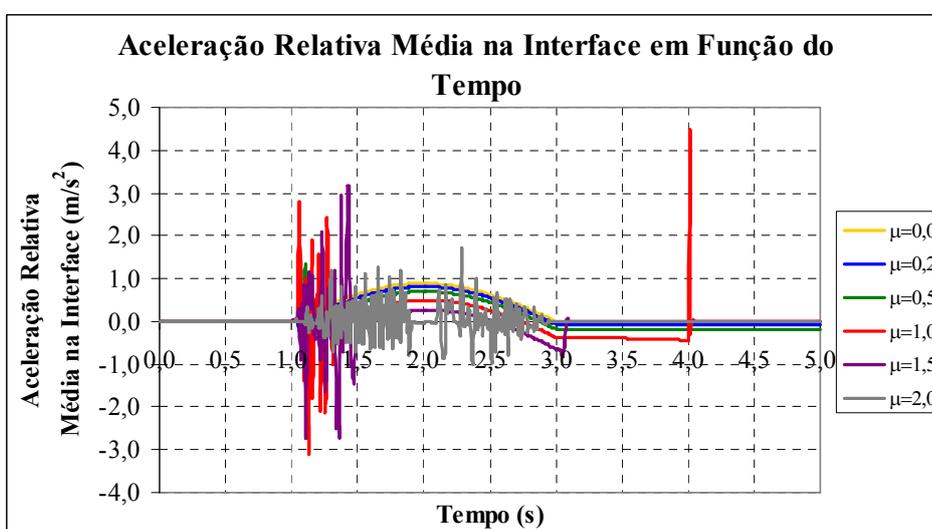


FIGURA 6.13: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface

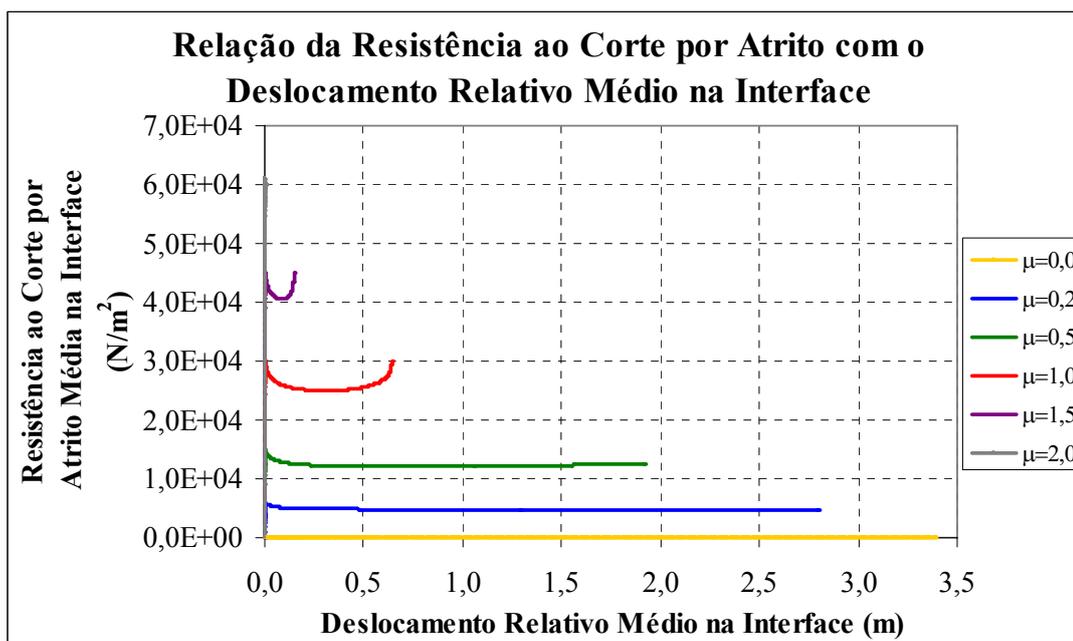


FIGURA 6.14: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento

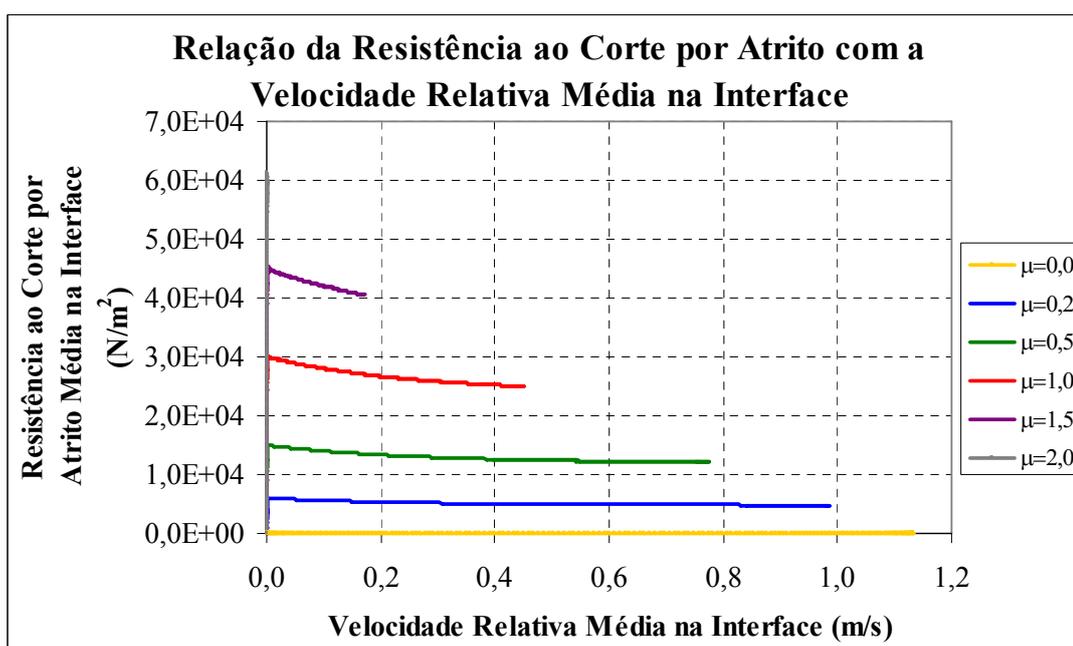


FIGURA 6.15: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade

6.3.2 Lei Micro (ou Local) de Variação do Atrito com o Deslizamento na Interface

A segunda relação constitutiva micro (ou local) empregada na análise dinâmica da região da falha é a lei de variação do atrito com o deslizamento, apresentada na Figura 6.16, a qual é amplamente usada em Sismologia.

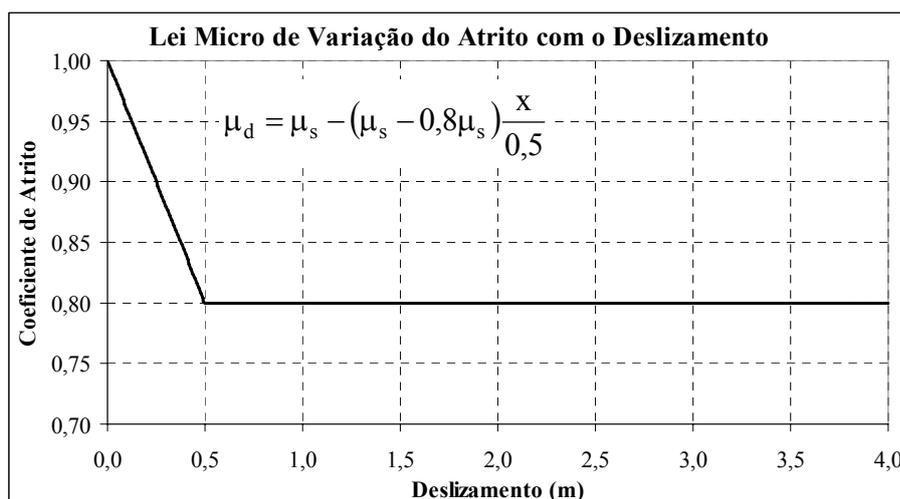


FIGURA 6.16: Lei Micro (ou Local) de Variação do Atrito com o Deslizamento

A evolução com o tempo: (a) da tensão tangencial média na interface, (b) da resistência ao corte por atrito média na interface, (c) do deslizamento tangencial médio na interface, (d) da velocidade tangencial média na interface e (e) da aceleração tangencial média na interface para os 6 coeficientes de atrito estáticos μ_s é mostrada nas Figuras 6.17, 6.18, 6.19, 6.20 e 6.21, respectivamente. As curvas são similares às curvas obtidas considerando a lei micro de variação do atrito com a velocidade mostrada anteriormente.

As relações globais entre a resistência ao corte por atrito média na interface com o deslizamento médio e com a velocidade média na interface são apresentadas nas Figuras 6.22 e 6.23, respectivamente. Pode ser observado que a lei macro que expressa a variação do atrito com o deslizamento (Figura 6.22) possui um único valor e é muito similar à lei micro adotada (Figura 6.16), entretanto, as relações entre o atrito e a velocidade (Figura 6.23) são funções multi-valoradas, pois apresentam dois valores de resistência para a mesma velocidade.

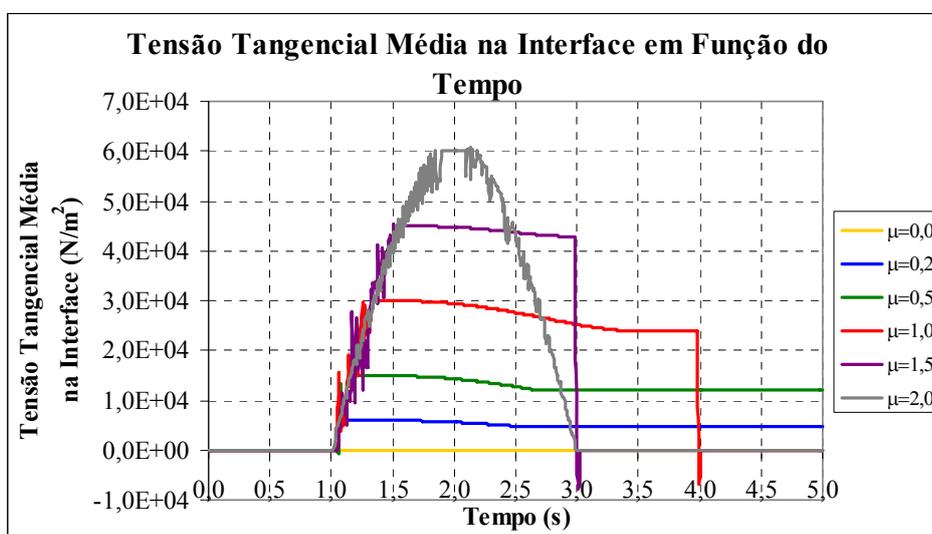


FIGURA 6.17: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface

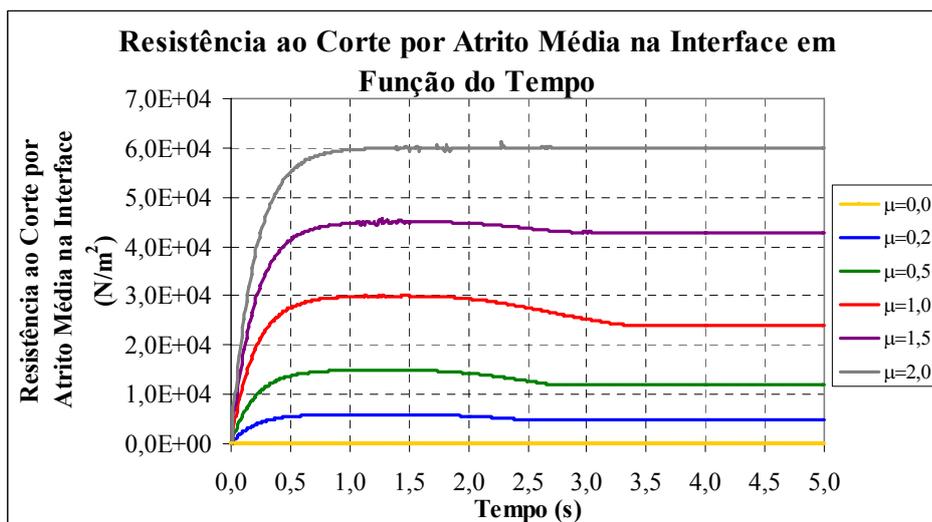


FIGURA 6.18: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface

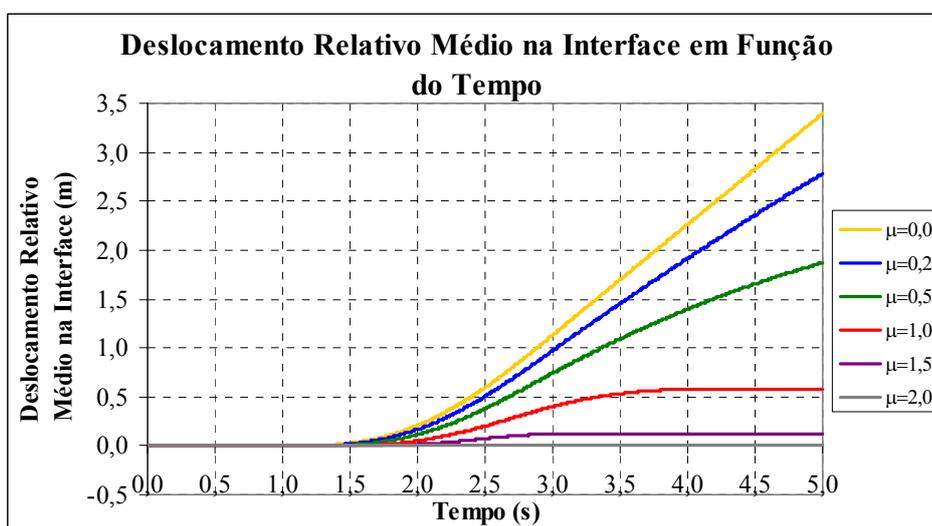


FIGURA 6.19: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface

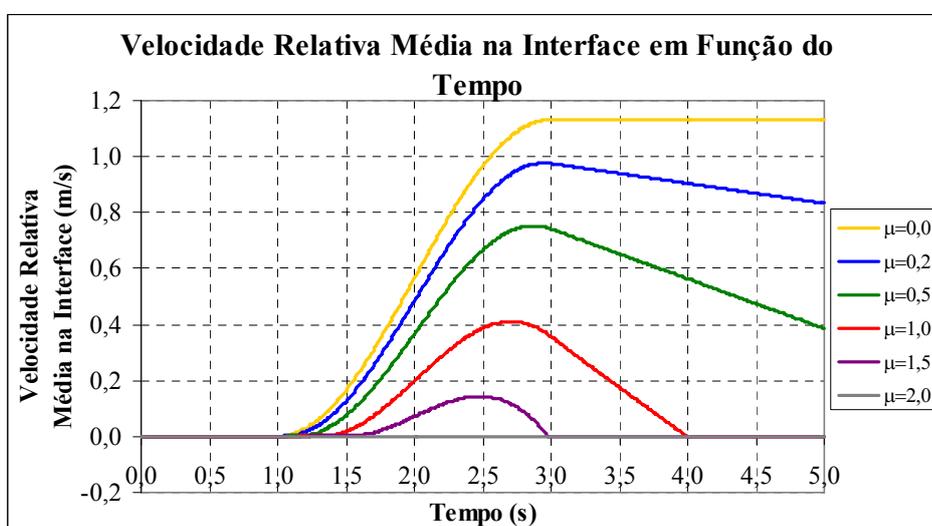


FIGURA 6.20: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface

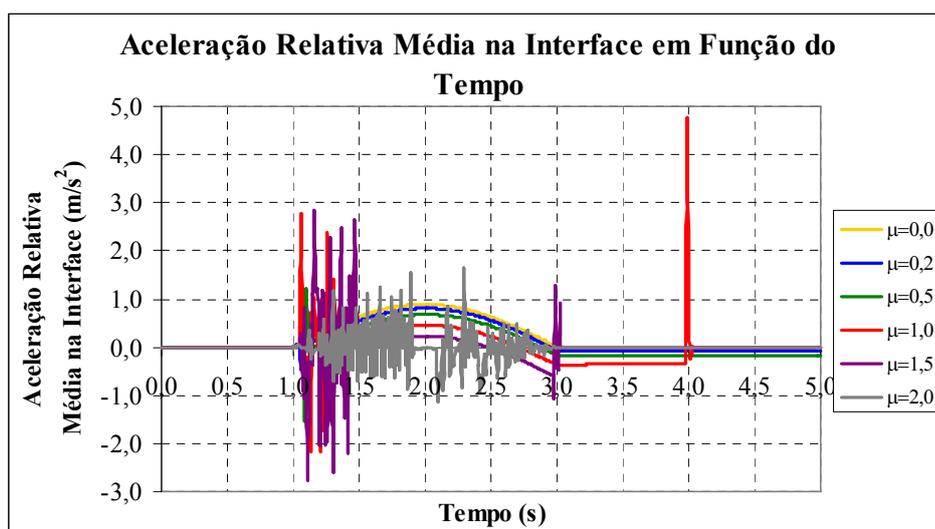


FIGURA 6.21: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface

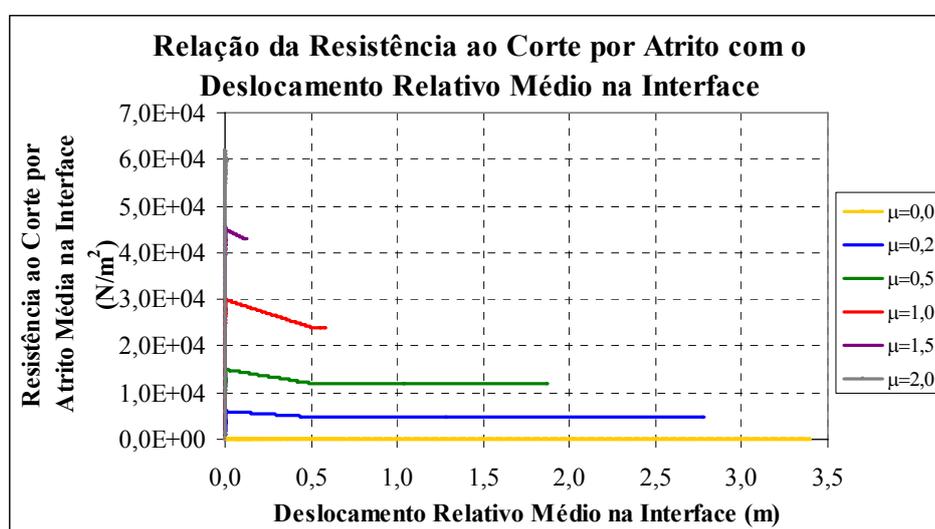


FIGURA 6.22: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento

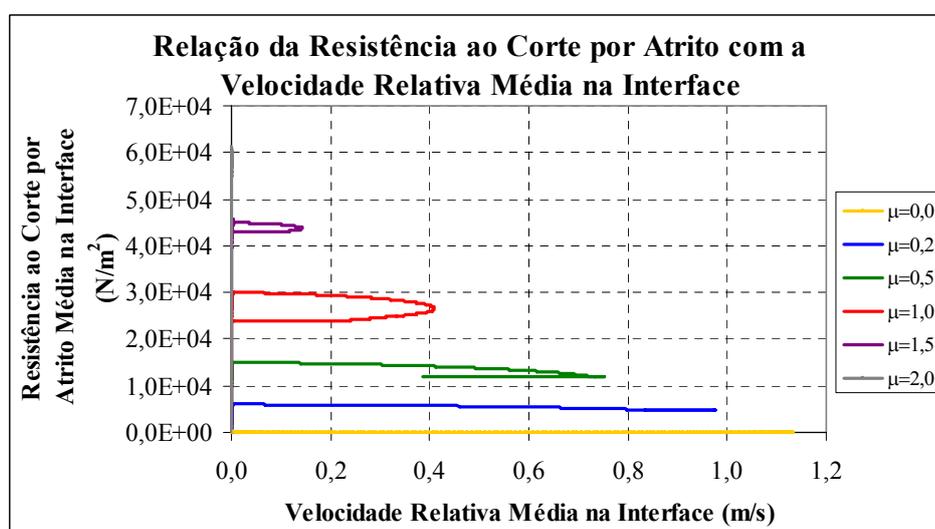


FIGURA 6.23: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade

6.4 RELAÇÕES CONSTITUTIVAS PARA A FALHA

Relações constitutivas macro (ou globais) para a falha são obtidas ajustando-se curvas aos resultados numéricos. A primeira lei constitutiva micro (ou local) empregada foi a lei de variação do atrito com a velocidade (Figura 6.8), descrita pela equação (6.10):

$$\tau = a\sigma_n \frac{1 + be^{c\dot{x}}}{1 + b}, \quad (6.9)$$

na qual: $a = \mu_s$, $b = 0,25$ e $c = -4,0$, então:

$$\tau = \mu_s \sigma_n \frac{1 + 0,25e^{-4,0\dot{x}}}{1 + 0,25} \quad (6.10)$$

Os parâmetros das leis constitutivas macro (ou globais) ajustados às simulações numéricas são indicados na Tabela 6.2. A Tabela 6.3 apresenta os valores médios e coeficientes de variação dos parâmetros das leis constitutivas globais ajustados por zonas. Tais zonas são cinco regiões quadradas adjacentes com lado igual a 50m, isto é, 5 módulos cúbicos em cada direção da zona. As leis constitutivas macro para a falha relacionam a resistência ao corte por atrito média (τ) na interface com a tensão normal média (σ_n) e a velocidade de deslizamento média (\dot{x}) na interface.

TABELA 6.2: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com a Velocidade como Lei Local

Coefficiente de Atrito	Parâmetros das Leis Constitutivas Globais
$\mu_s = 0,2$	$a = 0,200$ $b = 0,250$ $c = -4,020$
$\mu_s = 0,5$	$a = 0,500$ $b = 0,250$ $c = -3,973$
$\mu_s = 1,0$	$a = 0,999$ $b = 0,250$ $c = -3,959$
$\mu_s = 1,5$	$a = 1,500$ $b = 0,253$ $c = -3,942$

TABELA 6.3: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com a Velocidade como Lei Local - Ajuste por Zonas

Coefficiente de Atrito	Parâmetros das Leis Constitutivas Globais
$\mu_s = 0,2$	$a_m = 0,200$ $a_{CV} = 0,00\%$ $b_m = 0,250$ $b_{CV} = 0,54\%$ $c_m = -4,014$ $c_{CV} = 0,53\%$
$\mu_s = 0,5$	$a_m = 0,500$ $a_{CV} = 0,11\%$ $b_m = 0,250$ $b_{CV} = 0,36\%$ $c_m = -4,024$ $c_{CV} = 1,87\%$
$\mu_s = 1,0$	$a_m = 1,000$ $a_{CV} = 0,05\%$ $b_m = 0,250$ $b_{CV} = 0,54\%$ $c_m = -3,988$ $c_{CV} = 1,49\%$
$\mu_s = 1,5$	$a_m = 1,499$ $a_{CV} = 0,06\%$ $b_m = 0,253$ $b_{CV} = 1,14\%$ $c_m = -3,946$ $c_{CV} = 1,51\%$

A segunda lei constitutiva micro utilizada foi a lei de variação do atrito com o deslizamento (Figura 6.16), representada pela equação (6.12):

$$\tau = a\sigma_n - \left(a\sigma_n - 0,8a\sigma_n\right) \frac{x}{b}, \quad (6.11)$$

na qual: $a = \mu_s$ e $b = D_0 = 0,50$, conduzindo à seguinte expressão:

$$\tau = \mu_s \sigma_n - (\mu_s \sigma_n - 0,8 \mu_s \sigma_n) \frac{x}{0,5} \quad (6.12)$$

Os parâmetros das leis constitutivas macro ajustados aos resultados das simulações numéricas são indicados na Tabela 6.4. A Tabela 6.5 apresenta os valores médios e coeficientes de variação dos parâmetros das leis constitutivas globais ajustados para as mesmas 5 zonas na interface dos blocos descritas anteriormente. As leis constitutivas macro para a falha relacionam a resistência ao corte por atrito média (τ) na interface com a tensão normal média (σ_n) e o deslizamento médio (x) na interface.

TABELA 6.4: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com o Deslizamento como Lei Local

Coefficiente de Atrito	Parâmetros das Leis Constitutivas Globais
$\mu_s = 0,2$	$a = 0,200$ $b = 0,501$
$\mu_s = 0,5$	$a = 0,500$ $b = 0,499$
$\mu_s = 1,0$	$a = 1,000$ $b = 0,500$
$\mu_s = 1,5$	$a = 1,500$ $b = 0,501$

TABELA 6.5: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com o Deslizamento como Lei Local - Ajuste por Zonas

Coefficiente de Atrito	Parâmetros das Leis Constitutivas Globais
$\mu_s = 0,2$	$a_m = 0,200$ $a_{CV} = 0,00\%$ $b_m = 0,500$ $b_{CV} = 0,37\%$
$\mu_s = 0,5$	$a_m = 0,500$ $a_{CV} = 0,00\%$ $b_m = 0,500$ $b_{CV} = 0,54\%$
$\mu_s = 1,0$	$a_m = 0,999$ $a_{CV} = 0,05\%$ $b_m = 0,500$ $b_{CV} = 0,00\%$
$\mu_s = 1,5$	$a_m = 1,500$ $a_{CV} = 0,09\%$ $b_m = 0,499$ $b_{CV} = 0,41\%$

Conforme Tabelas 6.2 a 6.5, os parâmetros das leis de atrito macro (Figuras 6.15 e 6.22) permanecem praticamente invariantes quando comparados com os valores dos parâmetros das leis de atrito micro (Figuras 6.8 e 6.16). Portanto, não se observa efeito de escala significativo para todos os modelos, como já era esperado, visto que foi admitido que os blocos de rocha são elásticos e homogêneos e não há asperezas.

6.5 INFLUÊNCIA DE DIFERENTES EXCITAÇÕES

Para confirmar que a equação constitutiva macro (ou global) da falha sísmica é independente da excitação, foram aplicados cinco pulsos de tensão tangencial diferentes, apresentados nos gráficos da Figura 6.24. Para todos os casos, adota-se o coeficiente de atrito estático igual a 1,0.

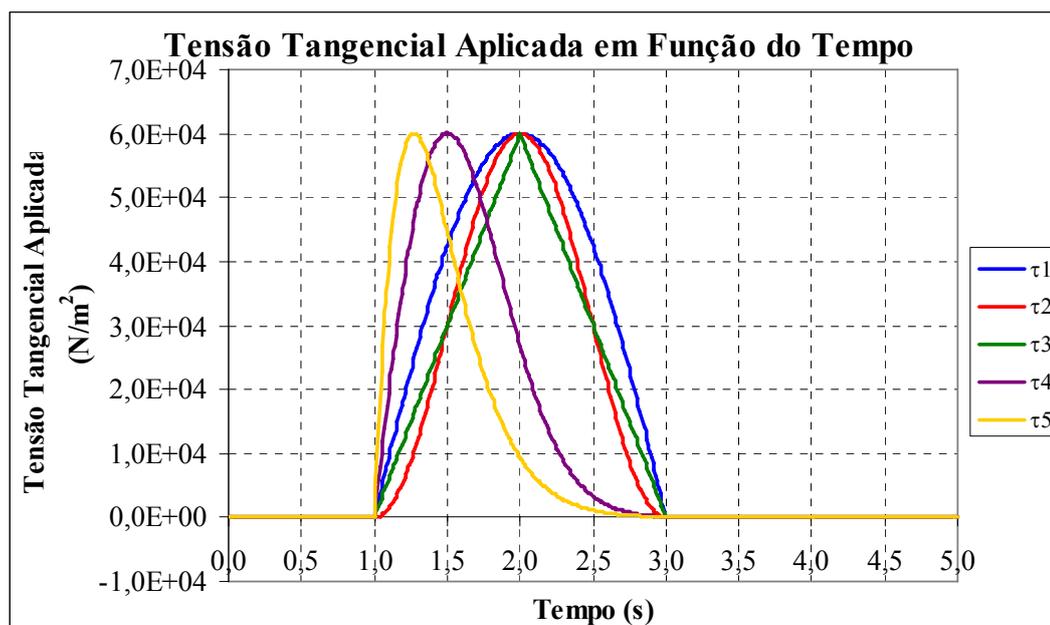


FIGURA 6.24: Evolução com o Tempo das Cinco Tensões Tangenciais Aplicadas

Primeiramente considera-se que a lei micro (ou local) é a lei de variação do atrito com a velocidade (Figura 6.8). A evolução com o tempo das tensões tangenciais médias na interface, das resistências ao corte por atrito médias na interface, dos deslizamentos tangenciais médios na interface, das velocidades e das acelerações tangenciais médias na interface é mostrada nas Figuras 6.25, 6.26, 6.27, 6.28 e 6.29, respectivamente.

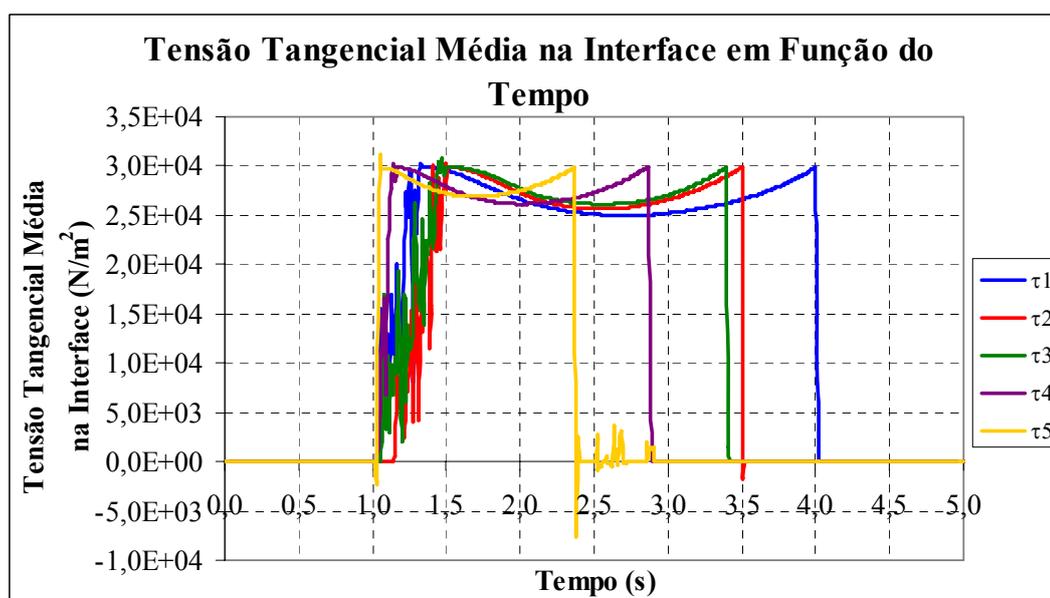


FIGURA 6.25: Evolução com o Tempo das Tensões Tangenciais Médias na Interface

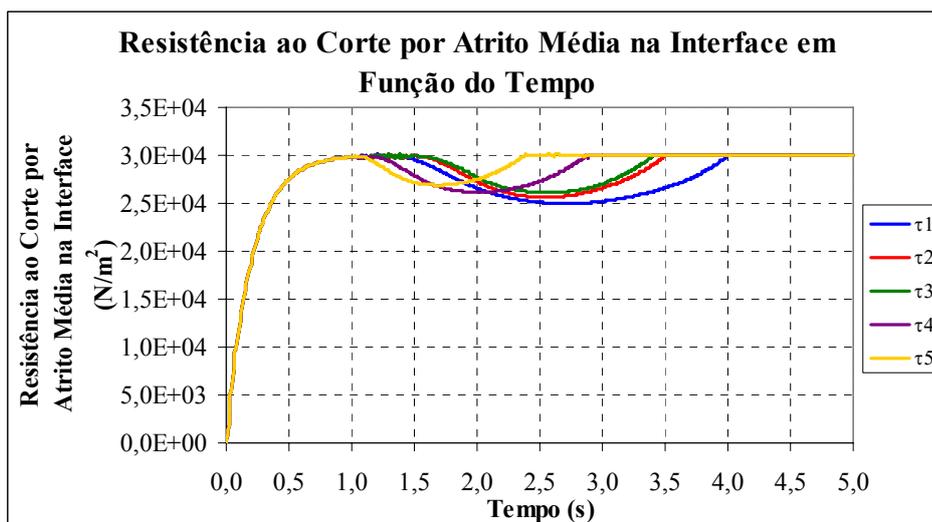


FIGURA 6.26: Evolução com o Tempo das Resistências ao Corte por Atrito Médias na Interface

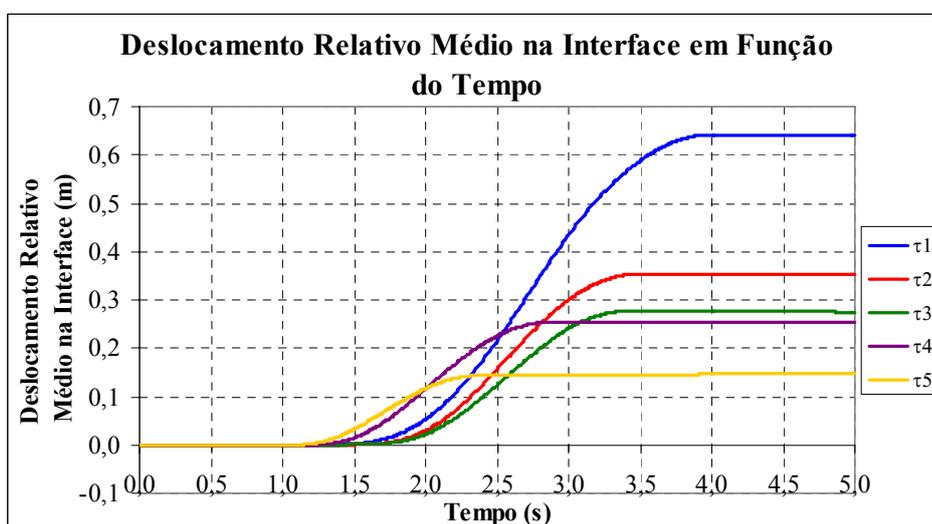


FIGURA 6.27: Evolução com o Tempo dos Deslizamentos Médios na Interface

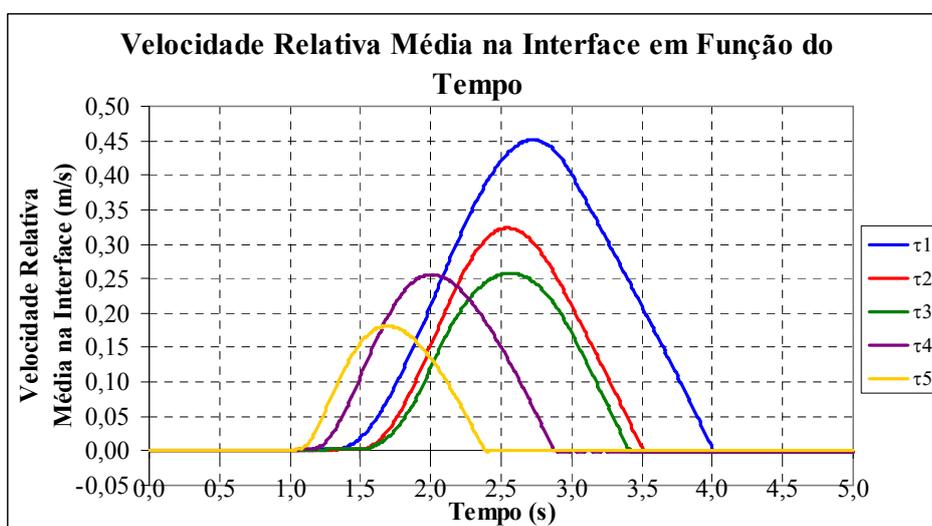


FIGURA 6.28: Evolução com o Tempo das Velocidades Médias na Interface

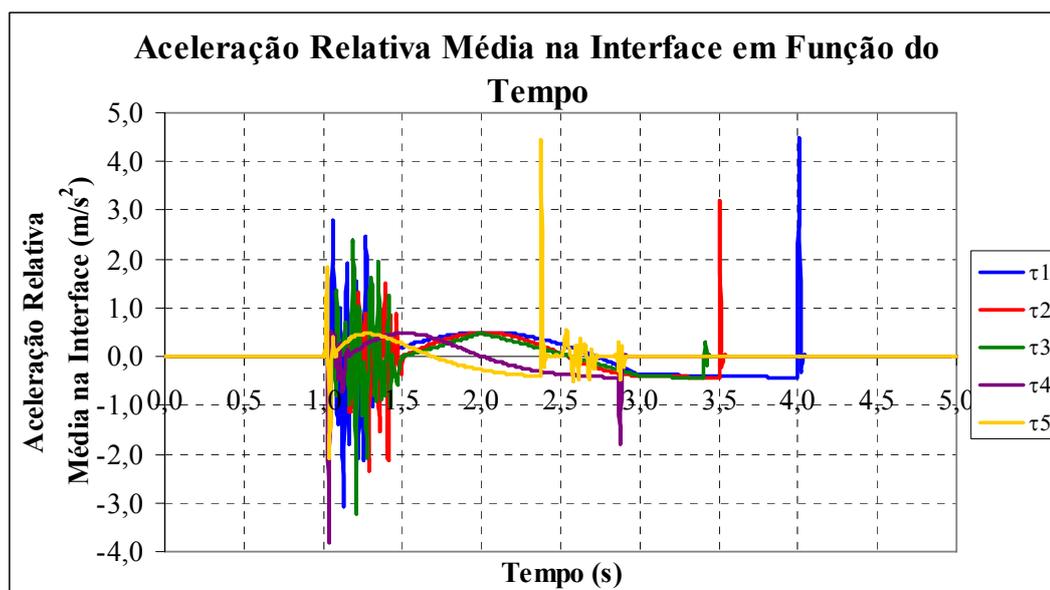


FIGURA 6.29: Evolução com o Tempo das Acelerações Médias na Interface

As relações globais entre as resistências ao corte por atrito médias na interface com os deslizamentos médios e com as velocidades médias na interface são apresentadas nas Figuras 6.30 e 6.31, respectivamente. Observando a Figura 6.31, a qual representa as leis constitutivas macro, confirma-se que estes cinco critérios constitutivos macro são idênticos, isto é, independem da excitação considerada.

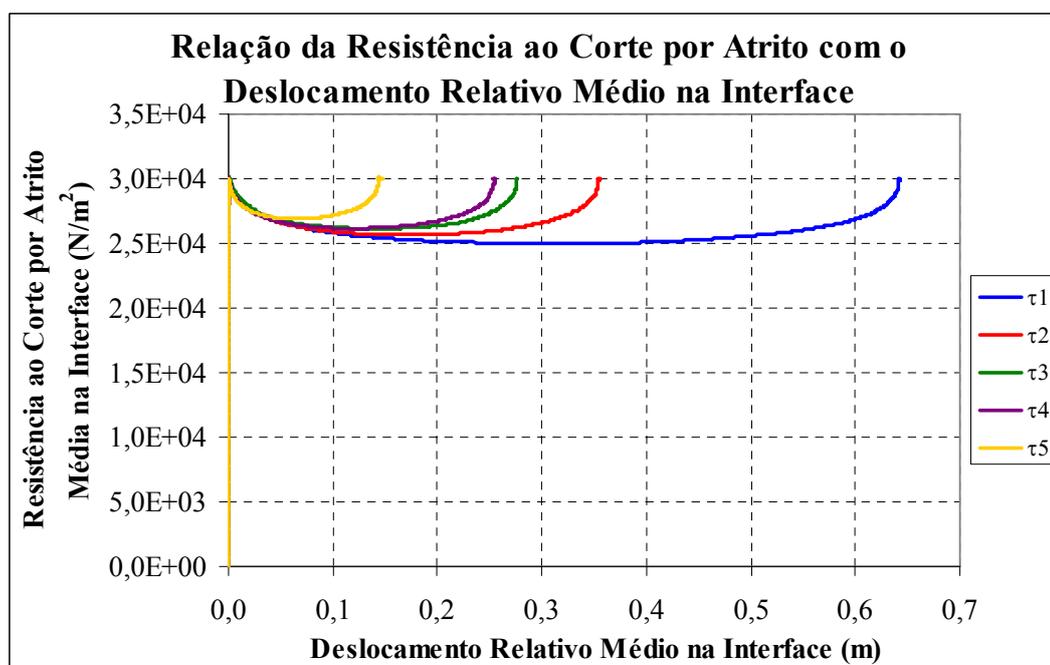


FIGURA 6.30: Leis Macro de Variação do Atrito com o Deslizamento para Lei Micro de Variação do Atrito com a Velocidade

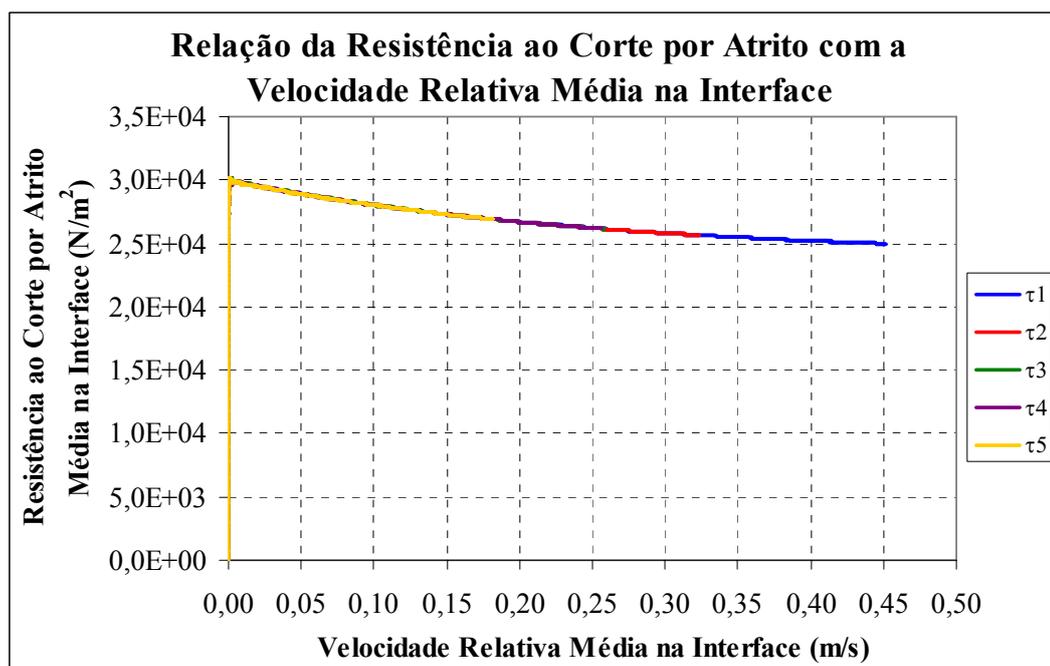


FIGURA 6.31: Leis Macro de Variação do Atrito com a Velocidade para Lei Micro de Variação do Atrito com a Velocidade

O mesmo raciocínio é feito considerando a lei de variação do atrito com o deslizamento como lei micro (Figura 6.16) e com isso obtêm-se as leis macro mostradas nas Figuras 6.32 e 6.33. Novamente, observando-se as cinco leis constitutivas macro apresentadas nos gráficos da Figura 6.32 percebe-se que estas leis são independentes da excitação.

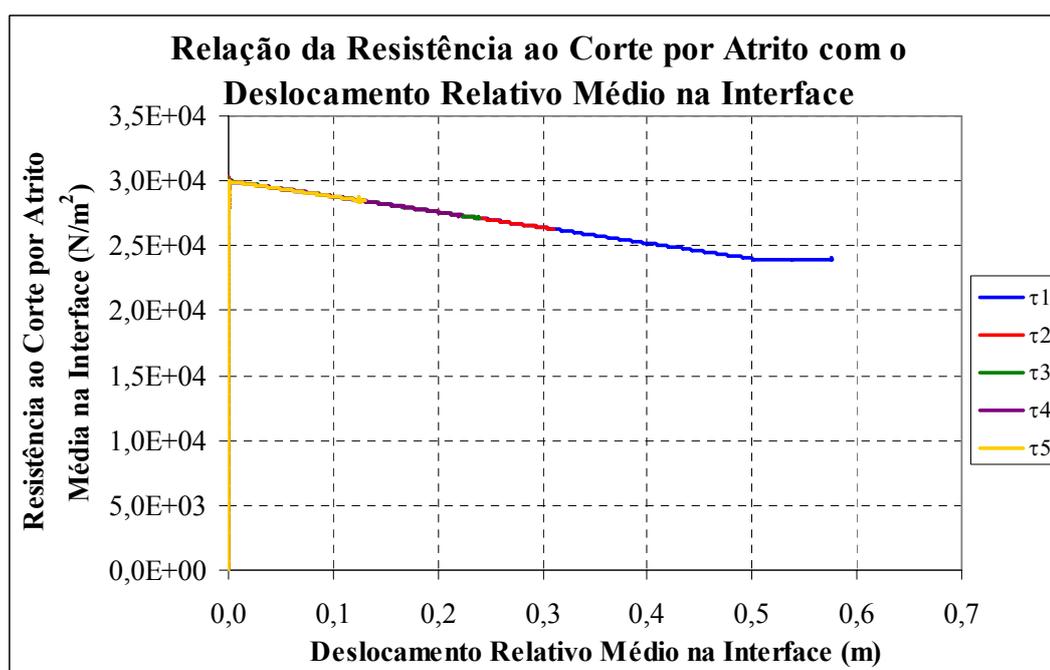


FIGURA 6.32: Leis Macro de Variação do Atrito com o Deslizamento para Lei Micro de Variação do Atrito com o Deslizamento

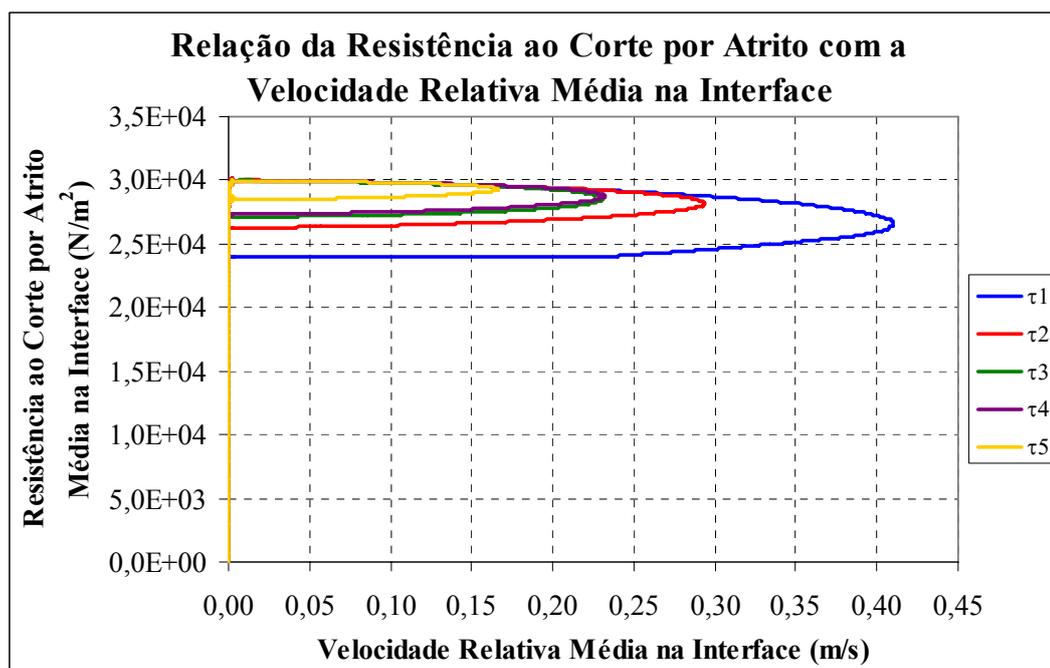


FIGURA 6.33: Leis Macro de Variação do Atrito com a Velocidade para Lei Micro de Variação do Atrito com o Deslizamento

7 CARACTERÍSTICAS ALEATÓRIAS DAS PROPRIEDADES MECÂNICAS E APLICAÇÕES À RUPTURA DINÂMICA DA FALHA SÍSMICA

Continuando o estudo iniciado no capítulo anterior, no presente capítulo acrescenta-se ao modelo a não-homogeneidade da rocha. Com esse objetivo, é utilizada a formulação proposta por Shinozuka e Deodatis (1996) para a geração de campos aleatórios Gaussianos através de representação espectral. A teoria exposta é usada para gerar campos estocásticos tridimensionais para a massa específica e o módulo de Young e campos bidimensionais para o coeficiente de atrito estático. Para as duas principais leis constitutivas, são realizadas simulações da falha sísmica considerando cada uma das propriedades do material como um campo aleatório Gaussiano correlacionado. Com isso determinam-se as relações constitutivas macro para a falha, ajustadas a partir dos resultados de cada uma das simulações.

7.1 CONSIDERAÇÕES GERAIS

Os materiais não são usualmente homogêneos, como suposto para simplificar as teorias. No caso de rochas, essa não-homogeneidade pode ser significativa, portanto é necessário incluir a não-homogeneidade do material no modelo. No trabalho de Schlangen (1993), por exemplo, apresentam-se várias formas de incorporar a não-homogeneidade. Entretanto, apesar de um grande número de métodos já terem sido desenvolvidos e estarem disponíveis para resolver problemas que envolvam parâmetros descritos por processos ou campos estocásticos, até hoje em dia, a Simulação de Monte Carlo é o melhor método.

A Simulação de Monte Carlo é um método universal que permite obter soluções para numerosos problemas da mecânica estocástica. A maior vantagem da simulação de Monte Carlo é que podem ser obtidas soluções para qualquer problema cuja solução determinística

(analítica ou numérica) seja conhecida. Por outro lado, a única desvantagem da simulação de Monte Carlo é seu alto custo computacional. Porém, com a evolução dos computadores, cada vez mais rápidos, esta desvantagem tende a desaparecer. Uma das aplicações mais importantes da simulação de Monte Carlo é a geração de funções amostra (ou simplesmente amostras) do processo ou campo aleatório envolvidos no problema. Tais amostras devem apresentar precisamente as características aleatórias do correspondente processo ou campo, que pode ser estacionário ou não-estacionário, homogêneo ou não-homogêneo, unidimensional ou multidimensional, Gaussiano ou não-Gaussiano.

Entre os vários métodos existentes para a geração das funções amostra de processos ou campos estocásticos, o método de representação espectral tem sido extensamente usado desde a década de 90. Embora o conceito do método para uma dimensão e uma variável exista há algum tempo (Rice, 1954), foi Shinozuka (1972) quem primeiro o aplicou para a simulação de campos não-estacionários bi ou multidimensionais. Yang (1972, 1973) demonstrou que a técnica da Transformada Rápida de Fourier (FFT) pode ser usada para reduzir consideravelmente o tempo computacional. Yamazaki e Shinozuka (1988) desenvolveram um processo iterativo para simular campos estocásticos não-Gaussianos que, como consequência, aumenta o custo computacional requerido. Neste trabalho optou-se pela utilização do método de representação espectral, proposto por Shinozuka e Deodatis (1996), para a simulação de campos aleatórios Gaussianos, bi e tridimensionais, como se descreve a seguir.

7.2 FORMULAÇÃO TEÓRICA DO MÉTODO DE REPRESENTAÇÃO ESPECTRAL

A formulação descrita a seguir é devida a Shinozuka e Deodatis (1996). Seja $f_0(x_1, x_2)$ um campo aleatório bidimensional, homogêneo, com valor médio igual a zero, função de autocorrelação $R_{f_0 f_0}(\xi_1, \xi_2)$ e função densidade espectral de potência $S_{f_0 f_0}(\kappa_1, \kappa_2)$.

Então, as seguintes relações podem ser estabelecidas:

$$E[f_0(x_1, x_2)] = 0 \quad (7.1)$$

$$E[f_0(x_1 + \xi_1, x_2 + \xi_2)f_0(x_1, x_2)] = R_{f_0 f_0}(\xi_1, \xi_2) \quad (7.2)$$

$$S_{f_0 f_0}(\kappa_1, \kappa_2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_{f_0 f_0}(\xi_1, \xi_2) e^{-i(\kappa_1 \xi_1 + \kappa_2 \xi_2)} d\xi_1 d\xi_2 \quad (7.3)$$

$$R_{f_0 f_0}(\xi_1, \xi_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{f_0 f_0}(\kappa_1, \kappa_2) e^{i(\kappa_1 \xi_1 + \kappa_2 \xi_2)} d\kappa_1 d\kappa_2 \quad (7.4)$$

No qual E indica a esperança matemática, ξ_1 e ξ_2 denotam a distância de separação nas direções x_1 e x_2 , respectivamente, e κ_1 e κ_2 são os correspondentes números de onda. As equações (7.3) e (7.4) correspondem à versão bidimensional do par transformado de Wiener-Khintchine. A função densidade espectral de potência, $S_{f_0 f_0}(\kappa_1, \kappa_2)$, é uma função real e não-negativa de κ_1 e κ_2 , além de ser simétrica com respeito à origem. Shinozuka e Deodatis (1996) chegam à seguinte expressão para um campo aleatório bidimensional:

$$f(x_1, x_2) = \sqrt{2} \sum_{n_1=0}^{N_1-1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} [A_{n_1 n_2} \cos(\kappa_{1n_1} x_1 + \kappa_{2n_2} x_2 + \Phi_{n_1 n_2}^{(1)}) + \tilde{A}_{n_1 n_2} \cos(\kappa_{1n_1} x_1 - \kappa_{2n_2} x_2 + \Phi_{n_1 n_2}^{(2)})] \quad (7.5)$$

Na equação (7.5), $\Phi_{n_1 n_2}^{(1)}$ e $\Phi_{n_1 n_2}^{(2)}$ com $n_1 = 0, 1, \dots, N_1-1$ e $n_2 = 0, 1, \dots, N_2-1$ são ângulos de fase aleatórios independentes distribuídos uniformemente no intervalo $[0, 2\pi]$.

$A_{n_1 n_2}$ e $\tilde{A}_{n_1 n_2}$ são definidos pelas seguintes equações:

$$A_{n_1 n_2} = \sqrt{2S_{f_0 f_0}(\kappa_{1n_1}, \kappa_{2n_2}) \Delta\kappa_1 \Delta\kappa_2} \quad (7.6)$$

$$\tilde{A}_{n_1 n_2} = \sqrt{2S_{f_0 f_0}(\kappa_{1n_1}, -\kappa_{2n_2}) \Delta\kappa_1 \Delta\kappa_2} \quad (7.7)$$

Sendo:

$$\kappa_{1n_1} = n_1 \Delta\kappa_1, \quad \kappa_{2n_2} = n_2 \Delta\kappa_2 \quad (7.8)$$

$$\Delta\kappa_1 = \frac{\kappa_{1u}}{N_1}, \quad \Delta\kappa_2 = \frac{\kappa_{2u}}{N_2} \quad (7.9)$$

$$A_{0n_2} = A_{n_1 0} = 0 \text{ para } n_1 = 0, 1, \dots, N_1-1 \text{ e } n_2 = 0, 1, \dots, N_2-1 \quad (7.10)$$

$$\tilde{A}_{0n_2} = \tilde{A}_{n_1 0} = 0 \text{ para } n_1 = 0, 1, \dots, N_1-1 \text{ e } n_2 = 0, 1, \dots, N_2-1 \quad (7.11)$$

E:

$$S_{f_0 f_0}(0, \kappa_2) = S_{f_0 f_0}(\kappa_1, 0) = 0 \text{ para } -\infty < \kappa_1 < \infty \text{ e } -\infty < \kappa_2 < \infty \quad (7.12)$$

Os valores de κ_{1u} e κ_{2u} são os limites de corte dos números de onda correspondentes aos eixos x_1 e x_2 no domínio do espaço, respectivamente. Isto implica que a função densidade espectral de potência é considerada nula, por razões matemáticas ou físicas, fora da região definida por:

$$-\kappa_{1u} \leq \kappa_1 \leq \kappa_{1u} \text{ e } -\kappa_{2u} \leq \kappa_2 \leq \kappa_{2u} \quad (7.13)$$

O seguinte critério pode ser usado para determinar os limites de corte dos números de onda:

$$\int_0^{\kappa_{1u}} \int_{-\kappa_{2u}}^{\kappa_{2u}} S_{f_0 f_0}(\kappa_1, \kappa_2) d\kappa_1 d\kappa_2 = (1 - \varepsilon) \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{f_0 f_0}(\kappa_1, \kappa_2) d\kappa_1 d\kappa_2 \quad (7.14)$$

sendo $\varepsilon \ll 1$, por exemplo, $\varepsilon = 0,001$.

Como a função densidade espectral de potência é simétrica, as expressões (7.6) e (7.7) possuem o mesmo valor, podendo-se então simplificar a equação (7.5). As condições indicadas nas equações (7.10) e (7.11) são necessárias, e devem ser forçadas em caso de não se cumprir, para garantir que a média espacial e a função de autocorrelação da função simulada e a real sejam as mesmas.

O campo estocástico simulado, $f(x_1, x_2)$, dado pela equação (7.5), é periódico ao longo dos eixos x_1 e x_2 com períodos:

$$L_{x_1 0} = \frac{2\pi}{\Delta\kappa_1} \quad \text{ao longo do eixo } x_1 \quad (7.15)$$

$$L_{x_2 0} = \frac{2\pi}{\Delta\kappa_2} \quad \text{ao longo do eixo } x_2 \quad (7.16)$$

Os pontos em que a função pode ser simulada deverão estar separados, segundo os eixos x_1 e x_2 , pelos incrementos Δx_1 e Δx_2 , respectivamente. Com o objetivo de evitar o fenômeno de aliasing, tais incrementos devem satisfazer os critérios apresentados na equação (7.17).

$$\Delta x_1 \leq \frac{2\pi}{2\kappa_{1u}} \quad , \quad \Delta x_2 \leq \frac{2\pi}{2\kappa_{2u}} \quad (7.17)$$

De forma semelhante ao desenvolvido para o caso bidimensional, Shinozuka e Deodatis (1996) chegam à seguinte expressão para simular um campo aleatório tridimensional:

$$\begin{aligned} f(x_1, x_2, x_3) = & \sqrt{2} \sum_{n_1=0}^{N_1-1} \sum_{n_2=0}^{N_2-1} \sum_{n_3=0}^{N_3-1} A_{n_1 n_2 n_3} \\ & [\cos(\kappa_{1n_1} x_1 + \kappa_{2n_2} x_2 + \kappa_{3n_3} x_3 + \Phi_{n_1 n_2 n_3}^{(1)}) + \\ & \cos(\kappa_{1n_1} x_1 + \kappa_{2n_2} x_2 - \kappa_{3n_3} x_3 + \Phi_{n_1 n_2 n_3}^{(2)}) + \\ & \cos(\kappa_{1n_1} x_1 - \kappa_{2n_2} x_2 + \kappa_{3n_3} x_3 + \Phi_{n_1 n_2 n_3}^{(3)}) + \\ & \cos(\kappa_{1n_1} x_1 - \kappa_{2n_2} x_2 - \kappa_{3n_3} x_3 + \Phi_{n_1 n_2 n_3}^{(4)})] \end{aligned} \quad (7.18)$$

Sendo, novamente, $\Phi_{n_1 n_2 n_3}^{(1)}$, $\Phi_{n_1 n_2 n_3}^{(2)}$, $\Phi_{n_1 n_2 n_3}^{(3)}$ e $\Phi_{n_1 n_2 n_3}^{(4)}$ ângulos de fase aleatórios independentes distribuídos uniformemente no intervalo $[0, 2\pi]$.

7.3 SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA REGIÃO ADJACENTE À FALHA SÍSMICA

Conforme se observa na formulação apresentada no item 7.2, para simular um campo aleatório é necessário conhecer a função de autocorrelação ou a densidade espectral de potência do processo que está sendo modelado. Desta forma, adotou-se como função de autocorrelação para a geração do campo aleatório bidimensional do coeficiente de atrito estático, a função sugerida por Shinozuka e Deodatis (1996), expressa por:

$$R_{f_0 f_0}(\xi_1, \xi_2) = \sigma^2 e^{-\left(\frac{\xi_1}{b_1}\right)^2 - \left(\frac{\xi_2}{b_2}\right)^2} \quad (7.19)$$

E para simular os campos estocásticos tridimensionais da massa específica e do módulo de Young, adotou-se para a função de autocorrelação a seguinte expressão:

$$R_{f_0 f_0 f_0}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \sigma^2 e^{-\left(\frac{\xi_1}{b_1}\right)^2 - \left(\frac{\xi_2}{b_2}\right)^2 - \left(\frac{\xi_3}{b_3}\right)^2} \quad (7.20)$$

Sendo σ o desvio padrão e b_1 , b_2 , e b_3 parâmetros proporcionais ao comprimento de correlação nas direções x_1 , x_2 e x_3 , respectivamente.

Para obter a densidade espectral de potência dos campos, calcula-se a transformada de Fourier da função de autocorrelação de cada um dos campos. Para o campo estocástico bidimensional do coeficiente de atrito estático tem-se:

$$S_{f_0 f_0}(\kappa_1, \kappa_2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^2 e^{-\left(\frac{\xi_1}{b_1}\right)^2 - \left(\frac{\xi_2}{b_2}\right)^2} e^{-i(\kappa_1 \xi_1 + \kappa_2 \xi_2)} d\xi_1 d\xi_2 \quad (7.21)$$

Portanto,

$$S_{f_0 f_0}(\kappa_1, \kappa_2) = \sigma^2 \frac{b_1 b_2}{4\pi} e^{-\left(\frac{b_1 \kappa_1}{2}\right)^2 - \left(\frac{b_2 \kappa_2}{2}\right)^2} \quad (7.22)$$

De forma análoga, para os campos aleatórios tridimensionais da massa específica e do módulo de Young, tem-se:

$$S_{f_0 f_0 f_0}(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^2 e^{-\left(\frac{\xi_1}{b_1}\right)^2 - \left(\frac{\xi_2}{b_2}\right)^2 - \left(\frac{\xi_3}{b_3}\right)^2} e^{-i(\kappa_1 \xi_1 + \kappa_2 \xi_2 + \kappa_3 \xi_3)} d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 \quad (7.23)$$

Portanto,

$$S_{f_0 f_0 f_0}(\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3) = \sigma^2 \frac{b_1 b_2 b_3}{8\pi^{3/2}} e^{-\left(\frac{b_1 \kappa_1}{2}\right)^2 - \left(\frac{b_2 \kappa_2}{2}\right)^2 - \left(\frac{b_3 \kappa_3}{2}\right)^2} \quad (7.24)$$

O comprimento de correlação dos campos aleatórios pode ser determinado através da função de autocorrelação de cada um dos campos, como segue:

Para o campo estocástico bidimensional:

$$A_{\text{corr}} = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} R_{f_0 f_0}(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2}{R_{f_0 f_0}(0,0)} \quad (7.25)$$

$$A_{\text{corr}} = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \sigma^2 e^{-\left(\frac{\xi_1}{b_1}\right)^2 - \left(\frac{\xi_2}{b_2}\right)^2} d\xi_1 d\xi_2}{\sigma^2} \quad (7.26)$$

$$A_{\text{corr}} = \frac{b_1 b_2 \pi}{4} \quad (7.27)$$

Para $b_1 = b_2 = b$, o comprimento de correlação pode ser obtido fazendo-se a raiz quadrada da área de correlação, logo:

$$L_{\text{corr}} = \frac{b\sqrt{\pi}}{2} \quad (7.28)$$

Para o campo estocástico tridimensional:

$$V_{\text{corr}} = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} R_{f_0 f_0 f_0}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3}{R_{f_0 f_0 f_0}(0,0,0)} \quad (7.29)$$

$$V_{\text{corr}} = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \sigma^2 e^{-\left(\frac{\xi_1}{b_1}\right)^2 - \left(\frac{\xi_2}{b_2}\right)^2 - \left(\frac{\xi_3}{b_3}\right)^2} d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3}{\sigma^2} \quad (7.30)$$

$$V_{\text{corr}} = \frac{b_1 b_2 b_3 \pi^{3/2}}{8} \quad (7.31)$$

Para $b_1 = b_2 = b_3 = b$, o comprimento de correlação pode ser obtido fazendo-se a raiz cúbica do volume de correlação, logo:

$$L_{\text{corr}} = \frac{b\sqrt{\pi}}{2} \quad (7.32)$$

O critério apresentado na equação (7.14) é usado para determinar os limites de corte dos números de onda:

Para o campo estocástico bidimensional:

$$\int_0^{\kappa_{1u}} \int_{-\kappa_{2u}}^{\kappa_{2u}} \sigma^2 \frac{b_1 b_2}{4\pi} e^{-\left(\frac{b_1 \kappa_1}{2}\right)^2 - \left(\frac{b_2 \kappa_2}{2}\right)^2} d\kappa_1 d\kappa_2 =$$

$$(1-\varepsilon) \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^2 \frac{b_1 b_2}{4\pi} e^{-\left(\frac{b_1 \kappa_1}{2}\right)^2 - \left(\frac{b_2 \kappa_2}{2}\right)^2} d\kappa_1 d\kappa_2 \quad (7.33)$$

Resolvendo a equação (7.33) para $b_1 = b_2 = b$ e $\kappa_{1u} = \kappa_{2u} = \kappa_u$, encontra-se:

$$\text{erf}\left(\frac{\kappa_u b}{2}\right) = (1-\varepsilon)^{1/2} \quad (7.34)$$

$$\kappa_u = \frac{2}{b} \text{erfinv}\left[(1-\varepsilon)^{1/2}\right] \quad (7.35)$$

Para o campo estocástico tridimensional:

$$\int_0^{\kappa_{1u}} \int_{-\kappa_{2u}}^{\kappa_{2u}} \int_{-\kappa_{3u}}^{\kappa_{3u}} \sigma^2 \frac{b_1 b_2 b_3}{8\pi^{3/2}} e^{-\left(\frac{b_1 \kappa_1}{2}\right)^2 - \left(\frac{b_2 \kappa_2}{2}\right)^2 - \left(\frac{b_3 \kappa_3}{2}\right)^2} d\kappa_1 d\kappa_2 d\kappa_3 =$$

$$(1-\varepsilon) \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^2 \frac{b_1 b_2 b_3}{8\pi^{3/2}} e^{-\left(\frac{b_1 \kappa_1}{2}\right)^2 - \left(\frac{b_2 \kappa_2}{2}\right)^2 - \left(\frac{b_3 \kappa_3}{2}\right)^2} d\kappa_1 d\kappa_2 d\kappa_3 \quad (7.36)$$

Resolvendo a equação (7.36) para $b_1 = b_2 = b_3 = b$ e $\kappa_{1u} = \kappa_{2u} = \kappa_{3u} = \kappa_u$, encontra-se:

$$\text{erf}\left(\frac{\kappa_u b}{2}\right) = (1-\varepsilon)^{1/3} \quad (7.37)$$

$$\kappa_u = \frac{2}{b} \text{erfinv}\left[(1-\varepsilon)^{1/3}\right] \quad (7.38)$$

Com isso, podem-se calcular todos os parâmetros necessários para a geração dos campos aleatórios. O modelo empregado para a simulação numérica da região da falha sísmica com rochas não-homogêneas é o mesmo anterior, mostrado na Figura 6.4. As propriedades da rocha granítica analisada são indicadas na Tabela 7.1. Na Figura 7.1 apresenta-se uma amostra do campo aleatório bidimensional para o coeficiente de atrito estático.

TABELA 7.1: Propriedades Admitidas para o Granito

Propriedade	Valor
$E(E)$ (valor esperado do módulo de Young)	$7,5E10N/m^2$
$CV(E)$ (coeficiente de variação do módulo de Young)	25%
$E(\rho_g)$ (valor esperado da massa específica)	$2700kg/m^3$
$CV(\rho_g)$ (coeficiente de variação da massa específica)	25%
ν (coeficiente de Poisson)	0,25
$E(\mu_s)$ (valor esperado do coeficiente de atrito estático)	1,0
$CV(\mu_s)$ (coeficiente de variação do coeficiente de atrito)	25%
L_{corr} (comprimento de correlação dos campos aleatórios)	25m

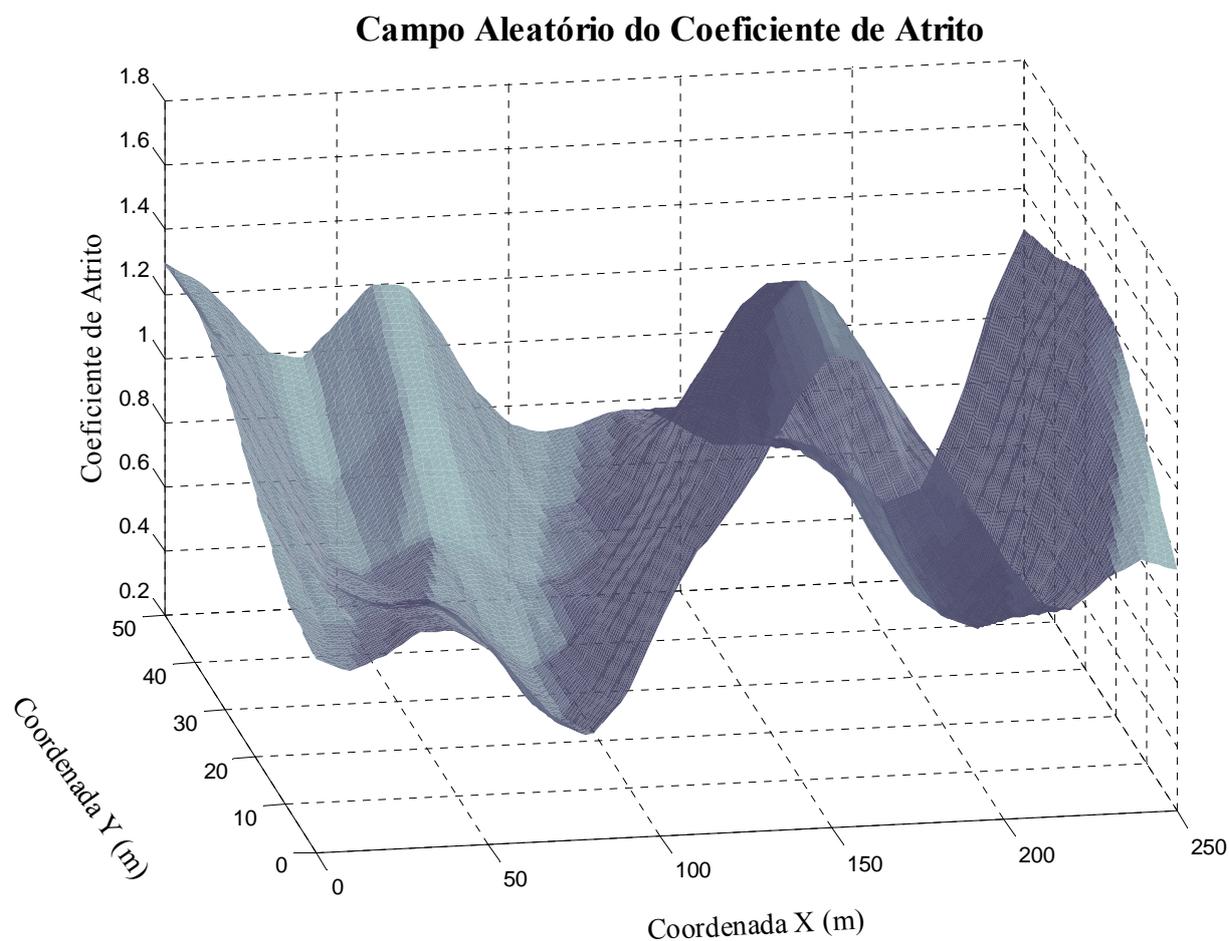


FIGURA 7.1: Amostra para o Campo Aleatório do Coeficiente de Atrito Estático

7.4 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO

Nesta etapa, considera-se que o material é não-homogêneo, que não ocorre fratura e que não há asperezas na interface. Ambas as leis mais utilizadas em Sismologia, a lei de variação do atrito com a velocidade (“velocity-weakening law”) e a lei de variação do atrito com o deslizamento (“slip-weakening law”), são consideradas na micro-escala da interface. Uma lei macro (ou global) é obtida relacionando o valor médio da resistência ao corte por atrito com o valor médio da tensão normal na interface e os valores médios do deslocamento e da velocidade tangenciais na interface. As tensões normal e tangencial aplicadas são as mesmas utilizadas anteriormente, mostradas nas Figuras 6.6 e 6.7, respectivamente.

7.4.1 Lei Micro de Variação do Atrito com a Velocidade na Interface

Nas análises seguintes adota-se como lei micro (ou local) a lei de variação do atrito com a velocidade apresentada no capítulo anterior, no gráfico da Figura 6.8. Adota-se um coeficiente de atrito estático igual a 1,0 e admite-se que o módulo de Young, a massa específica e o coeficiente de atrito variam com as coordenadas espaciais como campos aleatórios Gaussianos. Um coeficiente de variação de 25% e um comprimento de correlação de 25m são adotados para todos os campos.

Além do caso homogêneo, são analisados mais quatro casos: o primeiro considerando a massa específica como um campo aleatório Gaussiano tridimensional, de valor médio igual a 2700kg/m^3 , coeficiente de variação igual a 25% e comprimento de correlação de 25m, e todas as demais propriedades constantes. No segundo caso o módulo de Young é considerado como um campo aleatório Gaussiano tridimensional, de valor médio $7,5\text{E}10\text{N/m}^2$, coeficiente de variação de 25% e comprimento de correlação de 25m, e todas as demais propriedades constantes. O terceiro caso considera o coeficiente de atrito estático como um campo aleatório Gaussiano bidimensional, de valor médio 1,0, coeficiente de variação de 25% e comprimento de correlação de 25m, e todas as demais propriedades constantes. Por fim, o último caso analisado considera todas as três propriedades anteriores (massa específica, módulo de Young e coeficiente de atrito) como campos aleatórios Gaussianos simultaneamente, com coeficientes de variação de 25% e comprimentos de correlação de 25m para cada um dos três campos simulados.

Os resultados obtidos para todos os quatro casos e mais o homogêneo são apresentados nos gráficos seguintes. A Figura 7.2 mostra a evolução com o tempo da tensão

tangencial média na superfície de falha. Pode ser observado que os campos aleatórios da massa específica e do módulo de Young praticamente não alteram a tensão tangencial média em relação ao seu valor quando a rocha é considerada homogênea. A Figura 7.3 mostra a evolução com o tempo da resistência ao corte por atrito média na superfície de falha para os cinco casos analisados. Uma forma de banheira pode ser observada devido ao fato de que a força de atrito diminui quando o deslizamento inicia e posteriormente volta a aumentar no fim do movimento, quando a velocidade diminui. Novamente o campo aleatório da massa específica e o do módulo de Young praticamente não alteram a resistência ao corte por atrito média em relação ao seu valor quando a rocha é considerada homogênea. As Figuras 7.4, 7.5 e 7.6 mostram a evolução com o tempo do deslizamento, da velocidade de deslizamento e da aceleração médios na superfície de falha, respectivamente. As leis de variação do atrito com o deslizamento macro (ou globais), as quais são uma relação entre a resistência ao corte por atrito média na superfície de falha com o deslocamento médio na interface, resultantes para cada um dos cinco casos podem ser vistas nos gráficos da Figura 7.7, apresentando uma forma de banheira. Enquanto as leis macro de variação do atrito com a velocidade, as quais são uma relação entre a resistência ao corte por atrito média na superfície de falha com a velocidade média na interface, são mostradas nos gráficos da Figura 7.8. Como observado nesta figura, a lei de atrito global é ainda similar à lei local adotada (Figura 6.8), mas a resistência ao corte por atrito sofre uma redução devido ao fato do coeficiente de atrito ser considerado como um campo aleatório.

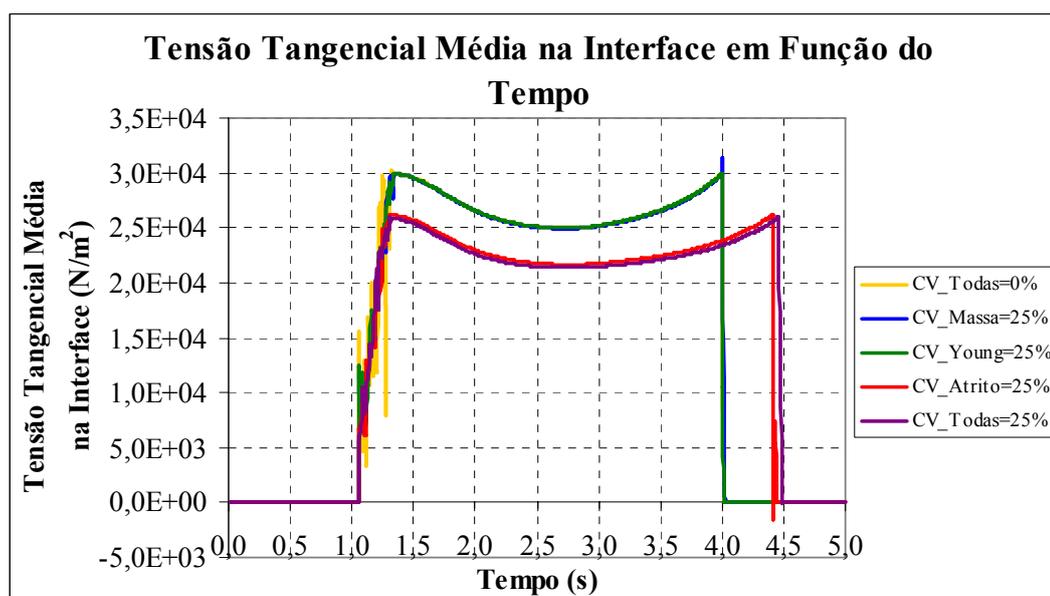


FIGURA 7.2: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface

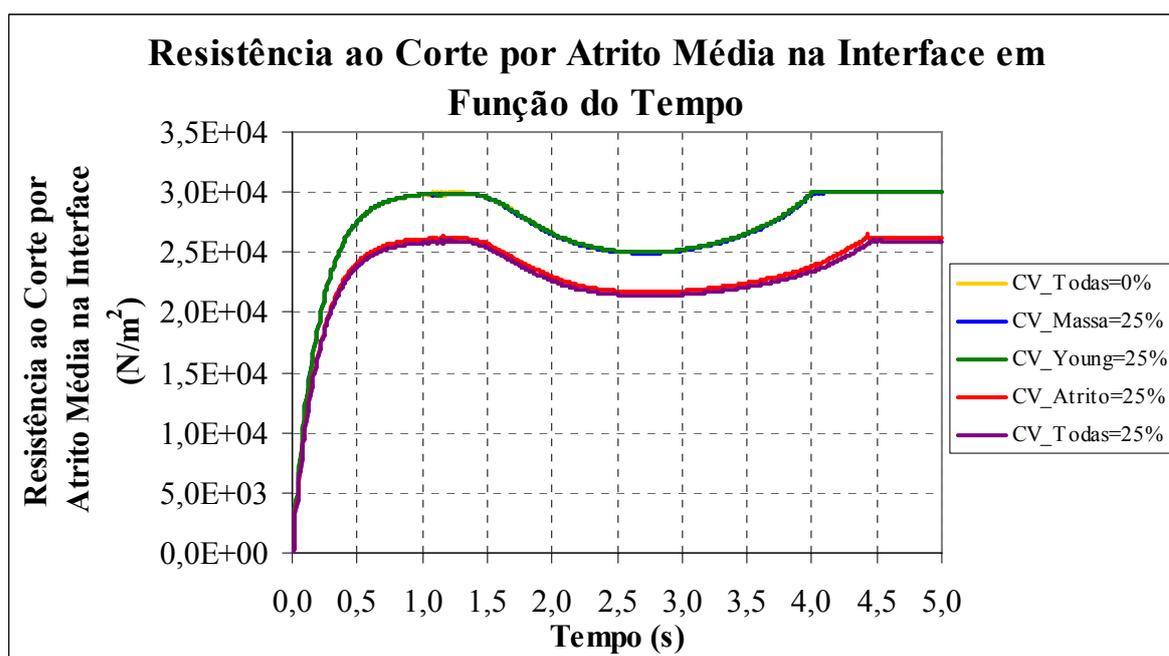


FIGURA 7.3: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface

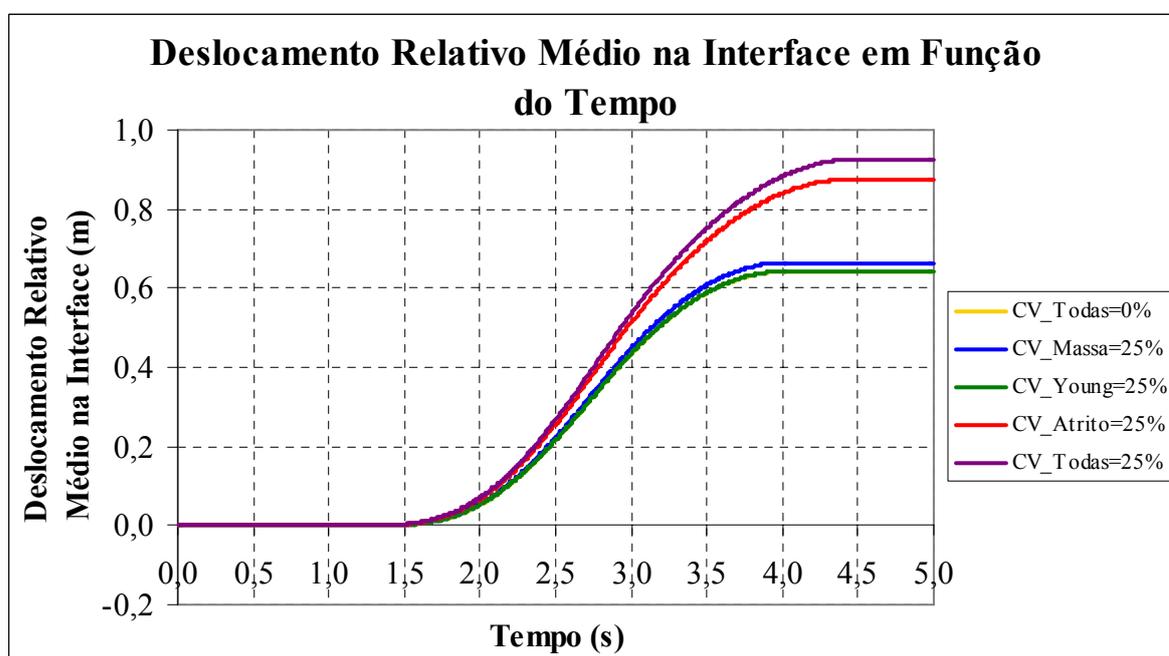


FIGURA 7.4: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface

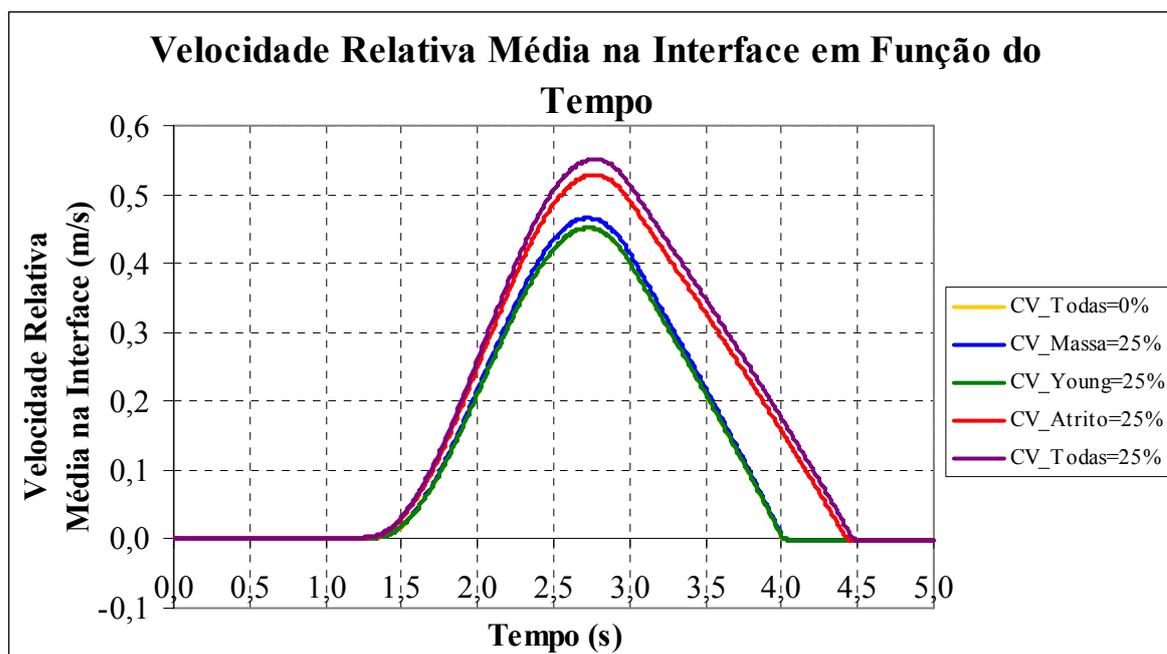


FIGURA 7.5: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface

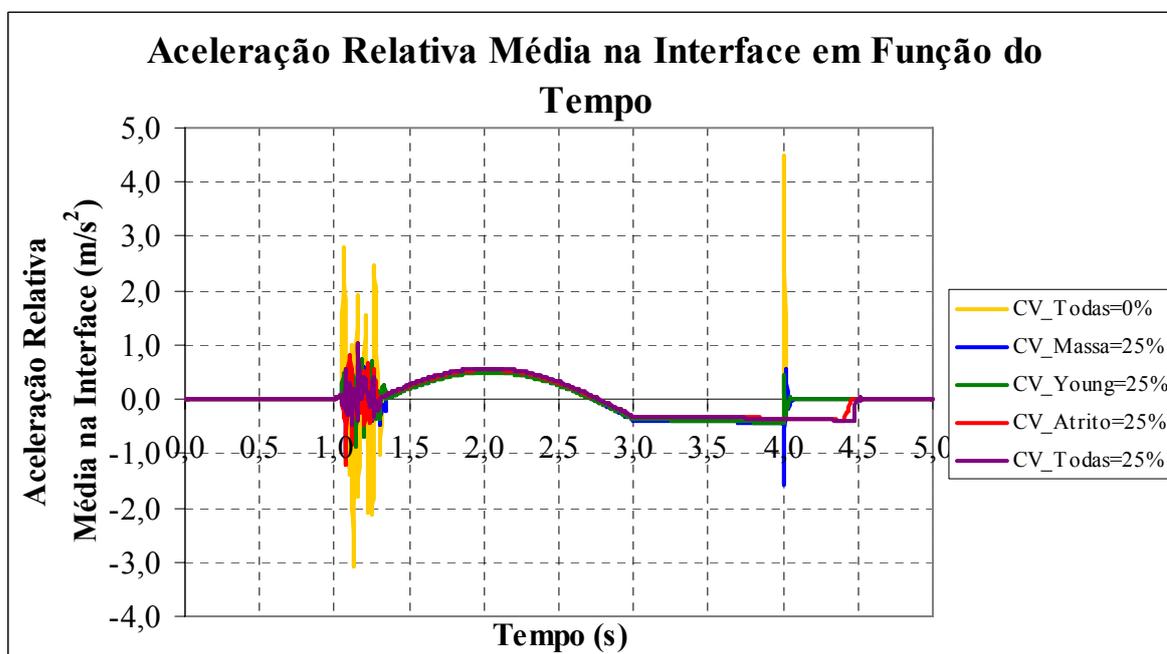


FIGURA 7.6: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface

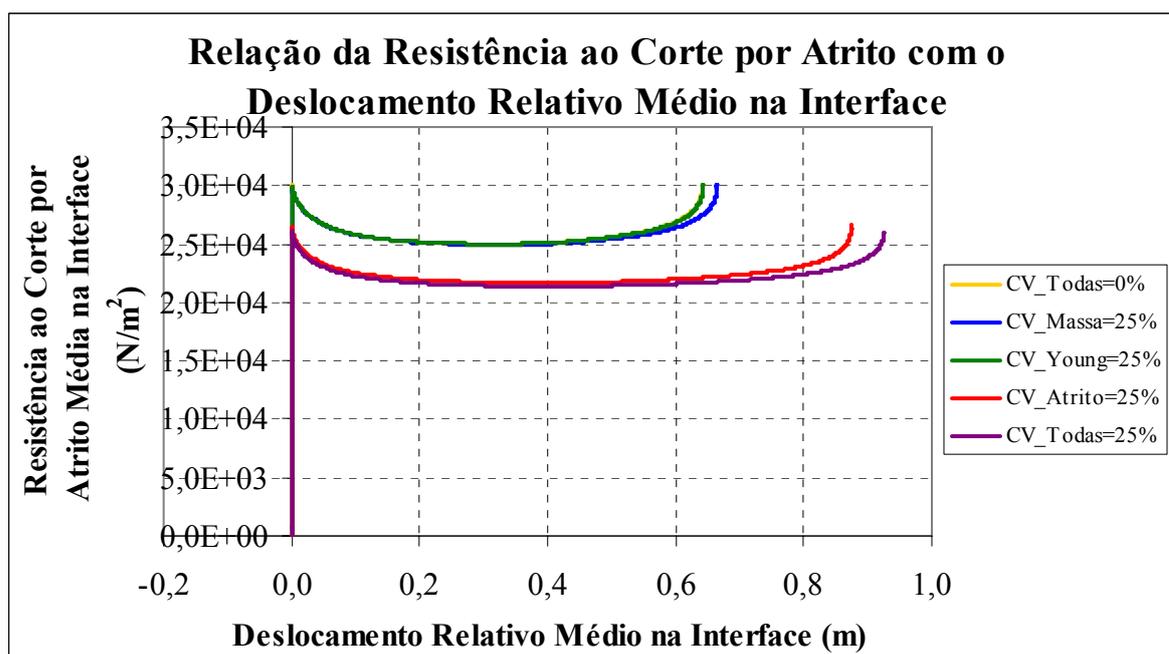


FIGURA 7.7: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento

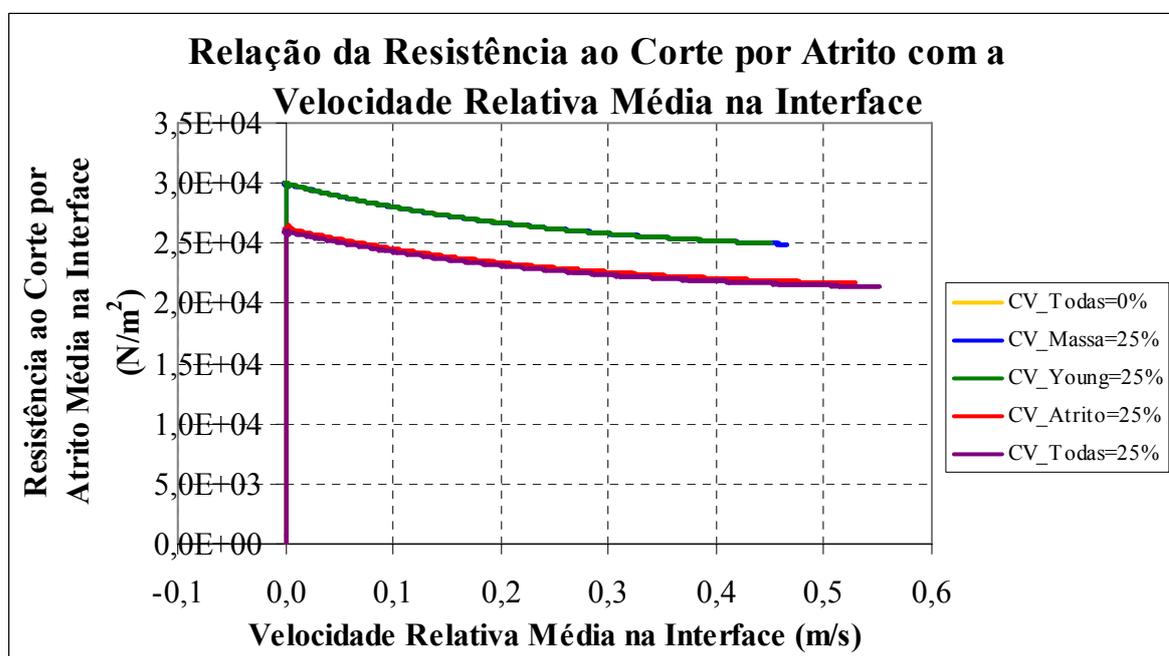


FIGURA 7.8: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade

7.4.2 Lei Micro de Variação do Atrito com o Deslizamento na Interface

A segunda relação constitutiva micro (ou local) empregada na análise dinâmica da região da falha é a lei de variação do atrito com o deslizamento, da Figura 6.16. São analisados os mesmos quatro casos apresentados no item 7.4.1 e mais o caso em que todas as propriedades são constantes. A evolução com o tempo da tensão tangencial média na interface, da resistência ao corte por atrito média na interface, do deslizamento tangencial médio na interface, da velocidade e da aceleração tangenciais médias na interface é mostrada nas Figuras 7.9, 7.10, 7.11, 7.12 e 7.13, respectivamente. Mais uma vez, as curvas são similares às curvas obtidas considerando a lei micro de variação do atrito com a velocidade mostrada anteriormente. Da mesma forma que ocorreu quando se considerou a lei de variação do atrito com a velocidade como lei local, as relações constitutivas macro, quando é considerada a lei micro de variação do atrito com o deslizamento, também não sofrem alterações devido aos campos aleatórios da massa específica e do módulo de Young.

As relações globais entre a resistência ao corte por atrito média na interface com o deslizamento médio e com a velocidade média na interface são apresentadas nas Figuras 7.14 e 7.15, respectivamente. Pode ser observado que a lei macro que expressa a variação do atrito com o deslizamento (Figura 7.14) é ainda similar à lei local adotada (Figura 6.16), mas a resistência ao corte por atrito sofre uma redução devido ao fato do coeficiente de atrito ser considerado como um campo aleatório.

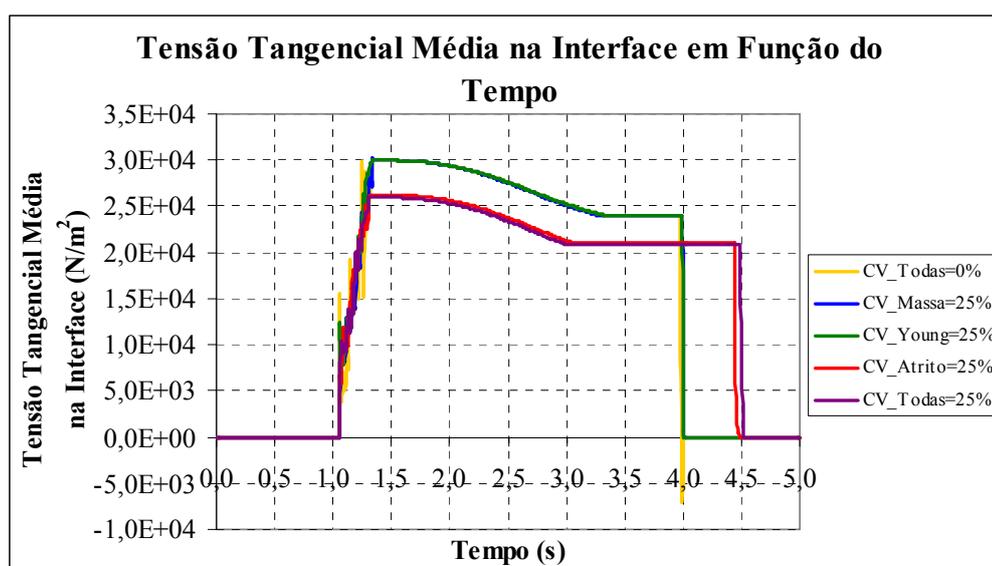


FIGURA 7.9: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface

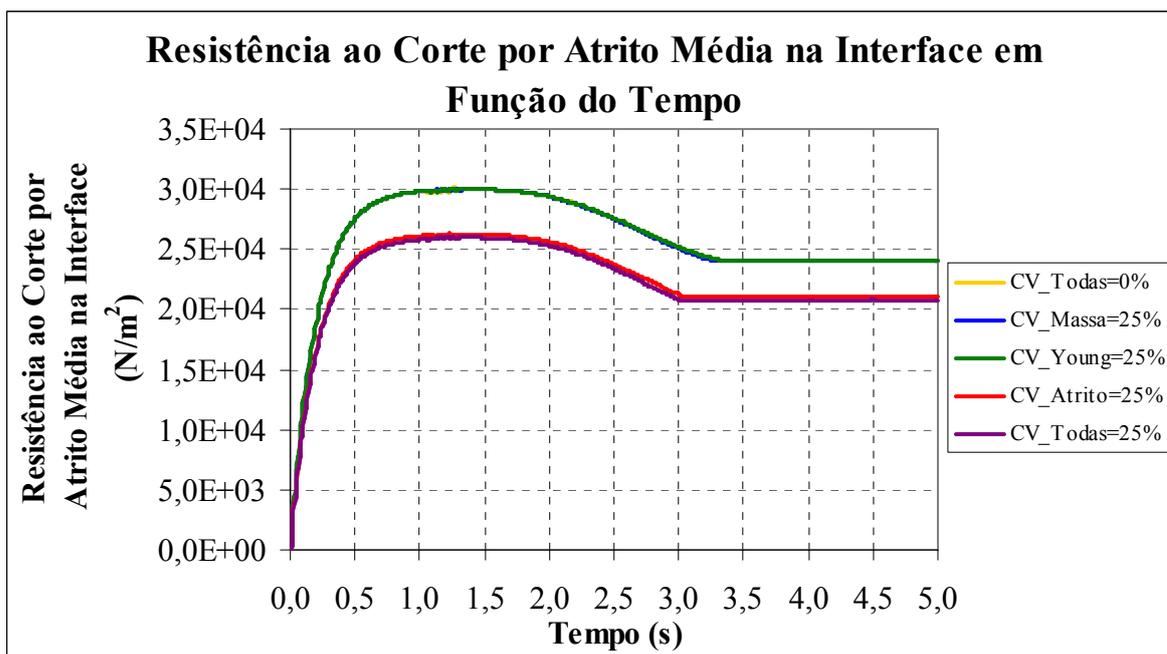


FIGURA 7.10: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface

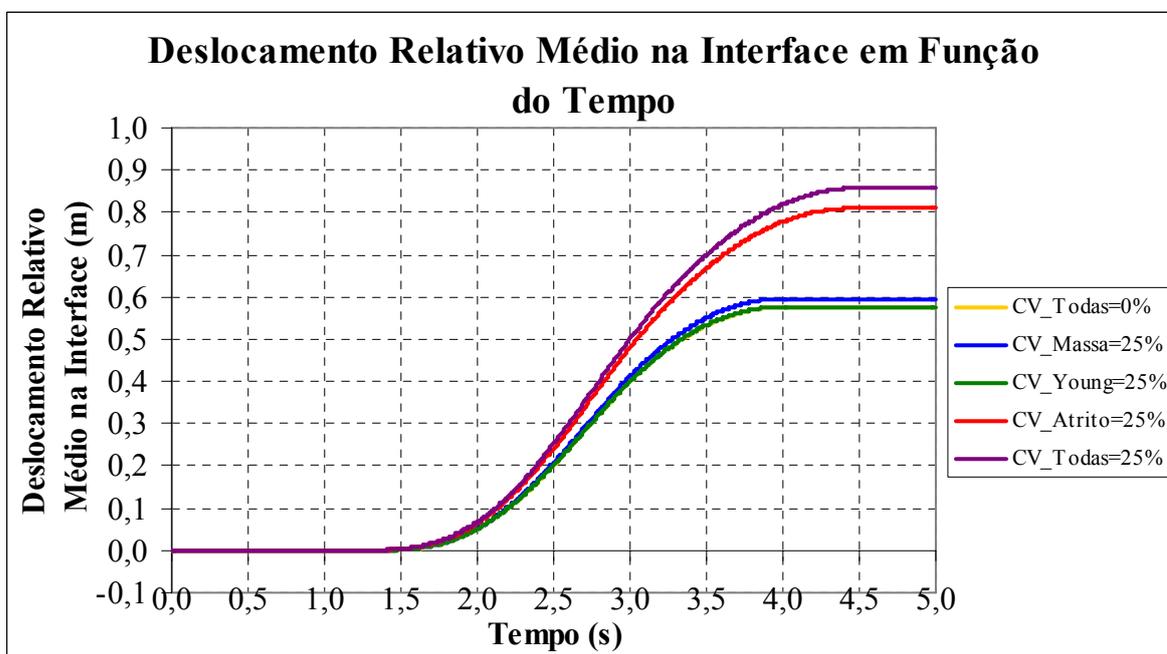


FIGURA 7.11: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface

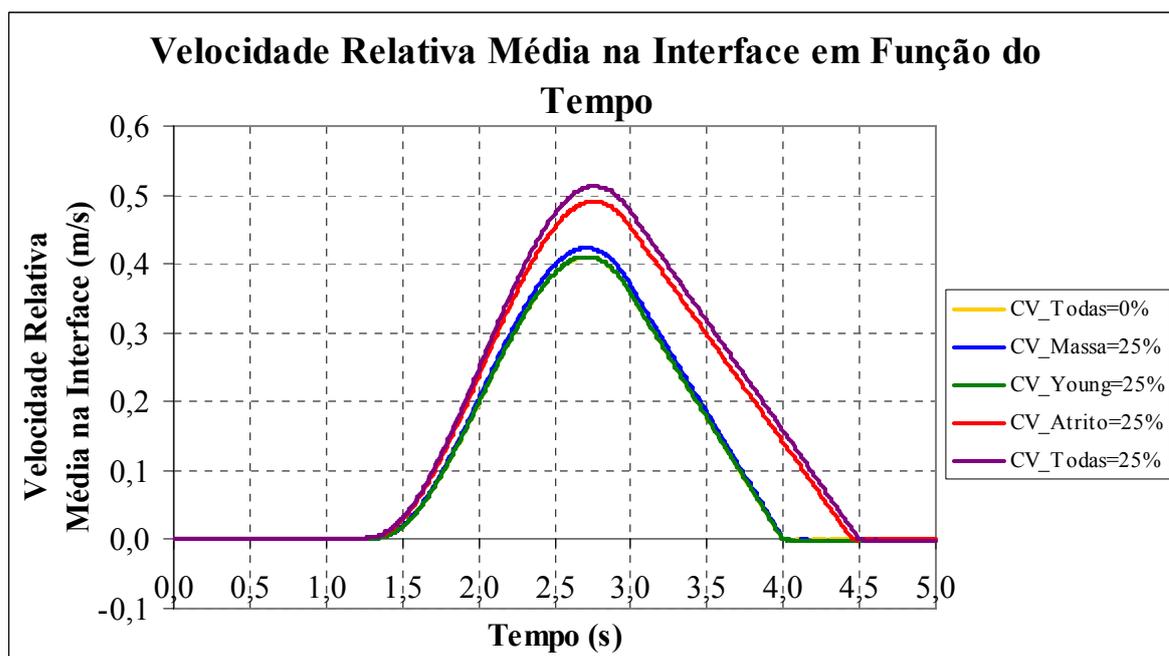


FIGURA 7.12: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface

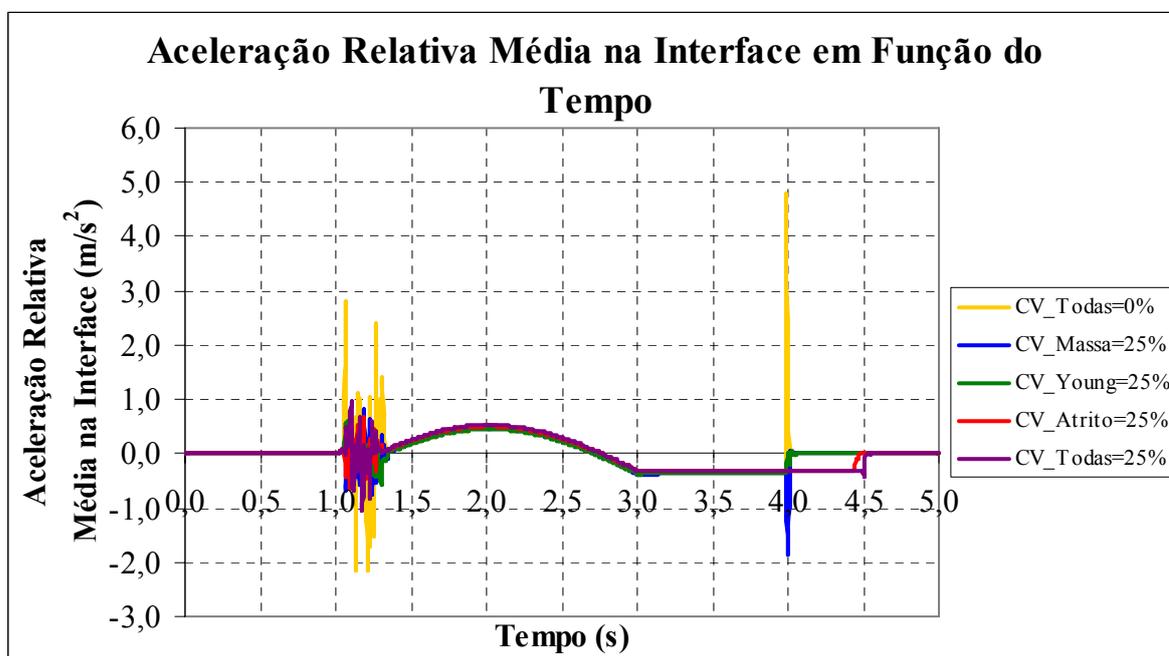


FIGURA 7.13: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface

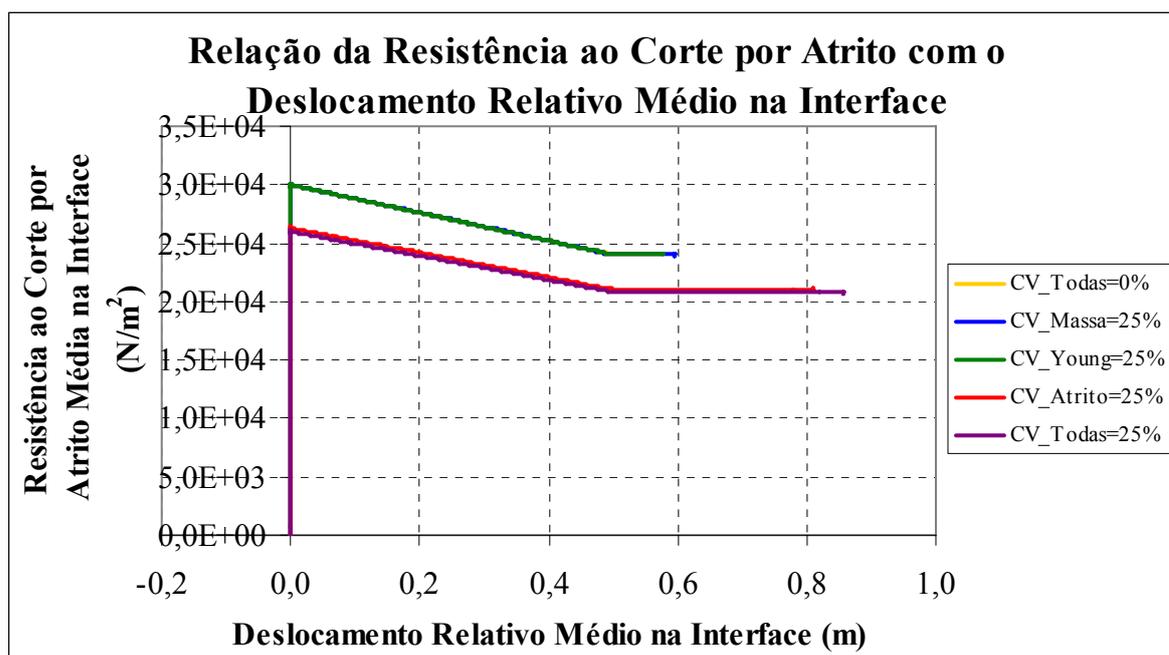


FIGURA 7.14: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento

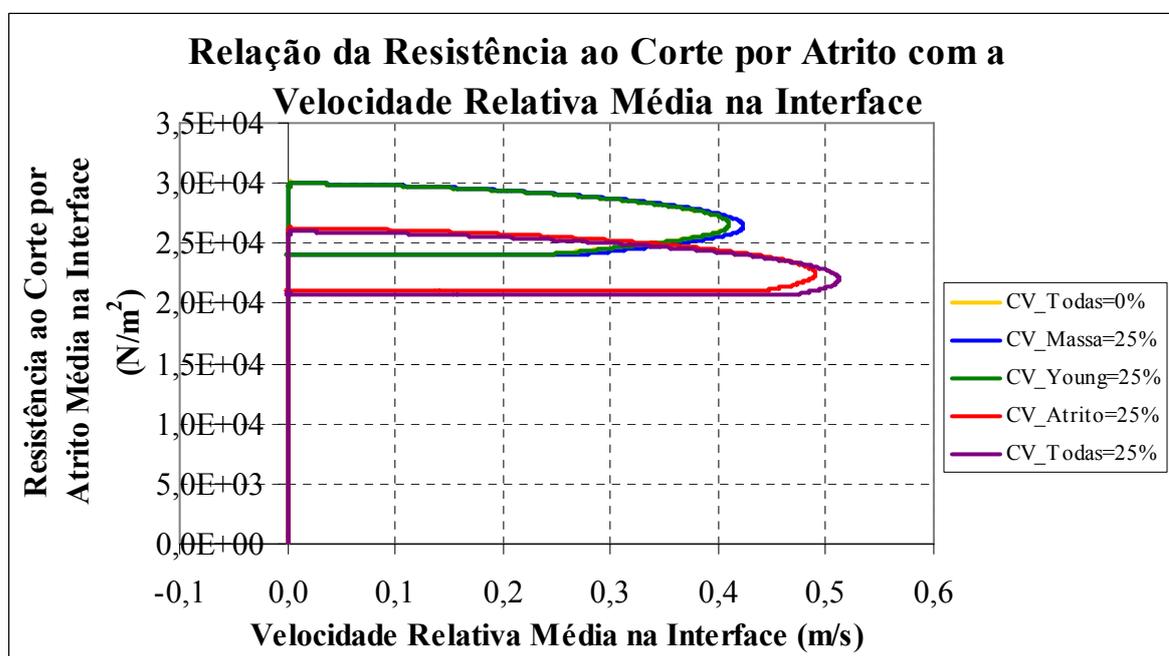


FIGURA 7.15: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade

7.5 RELAÇÕES CONSTITUTIVAS PARA A FALHA CONSIDERANDO NÃO-HOMOGENEIDADES

Da mesma forma que realizado para os casos analisados no capítulo anterior, as relações constitutivas macro para a falha sísmica são obtidas ajustando-se curvas aos resultados numéricos. A primeira lei constitutiva micro (ou local) empregada foi a lei de variação do atrito com a velocidade (Figura 6.8), descrita pela equação (7.40):

$$\tau = a\sigma_n \frac{1 + be^{c\dot{x}}}{1 + b}, \quad (7.39)$$

na qual: $a = \mu_s$, $b = 0,25$ e $c = -4,0$, então:

$$\tau = \mu_s \sigma_n \frac{1 + 0,25e^{-4,0\dot{x}}}{1 + 0,25} \quad (7.40)$$

Os parâmetros das leis constitutivas macro (ou globais) ajustados às simulações numéricas realizadas com as rochas não-homogêneas são indicados na Tabela 7.2. A Tabela 7.3 apresenta os valores médios e coeficientes de variação dos parâmetros das leis constitutivas globais ajustados por zonas. Tais zonas são as mesmas cinco regiões quadradas adjacentes com lado igual a 50m apresentadas no capítulo 6. As leis constitutivas macro para a falha relacionam a resistência ao corte por atrito média (τ) na interface com a tensão normal média (σ_n) e a velocidade de deslizamento média (\dot{x}) na interface.

TABELA 7.2: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com a Velocidade como Lei Local e Rochas Não-homogêneas

Condição	Parâmetros das Leis Constitutivas Globais
$\mu_s = 1,0$ CV Massa = 25%	$a = 1,000$ $b = 0,251$ $c = -3,967$
$\mu_s = 1,0$ CV Young = 25%	$a = 0,999$ $b = 0,250$ $c = -3,978$
$\mu_s = 1,0$ CV Atrito = 25%	$a = 0,876$ $b = 0,249$ $c = -4,008$
$\mu_s = 1,0$ CV Todas = 25%	$a = 0,867$ $b = 0,250$ $c = -4,000$

TABELA 7.3: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com a Velocidade como Lei Local e Rochas Não-homogêneas - Ajuste por Zonas

Condição	Parâmetros das Leis Constitutivas Globais
$\mu_s = 1,0$ CV Massa = 25%	$a_m = 1,000$ $a_{CV} = 0,00\%$ $b_m = 0,249$ $b_{CV} = 0,44\%$ $c_m = -4,001$ $c_{CV} = 0,74\%$
$\mu_s = 1,0$ CV Young = 25%	$a_m = 1,000$ $a_{CV} = 0,04\%$ $b_m = 0,250$ $b_{CV} = 0,91\%$ $c_m = -3,998$ $c_{CV} = 2,07\%$
$\mu_s = 1,0$ CV Atrito = 25%	$a_m = 0,870$ $a_{CV} = 16,3\%$ $b_m = 0,250$ $b_{CV} = 0,46\%$ $c_m = -4,005$ $c_{CV} = 1,08\%$
$\mu_s = 1,0$ CV Todas = 25%	$a_m = 0,864$ $a_{CV} = 17,3\%$ $b_m = 0,251$ $b_{CV} = 0,98\%$ $c_m = -4,000$ $c_{CV} = 1,60\%$

A segunda lei constitutiva micro utilizada nas análises foi a lei de variação do atrito com o deslizamento (Figura 6.16), representada pela equação (7.42):

$$\tau = a\sigma_n - (a\sigma_n - 0,8a\sigma_n) \frac{x}{b}, \quad (7.41)$$

na qual: $a = \mu_s$ e $b = D_0 = 0,50$, conduzindo à seguinte expressão:

$$\tau = \mu_s \sigma_n - (\mu_s \sigma_n - 0,8\mu_s \sigma_n) \frac{x}{0,5} \quad (7.42)$$

Os parâmetros das leis constitutivas macro ajustados aos resultados das simulações numéricas considerando rochas não-homogêneas são indicados na Tabela 7.4. A Tabela 7.5 apresenta os valores médios e coeficientes de variação dos parâmetros das leis constitutivas globais ajustados para as mesmas 5 zonas na interface dos blocos descritas anteriormente. As leis constitutivas macro para a falha relacionam a resistência ao corte por atrito média (τ) na interface com a tensão normal média (σ_n) e o deslizamento médio (x) na interface.

TABELA 7.4: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com o Deslizamento como Lei Local e Rochas Não-homogêneas

Condição	Parâmetros das Leis Constitutivas Globais
$\mu_s = 1,0$ CV Massa = 25%	$a = 1,000$ $b = 0,501$
$\mu_s = 1,0$ CV Young = 25%	$a = 1,000$ $b = 0,500$
$\mu_s = 1,0$ CV Atrito = 25%	$a = 0,876$ $b = 0,500$
$\mu_s = 1,0$ CV Todas = 25%	$a = 0,866$ $b = 0,501$

TABELA 7.5: Parâmetros das Leis Constitutivas Globais Considerando a Lei de Variação do Atrito com o Deslizamento como Lei Local e Rochas Não-homogêneas - Ajuste por Zonas

Condição	Parâmetros das Leis Constitutivas Globais
$\mu_s = 1,0$ CV Massa = 25%	$a_m = 1,000$ $a_{CV} = 0,00\%$ $b_m = 0,501$ $b_{CV} = 0,33\%$
$\mu_s = 1,0$ CV Young = 25%	$a_m = 1,000$ $a_{CV} = 0,04\%$ $b_m = 0,500$ $b_{CV} = 0,49\%$
$\mu_s = 1,0$ CV Atrito = 25%	$a_m = 0,870$ $a_{CV} = 16,3\%$ $b_m = 0,500$ $b_{CV} = 0,18\%$
$\mu_s = 1,0$ CV Todas = 25%	$a_m = 0,862$ $a_{CV} = 17,4\%$ $b_m = 0,505$ $b_{CV} = 1,70\%$

Conforme Tabelas 7.2 a 7.5, os parâmetros das leis de atrito macro (Figuras 7.8 e 7.14), para os casos em que são considerados como propriedades aleatórias a massa específica e o módulo de Young, permanecem praticamente iguais aos valores dos parâmetros das leis de atrito micro (Figuras 6.8 e 6.16), significando que os campos estocásticos da massa específica e do módulo de Young não causam um efeito de escala significativo. Entretanto, como pode ser observado nos gráficos das Figuras 7.8 e 7.14 e também nas Tabelas 7.2 a 7.5, o campo aleatório do coeficiente de atrito causa um efeito de escala, fazendo com que a resistência ao corte por atrito sofra uma queda, ou em outras palavras, o parâmetro “a” da equação sofre uma variação de seu valor na equação micro (ou local) para a equação macro (ou global).

8 INFLUÊNCIA DE FRATURA NA VIZINHANÇA DA FALHA SÍSMICA

Neste capítulo amplia-se o programa desenvolvido para possibilitar a análise da ocorrência de fratura nas proximidades da falha sísmica. São propostos dois métodos para resolver este problema. Para as duas principais leis constitutivas, são realizadas simulações da falha sísmica permitindo a ocorrência de fratura através de cada um dos métodos sugeridos, inicialmente admitindo que o material é homogêneo e posteriormente considerando a não-homogeneidade da rocha.

8.1 JUSTIFICATIVA E MÉTODOS PROPOSTOS

Além da consideração da não-homogeneidade da rocha, outro fator que pode influenciar a lei constitutiva macro (ou global) da falha sísmica é a ocorrência de fraturas na vizinhança das superfícies deslizantes (Riera *et al.*, 2005). A possibilidade de ocorrência de fraturas é mais provável em falhas próximas à superfície, onde a falha pode estar enfraquecida devido à exposição à intempérie e onde há mais probabilidade de ocorrência de tensões principais de tração. À medida que a profundidade aumenta, as tensões principais tendem a ser de compressão, limitando a ocorrência de fratura.

A idéia básica é encontrar uma relação global entre a tensão resultante no topo dos blocos e os deslocamentos ou velocidades médios no topo, a qual poderá ser usada como a lei constitutiva micro na interface em modelos que não permitam a consideração de fratura de pequena escala. Portanto, esta nova lei já estará levando em conta os efeitos da fratura de uma forma simples, dispensando uma análise que efetivamente considere a fratura, pois esta já estará embutida no critério constitutivo micro.

Com esse objetivo, dois métodos são adotados. O primeiro consiste apenas em reduzir a energia específica de fratura (G_f) das barras na vizinhança da falha sísmica para possibilitar

que ocorra fratura próxima à mesma. O segundo método consiste em enfraquecer inicialmente algumas barras do modelo numérico, tornando quase zero a sua energia específica de fratura, para simular fraturas pré-existentes nestas barras. Em seguida diminui-se a energia específica de fratura das demais barras na vizinhança da falha, para possibilitar a ocorrência de novas fraturas. Com estes métodos, um critério constitutivo macro, o qual leva em consideração a fratura na vizinhança da falha sísmica, pode ser obtido.

8.2 APLICAÇÕES DOS MÉTODOS PROPOSTOS

O modelo empregado para as simulações seguintes é o mesmo utilizado nos capítulos anteriores, mostrado na Figura 6.4. As propriedades da rocha granítica analisada são indicadas na Tabela 8.1.

TABELA 8.1: Propriedades Admitidas para o Granito

Propriedade	Valor
$E(E)$ (valor esperado do módulo de Young)	7,5E10N/m ²
$CV(E)$ (coeficiente de variação do módulo de Young)	25%
$E(\rho_g)$ (valor esperado da massa específica)	2700kg/m ³
$CV(\rho_g)$ (coeficiente de variação da massa específica)	25%
ν (coeficiente de Poisson)	0,25
$E(\mu_s)$ (valor esperado do coeficiente de atrito estático)	1,0
$CV(\mu_s)$ (coeficiente de variação do coeficiente de atrito estático)	25%
L_{corr} (comprimento de correlação dos campos aleatórios)	25m
$E(G_f)$ (valor esperado da energia específica de fratura)	1,2E5N/m
$CV(G_f)$ (coeficiente de variação da energia específica de fratura)	25%
$E(G_{fe})$ (valor esperado da energia específica de fratura - barras enfraquecidas)	3,2N/m
$CV(G_{fe})$ (coeficiente variação energia específica fratura-barras enfraquecidas)	25%
$E(G_{fpf})$ (valor esperado da energia específica de fratura - barras pré-fraturadas)	1E-10N/m
$CV(G_{fpf})$ (coeficiente variação energia específica fratura-barras pré-fraturadas)	0%

Para o segundo método proposto, consideram-se duas possibilidades de disposição das barras inicialmente fraturadas. Na Figura 8.1 mostra-se a primeira configuração aleatória de barras pré-fraturadas (chamada disposição aleatória A), enquanto a Figura 8.2 apresenta uma segunda disposição aleatória adotada (chamada disposição aleatória B).

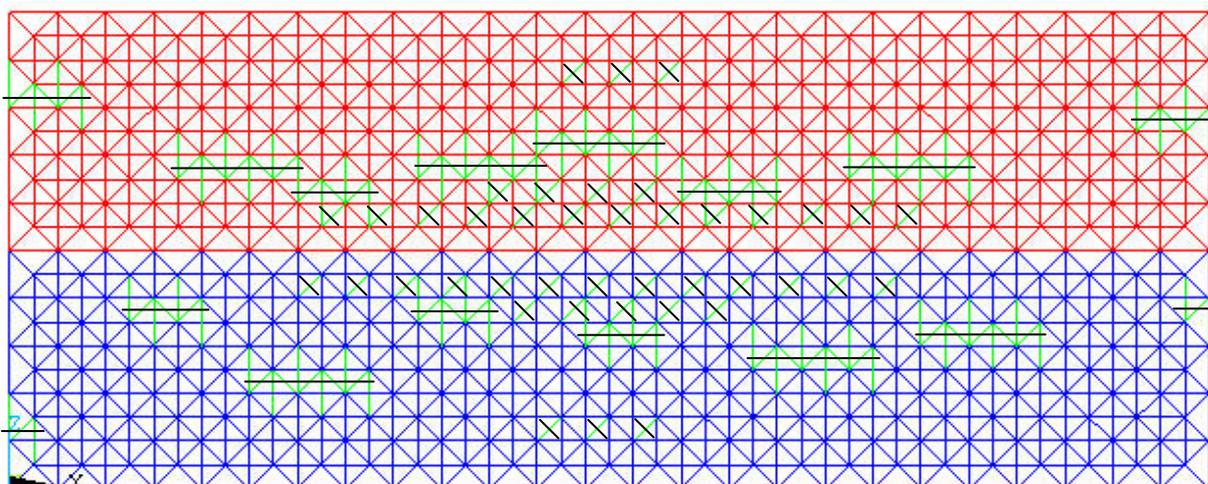


FIGURA 8.1: Disposição Aleatória A das Barras Pré-fraturadas

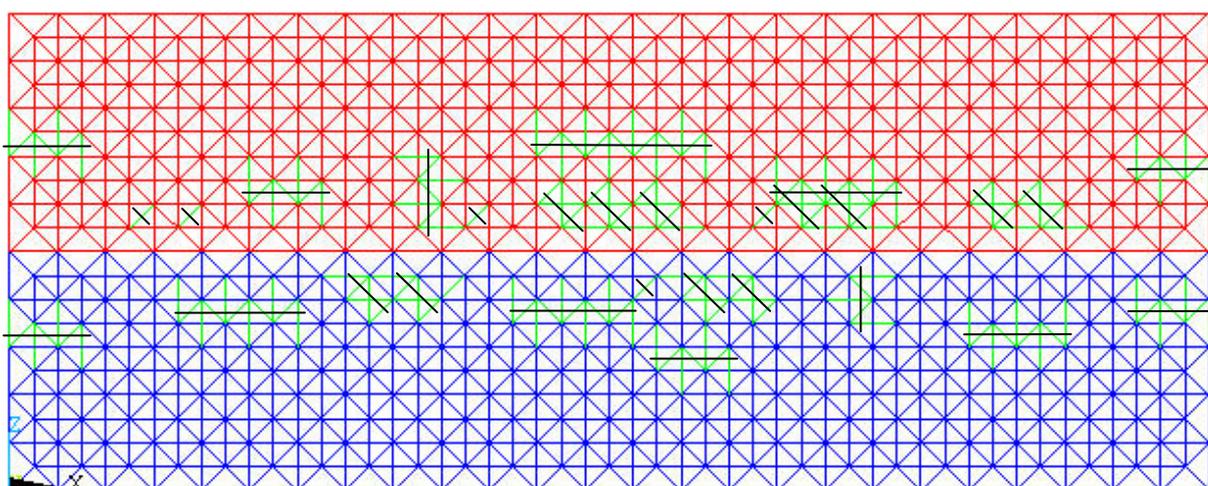


FIGURA 8.2: Disposição Aleatória B das Barras Pré-fraturadas

8.3 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO

Nesta etapa, considera-se que pode ocorrer fratura na vizinhança da falha sísmica. São consideradas como lei micro tanto a lei de variação do atrito com a velocidade quanto a lei de variação do atrito com o deslizamento. Admite-se, inicialmente, que o material é homogêneo, considerando posteriormente a não-homogeneidade do material. A lei macro (ou global) é obtida relacionando o valor médio da tensão resultante no topo do bloco superior com o valor médio da tensão normal e os valores médios do deslocamento e da velocidade tangenciais no topo. As tensões normal e tangencial aplicadas são as mesmas utilizadas nas simulações anteriores, mostradas nas Figuras 6.6 e 6.7, respectivamente.

8.3.1 Lei Micro de Variação do Atrito com a Velocidade na Interface

Nas análises seguintes adota-se como lei micro (ou local) a lei de variação do atrito com a velocidade apresentada no capítulo 6, no gráfico da Figura 6.8. Inicialmente adota-se o primeiro método proposto, ou seja, apenas reduz-se a energia específica de fratura das barras na vizinhança da falha. Os resultados mostram que, tanto para rochas homogêneas (Figura 8.3) quanto para rochas não-homogêneas (Figura 8.4), a ocorrência de fraturas em algumas barras do modelo numérico não altera a lei constitutiva macro. Isto é, a lei macro obtida é praticamente a mesma de quando não há fratura.

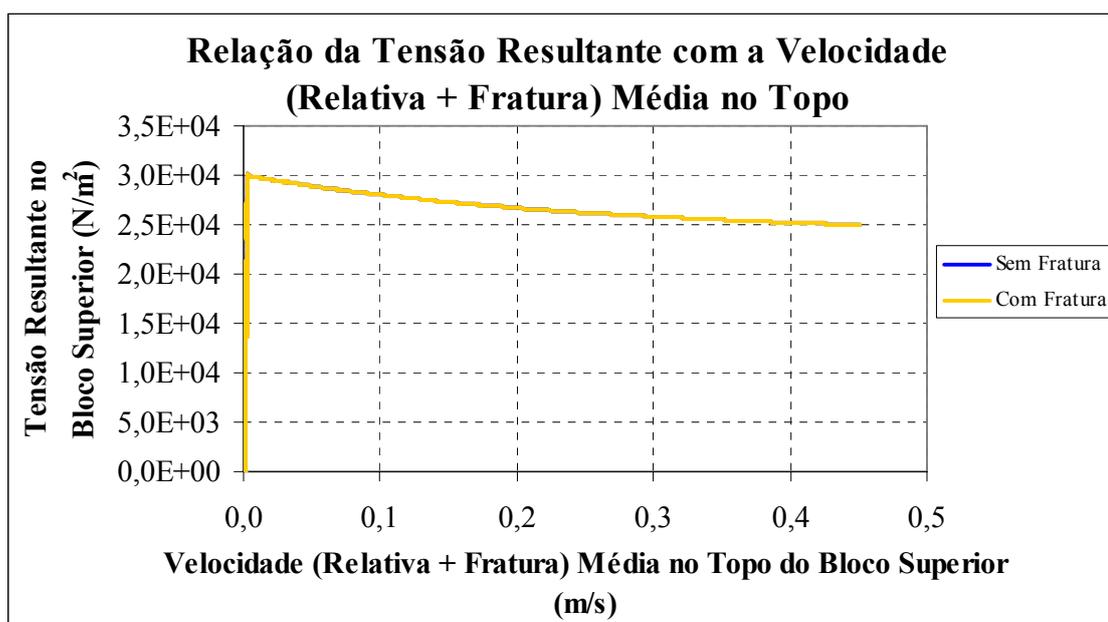


FIGURA 8.3: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade (Rochas Homogêneas)

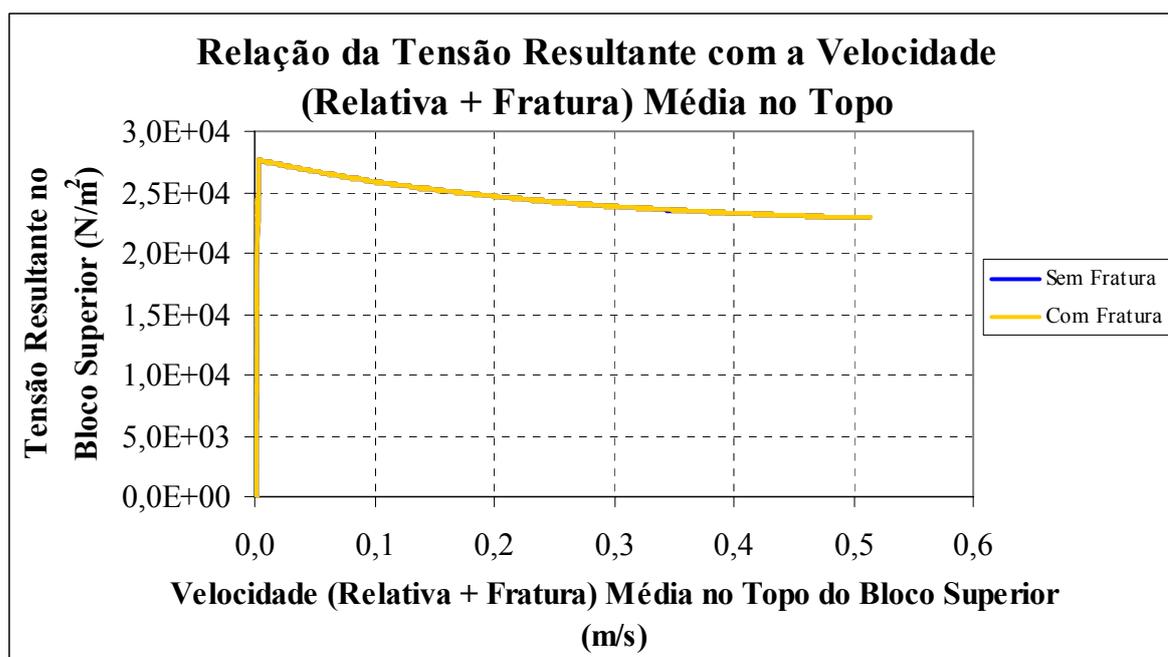


FIGURA 8.4: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade (Rochas Não-Homogêneas)

Analisando o problema com o segundo método proposto, considerando a disposição aleatória A de barras enfraquecidas mostrada na Figura 8.1, obtêm-se os resultados apresentados nos gráficos das figuras seguintes.

Para rochas homogêneas, as Figuras 8.5, 8.6, 8.7, 8.8 e 8.9 mostram a evolução com o tempo da tensão tangencial média na interface, da resistência ao corte por atrito média na interface, do deslizamento, da velocidade de deslizamento e da aceleração médios na superfície de falha, respectivamente. A lei macro (ou global) de variação do atrito com o deslizamento, a qual é uma relação da tensão resultante no topo do bloco superior com o deslocamento médio no topo, pode ser vista no gráfico da Figura 8.10. Enquanto a lei macro de variação do atrito com a velocidade, a qual é uma relação da tensão resultante no topo do bloco superior com a velocidade média no topo, é mostrada no gráfico da Figura 8.11. Como observado nesta figura, a lei de atrito global com fratura é similar à lei sem fratura, apresentando apenas algumas oscilações em torno da lei sem fratura. A disposição final das barras fraturadas é mostrada na Figura 8.12, na qual as barras azuis são barras intactas e as barras vermelhas são barras rompidas.

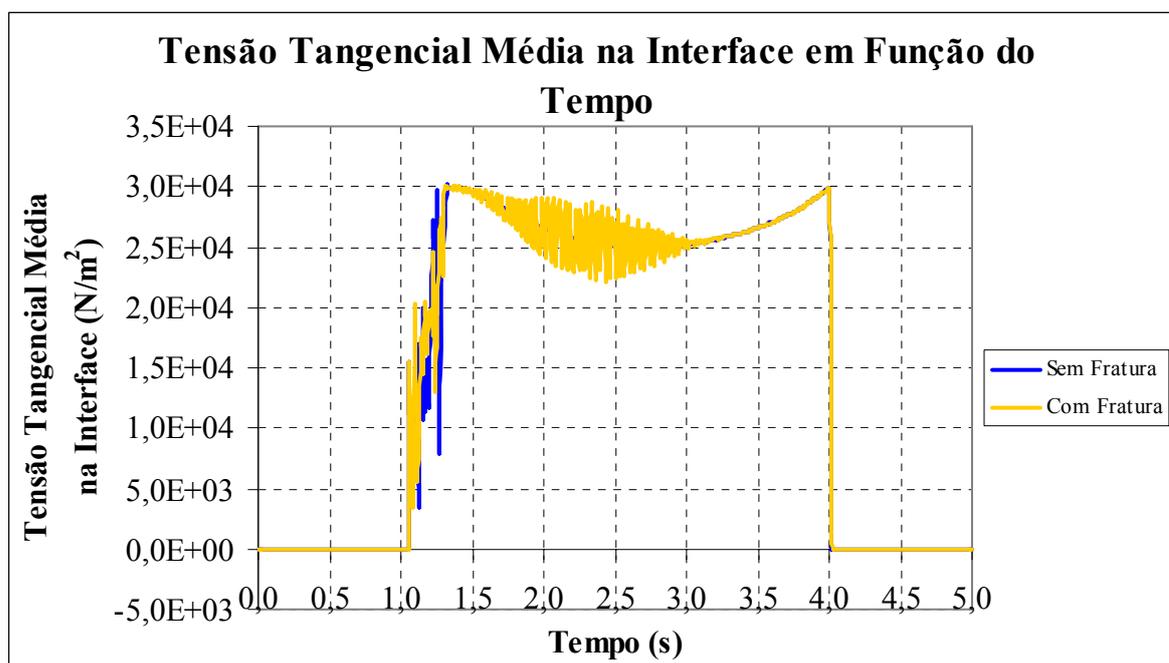


FIGURA 8.5: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface

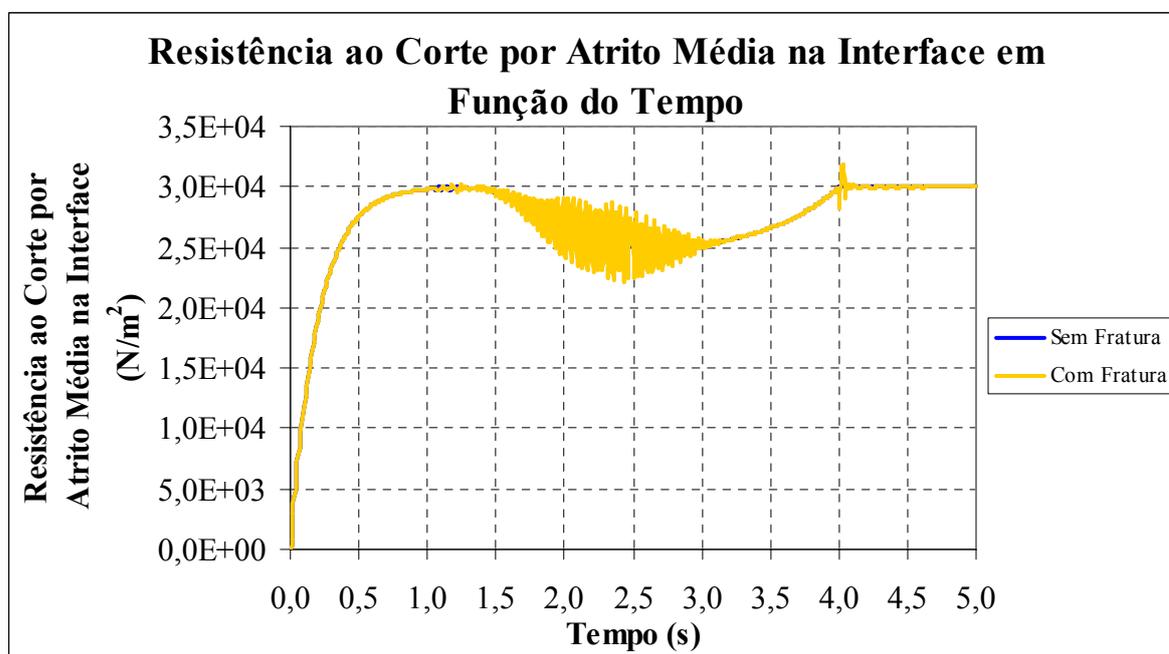


FIGURA 8.6: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface

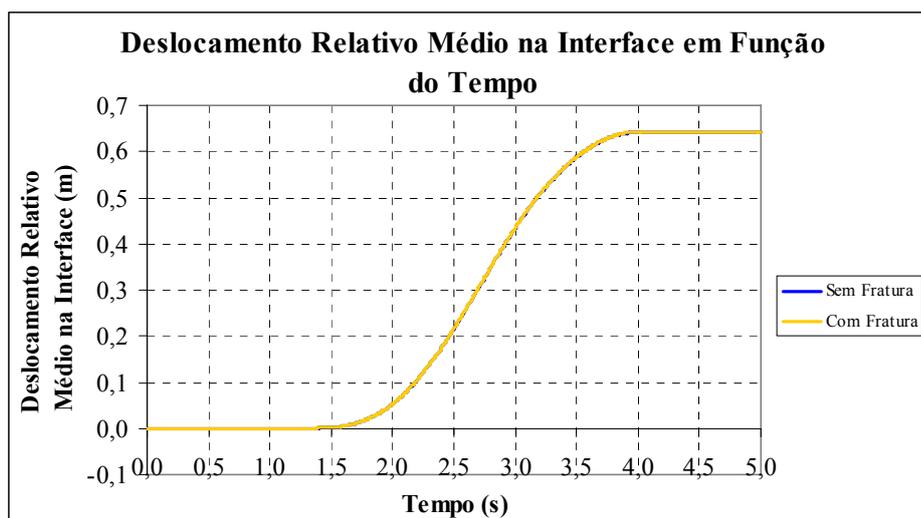


FIGURA 8.7: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface

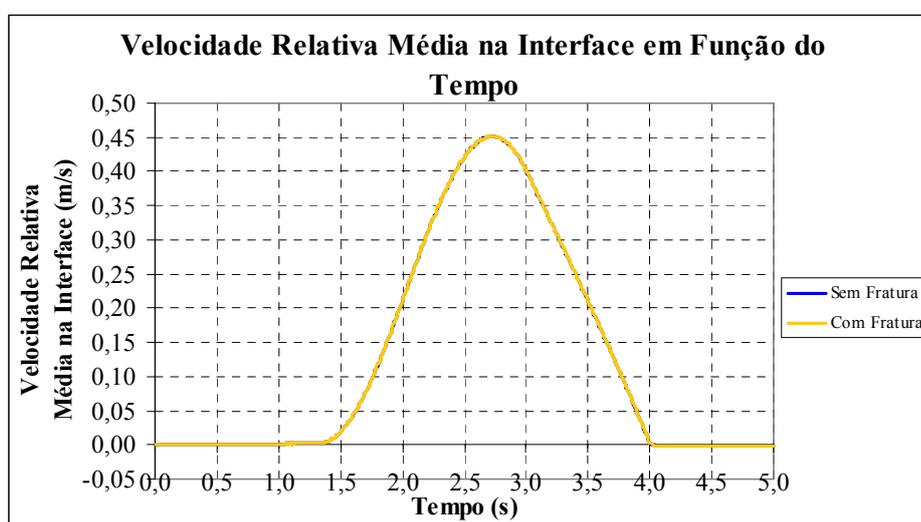


FIGURA 8.8: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface

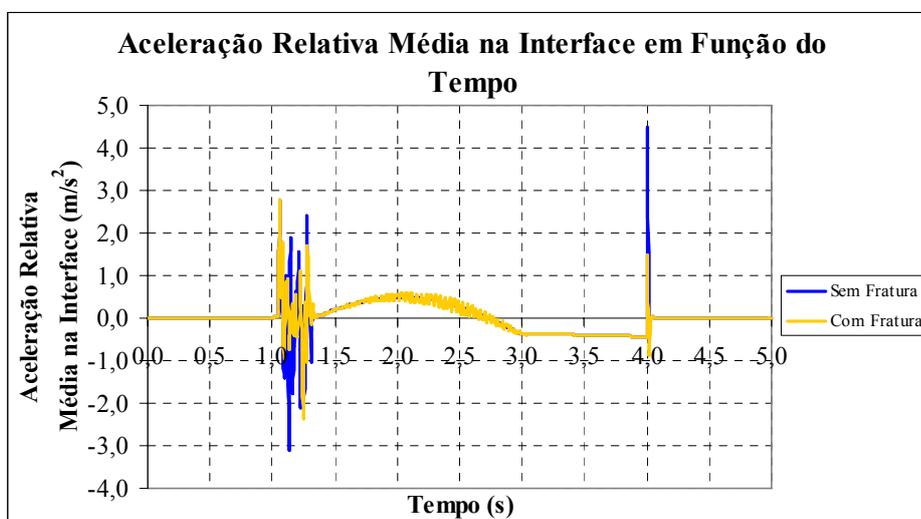


FIGURA 8.9: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface

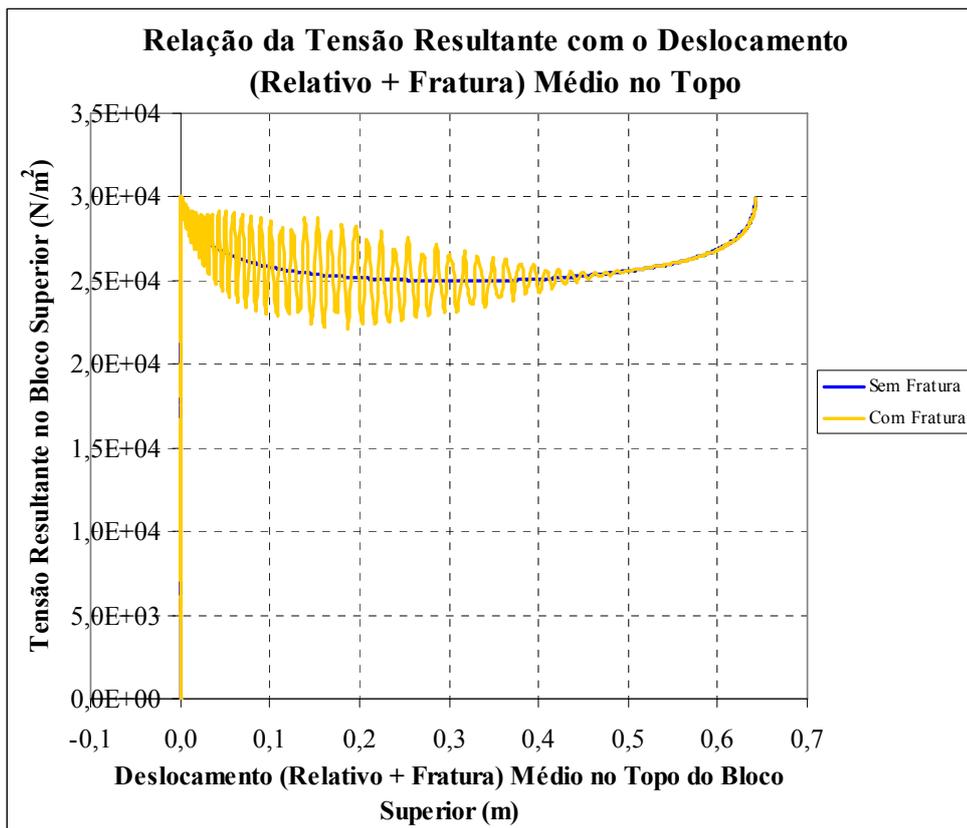


FIGURA 8.10: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento

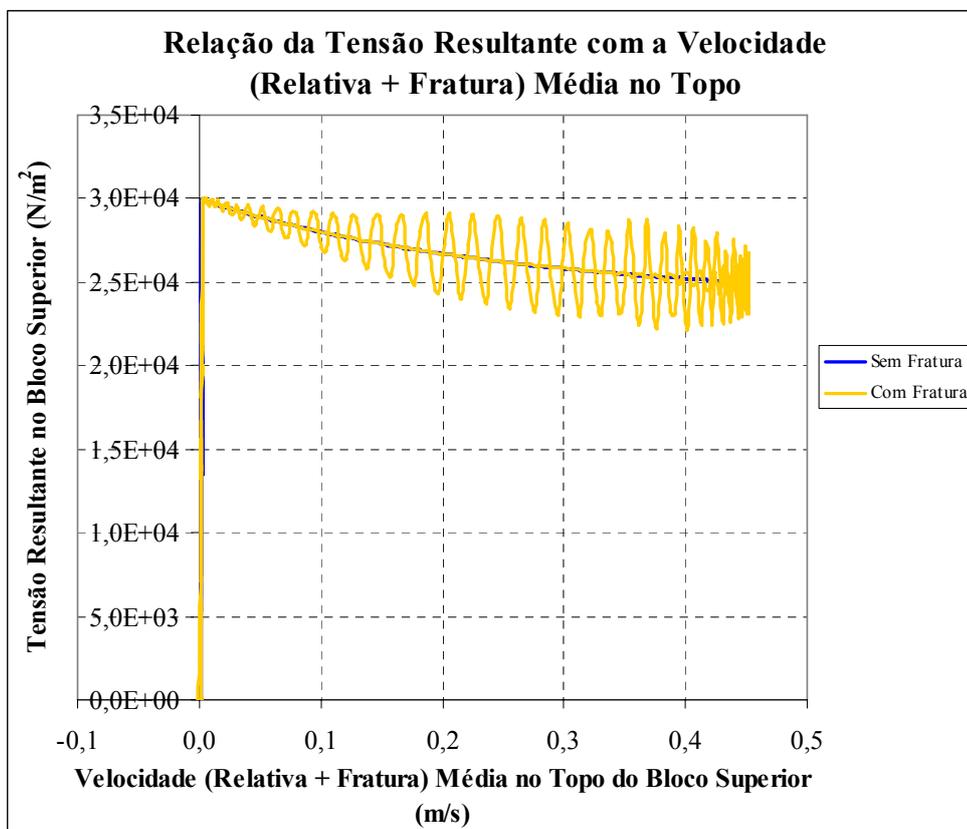


FIGURA 8.11: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade

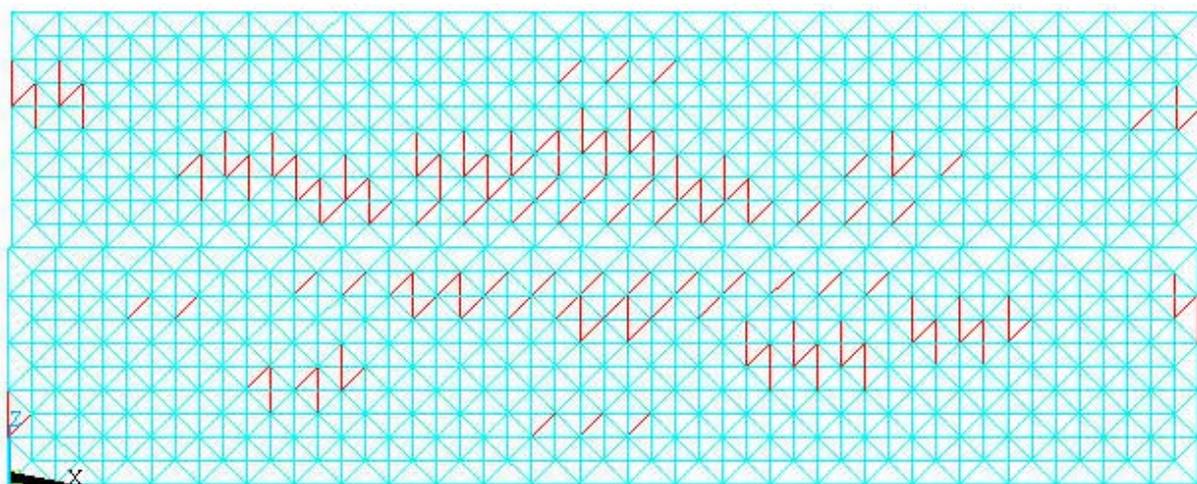


FIGURA 8.12: Disposição Final das Barras Fraturadas

Para rochas não-homogêneas, a Figura 8.13 mostra a lei macro de variação do atrito com a velocidade, a qual é uma relação da tensão resultante no topo do bloco superior com a velocidade média no topo. Como pode ser visto nesta figura, novamente a lei de atrito global com fratura é muito similar à lei sem fratura, mostrando que a ocorrência de fratura não altera consideravelmente a lei constitutiva global.

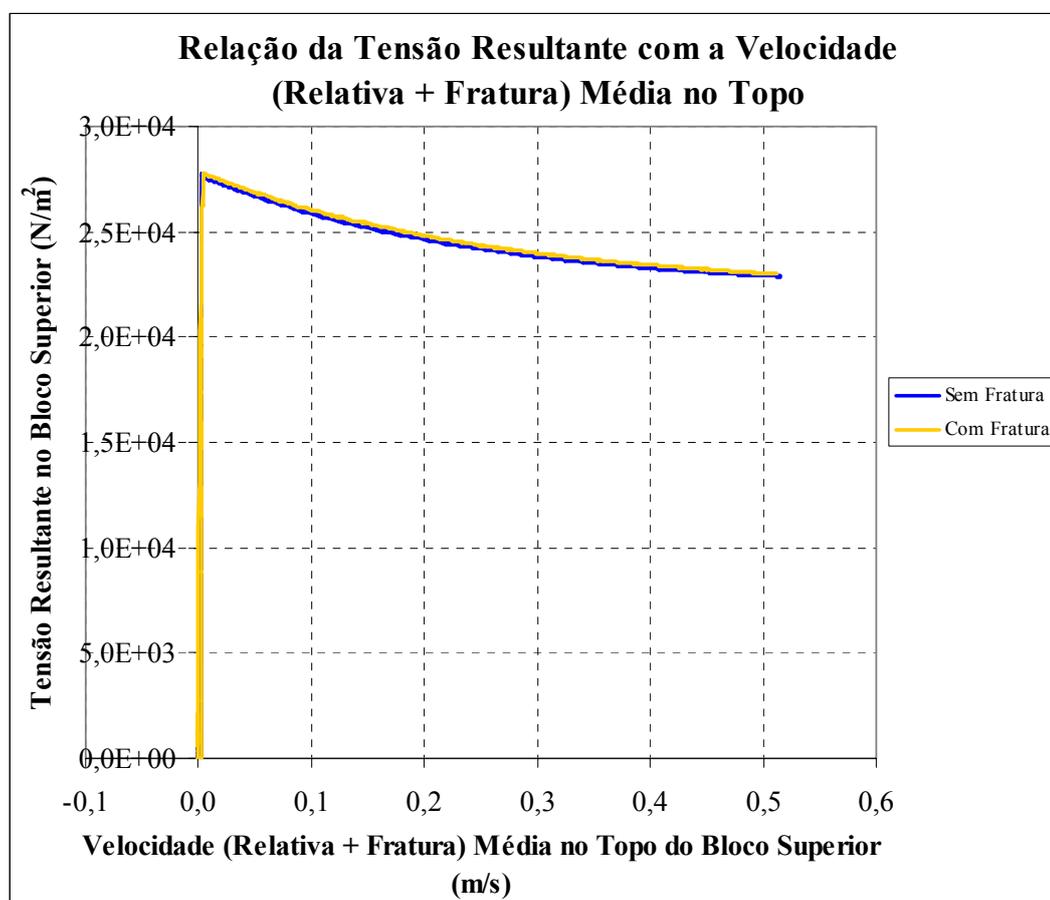


FIGURA 8.13: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade

Considerando a disposição aleatória B de barras enfraquecidas, mostrada na Figura 8.2, obtêm-se resultados muito semelhantes aos apresentados para a disposição aleatória A de barras enfraquecidas, tanto para rochas homogêneas quanto para rochas não-homogêneas. A Figura 8.14 mostra a lei macro de variação do atrito com a velocidade para rochas homogêneas. Mais uma vez, como observado nesta figura, a lei de atrito global com fratura é similar à lei sem fratura, apresentando apenas algumas pequenas oscilações em torno da lei sem fratura, o que mostra que a ocorrência de fratura nas proximidades da falha não altera consideravelmente a lei constitutiva global.

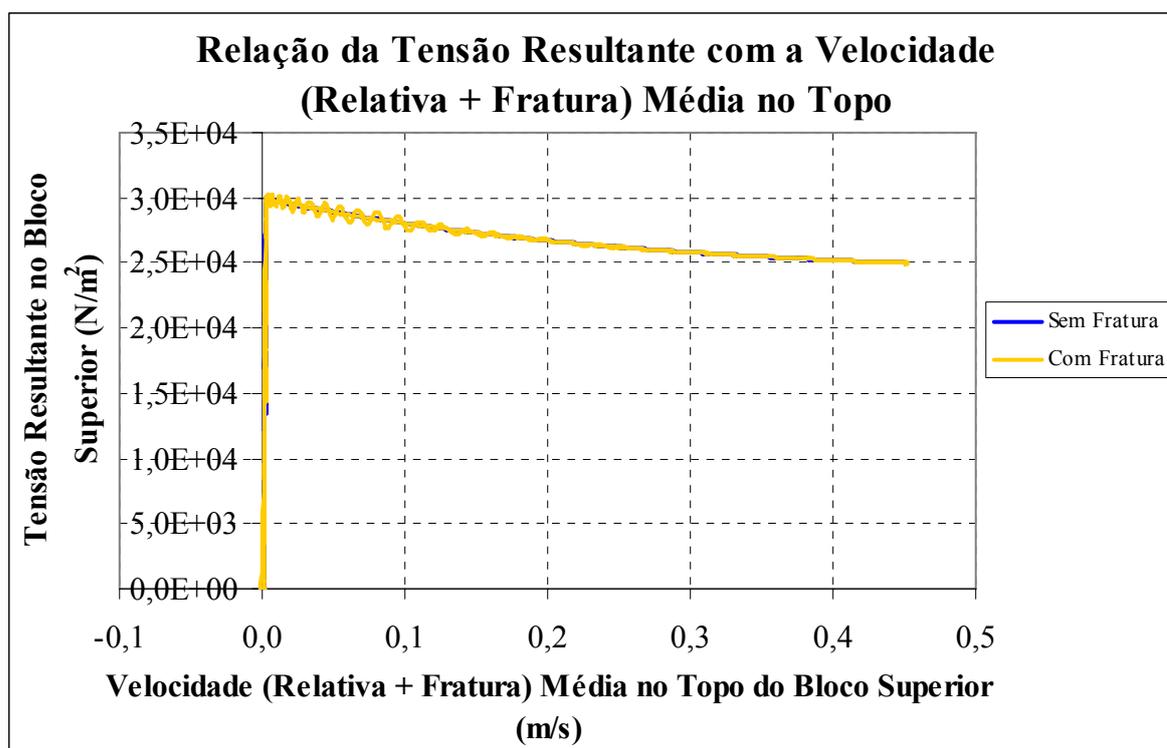


FIGURA 8.14: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade

8.3.2 Lei Micro de Variação do Atrito com o Deslizamento na Interface

Todas as simulações também foram realizadas considerando como lei micro a lei de variação do atrito com o deslizamento, apresentada na Figura 6.16, porém, novamente, como ocorre quando é considerada a lei de variação do atrito com a velocidade como lei local, os resultados mostram que não há grandes alterações da lei global quando a possibilidade de fratura é levada em consideração.

Inicialmente adota-se o primeiro método proposto, ou seja, apenas reduz-se a energia específica de fratura das barras da vizinhança da falha. Os resultados mostram que, tanto para

rochas homogêneas quanto para rochas não-homogêneas, a ocorrência de fraturas em algumas barras do modelo numérico não altera a lei constitutiva macro. Isto é, a lei macro obtida é praticamente a mesma de quando não há fratura. A Figura 8.15 mostra a lei macro (ou global) obtida considerando as rochas homogêneas, a qual é uma relação da tensão resultante no topo do bloco superior com o deslocamento médio no topo.

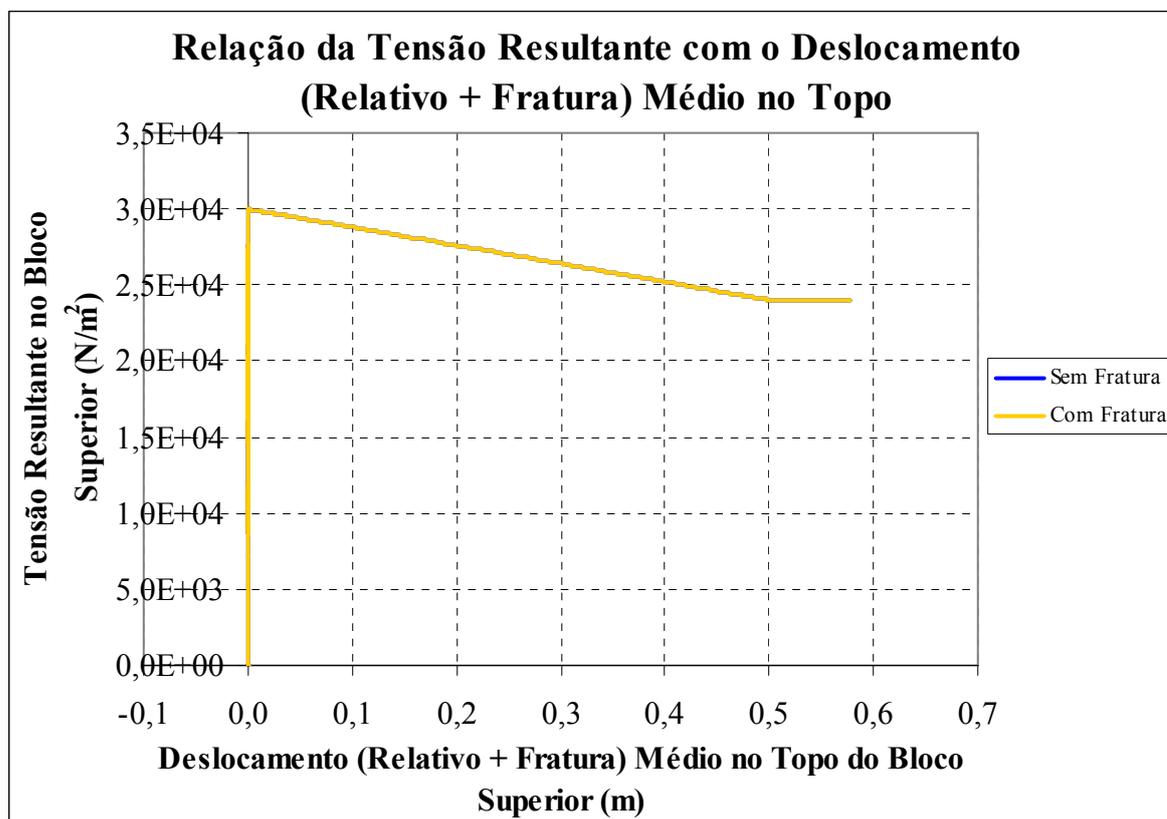


FIGURA 8.15: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslocamento

Analisando o problema com o segundo método proposto, considerando a disposição aleatória A de barras enfraquecidas mostrada na Figura 8.1, obtêm-se resultados muito semelhantes aos obtidos considerando a lei de variação do atrito com a velocidade como lei local, tanto para rochas homogêneas quanto para rochas não-homogêneas. A Figura 8.16 mostra a lei macro (ou global) obtida considerando as rochas não-homogêneas, a qual é uma relação da tensão resultante no topo do bloco superior com o deslocamento médio no topo.

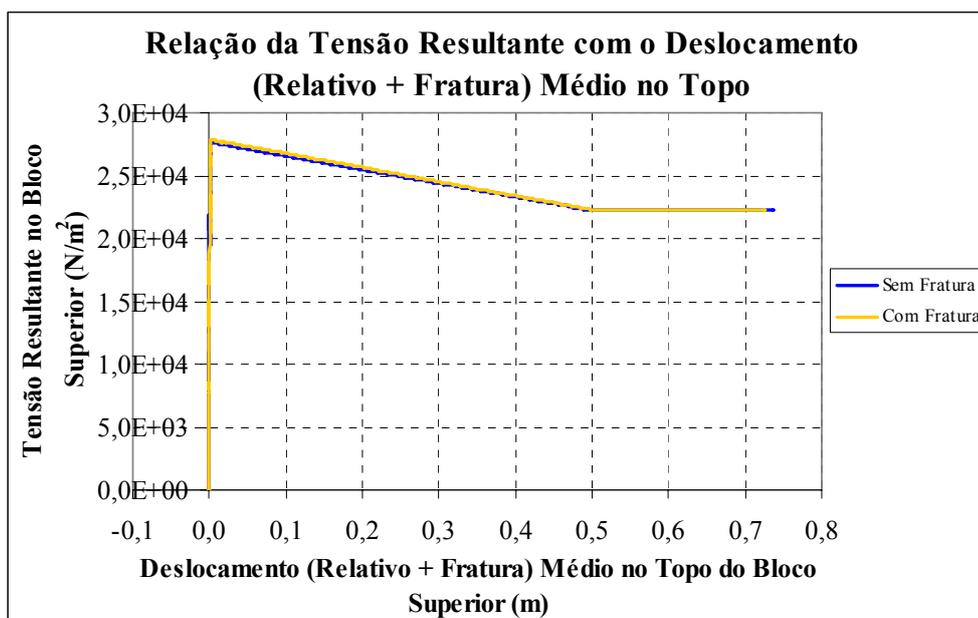


FIGURA 8.16: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslocamento

Da mesma forma que ocorre quando se considera a lei de variação do atrito com a velocidade como lei local, o gráfico apresentado na Figura 8.16 mostra que a lei de atrito global com fratura é similar à lei sem fratura.

Considerando a disposição aleatória B de barras enfraquecidas, mostrada na Figura 8.2, obtêm-se resultados muito semelhantes aos apresentados para a disposição aleatória A de barras enfraquecidas, tanto para rochas homogêneas quanto para rochas não-homogêneas. A Figura 8.17 mostra a lei macro de variação do atrito com o deslizamento para rochas homogêneas.

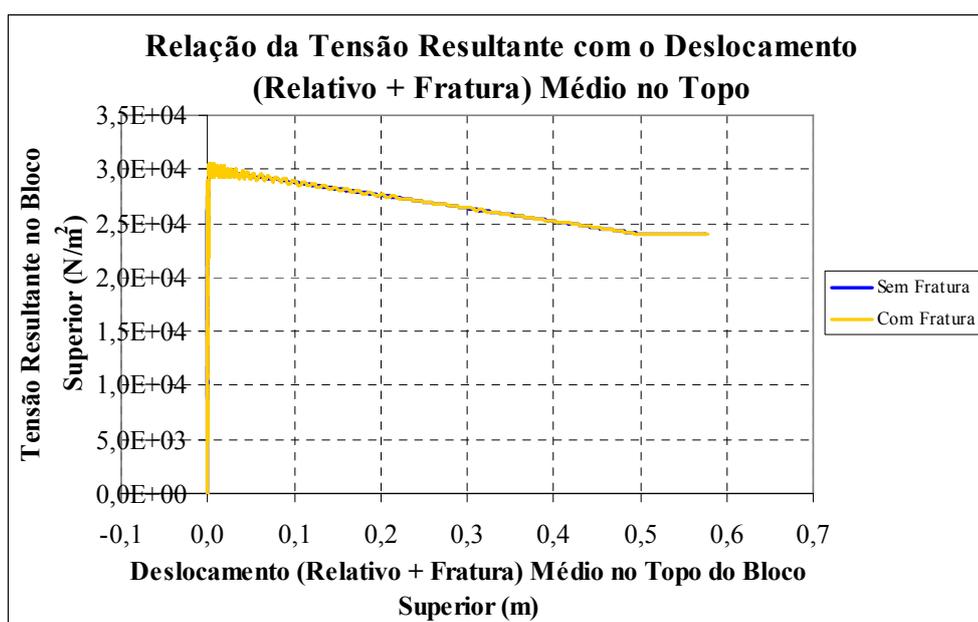


FIGURA 8.17: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslocamento

Como observado na Figura 8.17, a lei de atrito global com fratura é similar à lei sem fratura, apresentando apenas algumas pequenas oscilações em torno da lei sem fratura.

A disposição final das barras fraturadas, considerando o material homogêneo, é apresentada na Figura 8.18, na qual as barras azuis são barras intactas e as barras vermelhas são barras rompidas.

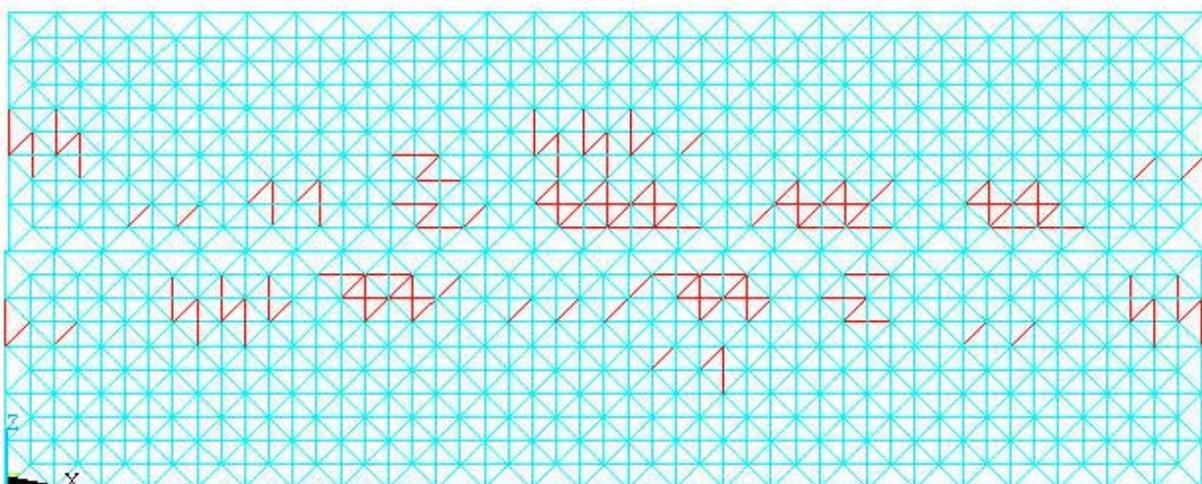


FIGURA 8.18: Disposição Final das Barras Fraturadas

Conforme apresentado nos gráficos das Figuras 8.3, 8.4, 8.10, 8.11, 8.13, 8.14, 8.15, 8.16 e 8.17, as leis de atrito macro que levam em conta a ocorrência de fratura, obtidas pelos dois métodos sugeridos, tanto para os casos em que o material é homogêneo quanto para os casos em que são consideradas não-homogeneidades e tanto para a lei de variação do atrito com a velocidade como lei local quanto para a lei de variação do atrito com o deslizamento como lei local, permanecem quase iguais às respectivas leis macro sem fratura, ocorrendo apenas algumas oscilações em torno da curva sem fratura. Portanto, a ocorrência de fratura nas proximidades da falha sísmica não causa mudanças significativas no critério constitutivo global.

9 INFLUÊNCIA DA RUPTURA DE ASPEREZAS NA SUPERFÍCIE DA FALHA SÍSMICA

O presente capítulo considera que, além de deslizamento, ocorre ruptura de algumas micro-asperezas nas superfícies deslizantes por cisalhamento ou por cisalhamento e compressão juntos. Determina-se um critério constitutivo macro que leve em consideração o efeito conjunto de alguns pontos estarem deslizando e outros fraturarem durante um sismo. Um método para resolver este problema é proposto.

9.1 JUSTIFICATIVA E MÉTODO PROPOSTO

Quando ocorre um sismo, os maciços de rocha deslizam um em relação ao outro. E durante este processo de deslizamento pode ocorrer ruptura de micro-asperezas (irregularidades) nas superfícies deslizantes. Com isso, é muito importante o estudo de como a ruptura por cisalhamento e por cisalhamento e compressão de micro-asperezas (rugosidades) nas superfícies deslizantes no início do deslizamento afeta a lei constitutiva macro (ou global) da falha sísmica (Miguel *et al.*, 2006a).

Para simular a ruptura por cisalhamento de micro-asperezas, testes numéricos de falha por cisalhamento (e em alguns casos falha por cisalhamento e compressão) foram realizados usando pequenas amostras cúbicas de rocha (Miguel *et al.*, 2006b). Determina-se a resposta de elementos cúbicos engastados na base a esforços de cisalhamento na superfície oposta e a influência de restrição ao movimento vertical de dita superfície, que introduz esforços de compressão no cubo. Estes testes permitiram determinar uma relação constitutiva por fratura de amostras representativas das rugosidades da rocha. Foram realizadas várias simulações para cada espécime cúbico, então um critério constitutivo médio pôde ser obtido, relacionando a tensão tangencial com o deslocamento no topo do cubo, tanto para os casos

sem restrição vertical (sem compressão) quanto para os casos com restrição vertical (com compressão). Nas Figuras 9.1 e 9.2 apresentam-se as relações constitutivas médias obtidas para um cubo de 1m de aresta, sem restrição vertical e com restrição vertical, respectivamente.

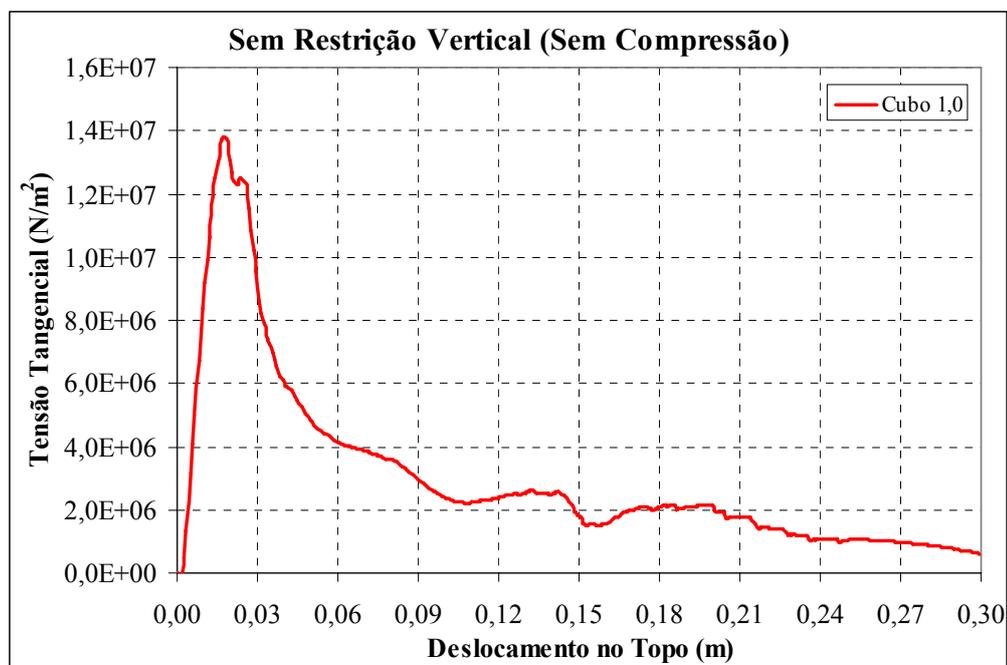


FIGURA 9.1: Critério Constitutivo para um Cubo de 1m de Aresta Sem Restrição Vertical

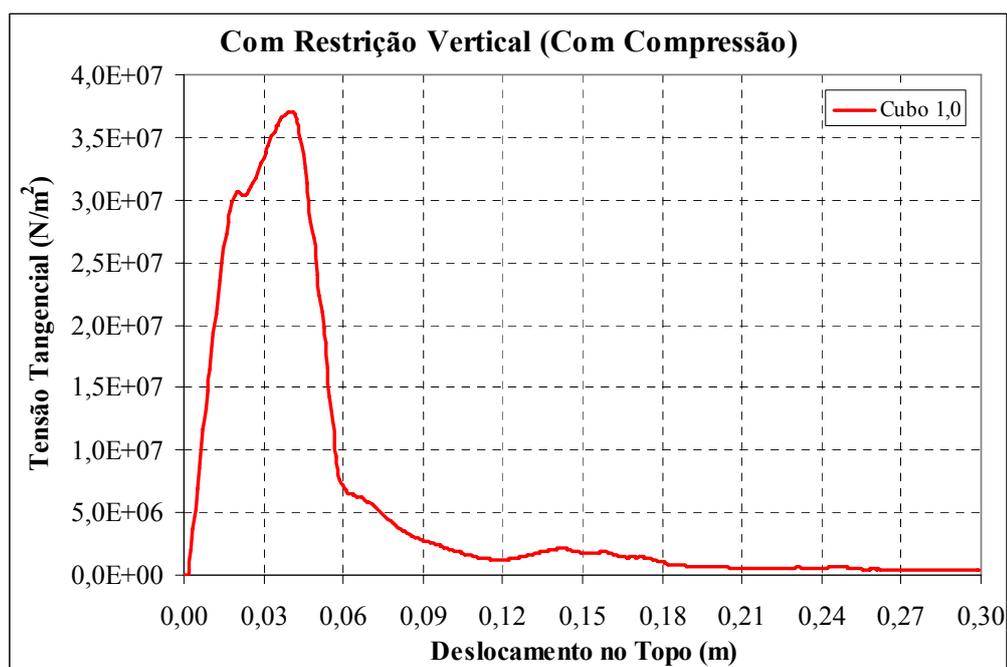


FIGURA 9.2: Critério Constitutivo para um Cubo de 1m de Aresta Com Restrição Vertical

A seguir foi ajustada uma curva à parte descendente da relação constitutiva, a qual corresponde à fratura. A lei obtida pelo procedimento descrito para as amostras cúbicas é considerada como a lei constitutiva micro em alguns nós do modelo numérico da falha sísmica. As leis ajustadas aos casos sem compressão e com compressão, ilustradas nas Figuras 9.3 e 9.4, respectivamente, são as leis locais consideradas em alguns nós da interface para representar a fratura das micro-asperezas.

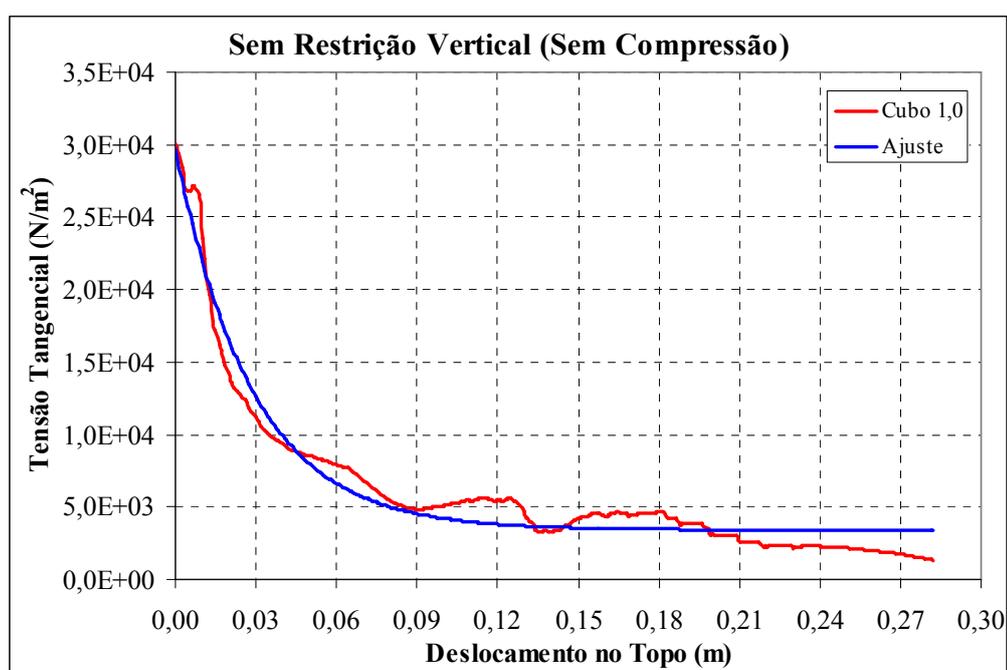


FIGURA 9.3: Critério Constitutivo Micro para a Fratura de Micro-Asperezas Sem Restrição Vertical

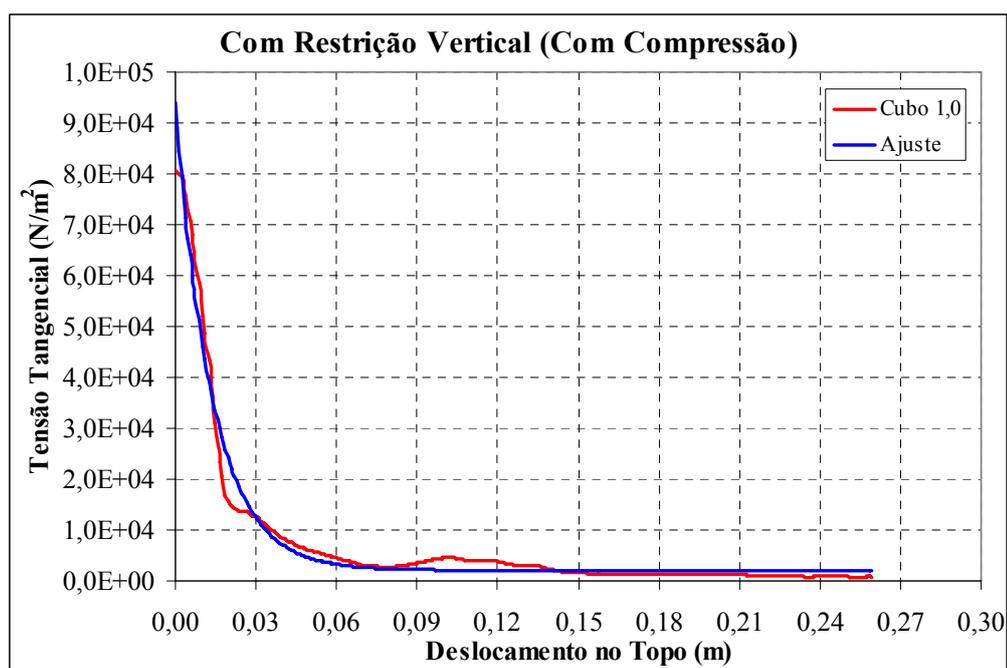


FIGURA 9.4: Critério Constitutivo Micro para a Fratura de Micro-Asperezas Com Restrição Vertical

9.2 APLICAÇÕES DO MÉTODO PROPOSTO

O modelo empregado para as simulações seguintes é o mesmo utilizado nos capítulos anteriores, mostrado na Figura 6.4. As propriedades da rocha granítica analisada são resumidas na Tabela 9.1.

TABELA 9.1: Propriedades Admitidas para o Granito

Propriedade	Valor
E (módulo de Young)	7,5E10N/m ²
ρ_g (massa específica)	2700kg/m ³
ν (coeficiente de Poisson)	0,25
μ_s (coeficiente de atrito estático)	1,0

Deseja-se encontrar um critério constitutivo macro que leve em consideração a fratura por cisalhamento e por cisalhamento e compressão de micro-asperezas (rugosidades) nas superfícies deslizantes. Com esse objetivo, considera-se que alguns nós do modelo numérico possuem uma equação constitutiva micro que represente a ruptura destas irregularidades. Sendo que estas equações, mostradas nos gráficos das Figuras 9.3 e 9.4, podem ser expressas por:

$$\tau_t = 2,98E4 \frac{1 + 7,71e^{-35,1x}}{1 + 7,71} \quad (9.1)$$

Para o caso sem restrição vertical, ou seja, sem compressão e

$$\tau_t = 9,41E4 \frac{1 + 44,1e^{-72,9x}}{1 + 44,1} \quad (9.2)$$

Para o caso com restrição vertical, ou seja, com compressão.

Além dos nós que fraturam no início do deslizamento, os quais possuem uma equação constitutiva micro representada pelas expressões (9.1) ou (9.2), os demais nós da interface estão deslizando e, portanto, apresentam como equação constitutiva micro a lei de variação do atrito com a velocidade mostrada no capítulo 6, no gráfico da Figura 6.8.

A idéia básica é encontrar uma relação constitutiva global entre a resistência ao corte por atrito média e a velocidade tangencial média na interface, a qual levará em conta a fratura por cisalhamento e por cisalhamento e compressão de micro-asperezas da interface. Esta nova lei dispensa uma análise que efetivamente considere a fratura no modelo (a qual deveria ser realizada utilizando elementos muito menores que os elementos do modelo global), pois esta já estará embutida no critério constitutivo micro.

9.3 RESULTADOS DA SIMULAÇÃO

Nesta etapa, considera-se que ocorre fratura no início do deslizamento de micro-asperezas na superfície da falha sísmica. São consideradas como lei micro a lei de variação do atrito com a velocidade para os nós que estão deslizando, a lei mostrada no gráfico da Figura 9.3 (equação 9.1) para os nós que rompem por cisalhamento e a lei apresentada no gráfico da Figura 9.4 (equação 9.2) para os nós que rompem por cisalhamento e compressão. Admite-se que o material é homogêneo e analisam-se quatro possibilidades da quantidade de micro-asperezas, além da possibilidade de não haver micro-asperezas. A lei macro (ou global) é obtida relacionando o valor médio da resistência ao corte por atrito com o valor médio da tensão normal e da velocidade tangencial média na interface. As tensões normal e tangencial aplicadas são as mesmas utilizadas nas simulações anteriores, mostradas nas Figuras 6.6 e 6.7, respectivamente.

Adota-se um coeficiente de atrito estático igual a 1,0 e analisam-se quatro percentuais de micro-asperezas fraturadas: primeiro considera-se que existem 5% de asperezas (5% dos nós da interface do modelo numérico fraturam), sendo que 50% destas asperezas fraturam por cisalhamento apenas (equação 9.1) e os outros 50% rompem por cisalhamento e compressão (equação 9.2) e os demais nós (95%) estão deslizando de acordo com a lei de variação do atrito com a velocidade. No segundo caso considera-se que há 10% de asperezas, sendo que 50% destas asperezas fraturam por cisalhamento apenas e os outros 50% rompem por cisalhamento e compressão e 90% dos nós estão deslizando de acordo com a lei de variação do atrito com a velocidade. O terceiro caso considera que há 30% de asperezas, sendo que 50% destas asperezas fraturam por cisalhamento apenas e os outros 50% rompem por cisalhamento e compressão e 70% dos nós estão deslizando de acordo com a lei de variação do atrito com a velocidade. Por fim, o quarto caso analisado é quando existem 50% de asperezas, sendo que metade destas asperezas fratura por cisalhamento apenas e a outra metade rompe por cisalhamento e compressão e os restantes 50% dos nós estão deslizando de acordo com a lei de variação do atrito com a velocidade.

Os resultados obtidos para todos os quatro casos descritos e mais para o caso em que não há micro-asperezas são apresentados nos gráficos seguintes. A Figura 9.5 mostra a evolução com o tempo da tensão tangencial média na superfície de falha. A Figura 9.6 mostra a evolução com o tempo da resistência ao corte por atrito média na superfície de falha para os cinco casos analisados. Uma forma de banheira pode ser observada devido ao fato de que a força de atrito diminui quando o deslizamento inicia e posteriormente volta a aumentar no fim

do movimento, quando a velocidade diminui. Entretanto, este aumento no fim do movimento não é tão acentuado quando a quantidade de micro-asperezas é considerável e este fato está de acordo com vários pesquisadores que afirmam que a lei de variação do atrito com a velocidade sobreestima o atrito no fim do movimento. As Figuras 9.7, 9.8 e 9.9 mostram a evolução com o tempo do deslizamento, da velocidade de deslizamento e da aceleração médios na superfície de falha, respectivamente. As leis macro (ou globais) de variação do atrito com o deslizamento, as quais são uma relação entre a resistência ao corte por atrito média na superfície de falha com o deslocamento médio na interface, resultantes para cada um dos cinco casos podem ser vistas nos gráficos da Figura 9.10, apresentando uma forma semelhante à lei de variação do atrito com o deslizamento, quando a quantidade de micro-asperezas é considerável (mais de 10%). As leis macro de variação do atrito com a velocidade, as quais são uma relação entre a resistência ao corte por atrito média na superfície de falha com a velocidade média na interface, são mostradas nos gráficos da Figura 9.11. Como observado nesta figura, a lei de atrito global pode ser representada por duas leis de variação do atrito com a velocidade, uma para a parte em que a aceleração (\ddot{x}) é positiva e outra para a parte em que a aceleração (\ddot{x}) é negativa. Esta lei foi chamada lei modificada de variação do atrito com a velocidade e parece ser a lei mais geral para representar o deslizamento da falha sísmica. Esta nova lei é compatível com numerosos estudos que sugerem que a lei de variação do atrito com a velocidade simétrica (lei tradicional) tende a sobreestimar as forças de atrito quando a velocidade diminui a zero. Além disso, explica o fato de alguns pesquisadores preferirem a lei de variação do atrito com o deslizamento em detrimento à lei de variação do atrito com a velocidade.

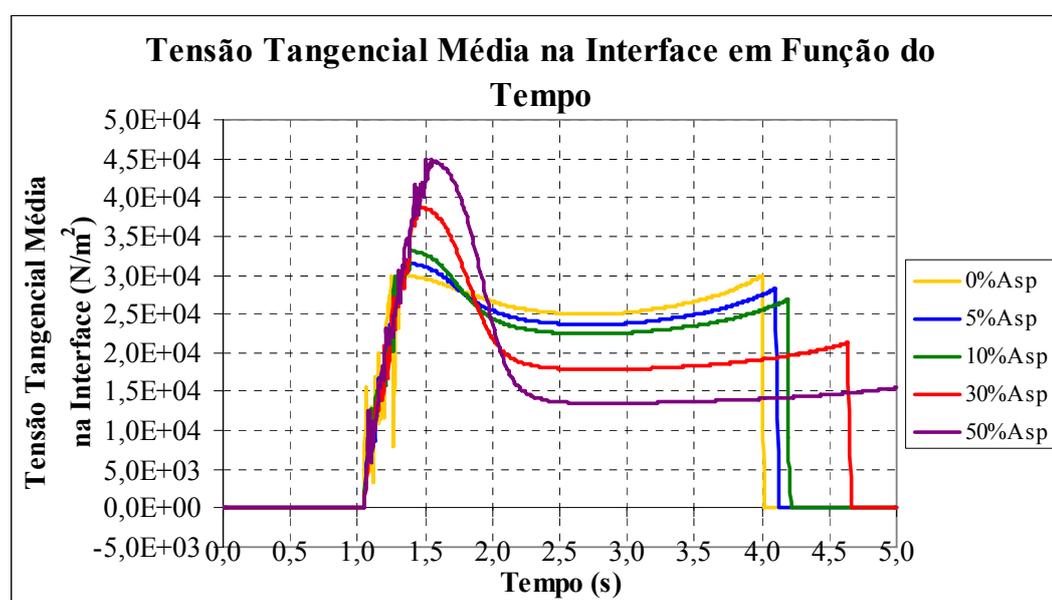


FIGURA 9.5: Evolução com o Tempo da Tensão Tangencial Média na Interface

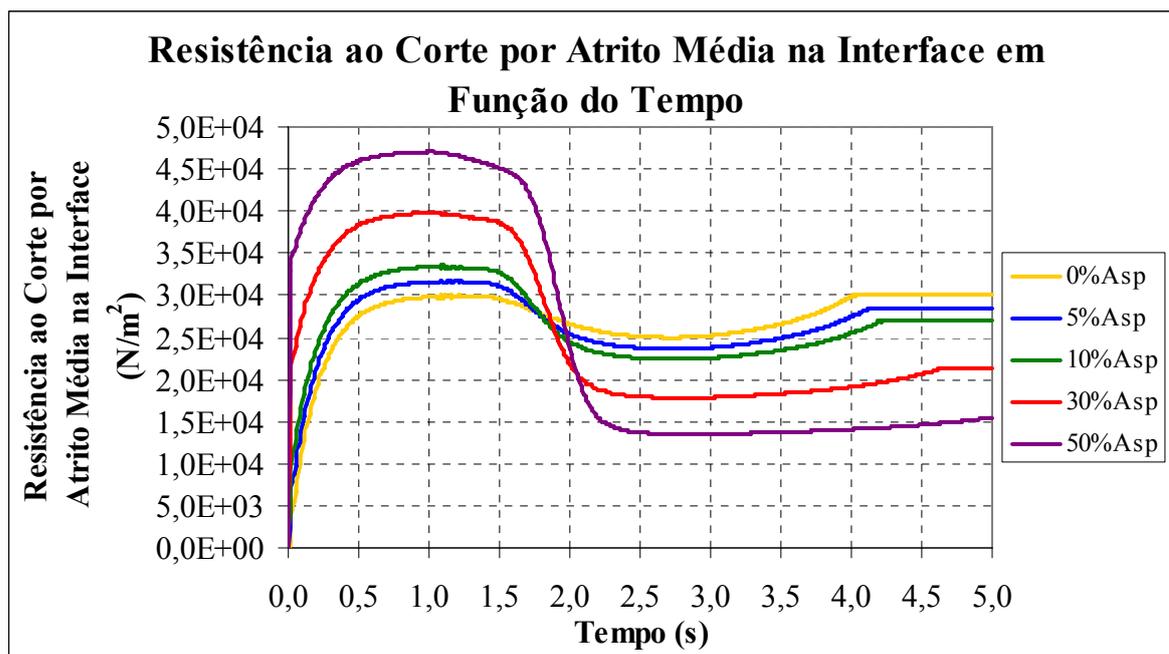


FIGURA 9.6: Evolução com o Tempo da Resistência ao Corte por Atrito Média na Interface

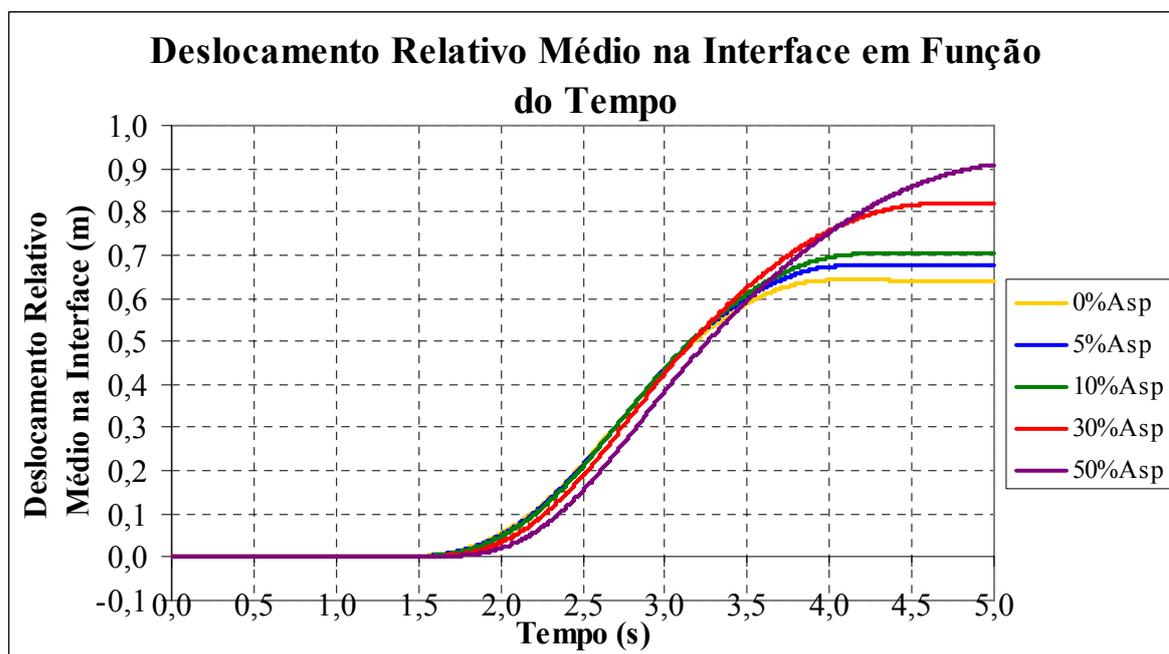


FIGURA 9.7: Evolução com o Tempo do Deslizamento Médio na Interface

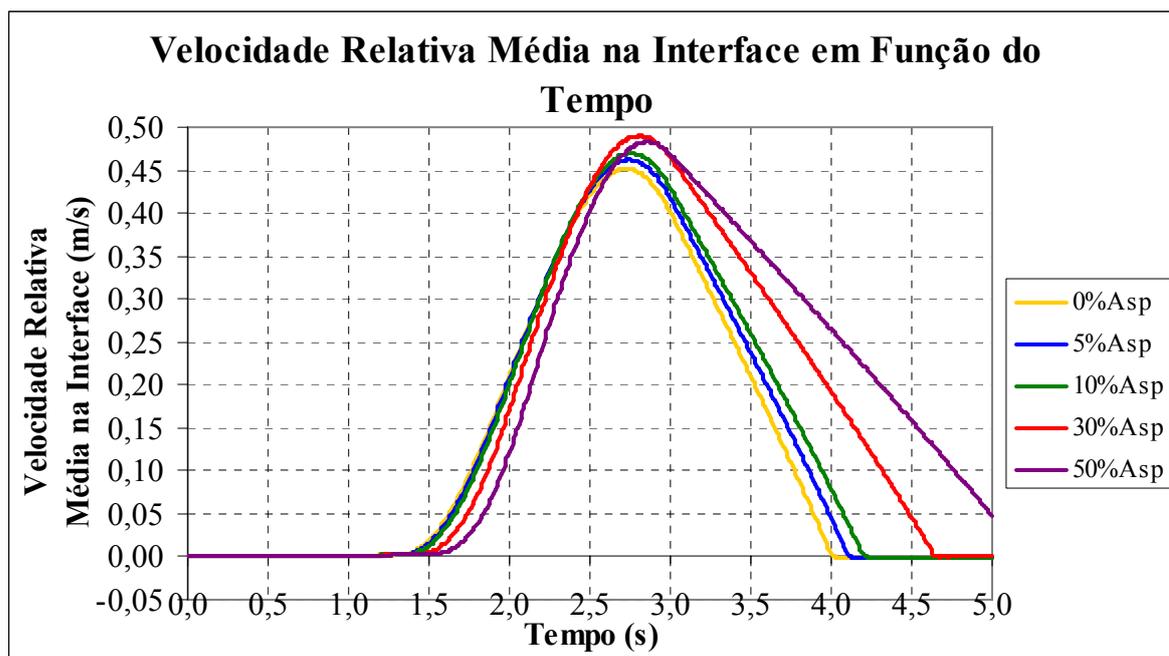


FIGURA 9.8: Evolução com o Tempo da Velocidade Média na Interface

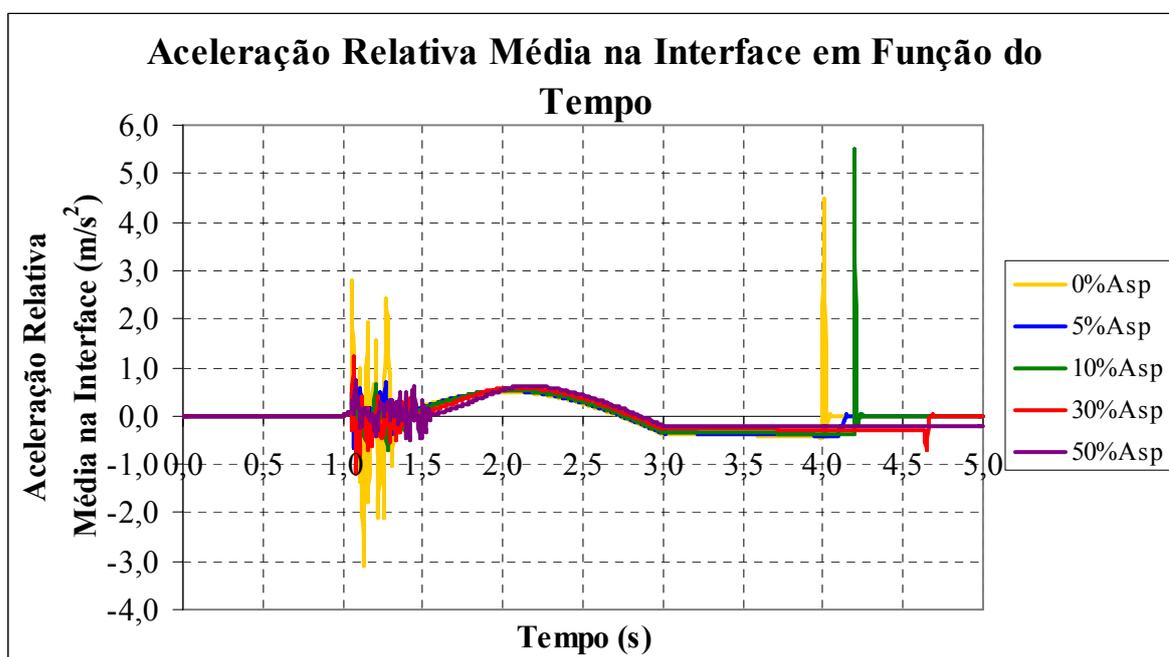


FIGURA 9.9: Evolução com o Tempo da Aceleração Média na Interface

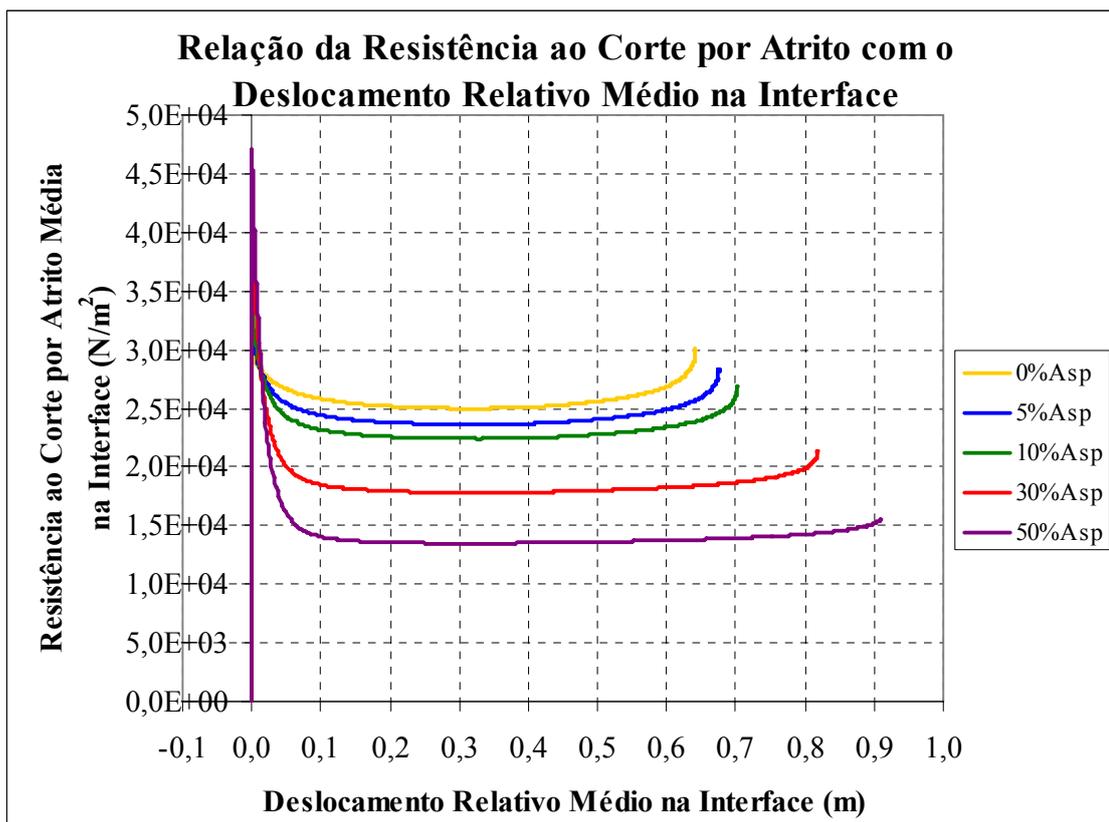


FIGURA 9.10: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com o Deslizamento

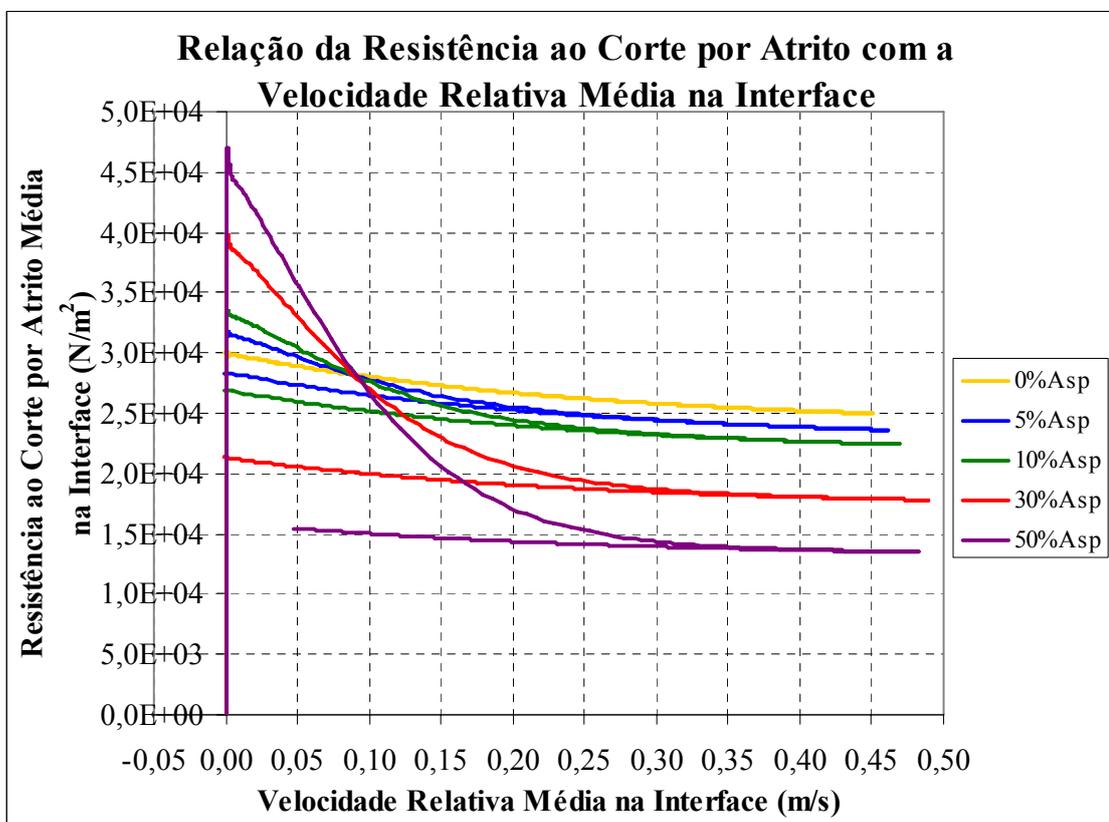


FIGURA 9.11: Lei Macro (ou Global) de Variação do Atrito com a Velocidade

Conforme apresentado nos gráficos da Figura 9.11, as leis de atrito macro (ou globais) que levam em conta a ocorrência de fratura de micro-asperezas nas superfícies deslizantes podem ser representadas pela lei modificada de variação do atrito com a velocidade. Como se espera que a situação mais comum durante um sismo seja o deslizamento junto com ruptura de micro-asperezas, conclui-se que a lei modificada de variação do atrito com a velocidade é a lei mais ampla para representar o deslizamento com atrito da falha sísmica. Esta lei proposta é compatível com numerosos estudos que sugerem que a lei de variação do atrito com a velocidade simétrica (“velocity-weakening law”) tende a sobreestimar as forças de atrito quando a velocidade diminui a zero. Além disso, também explica o fato de alguns pesquisadores preferirem a lei de variação do atrito com o deslizamento em detrimento à lei de variação do atrito com a velocidade.

Por exemplo, para os casos com 10% e 30% de micro-asperezas, as leis modificadas de variação do atrito com a velocidade são mostradas nos gráficos da Figura 9.12.

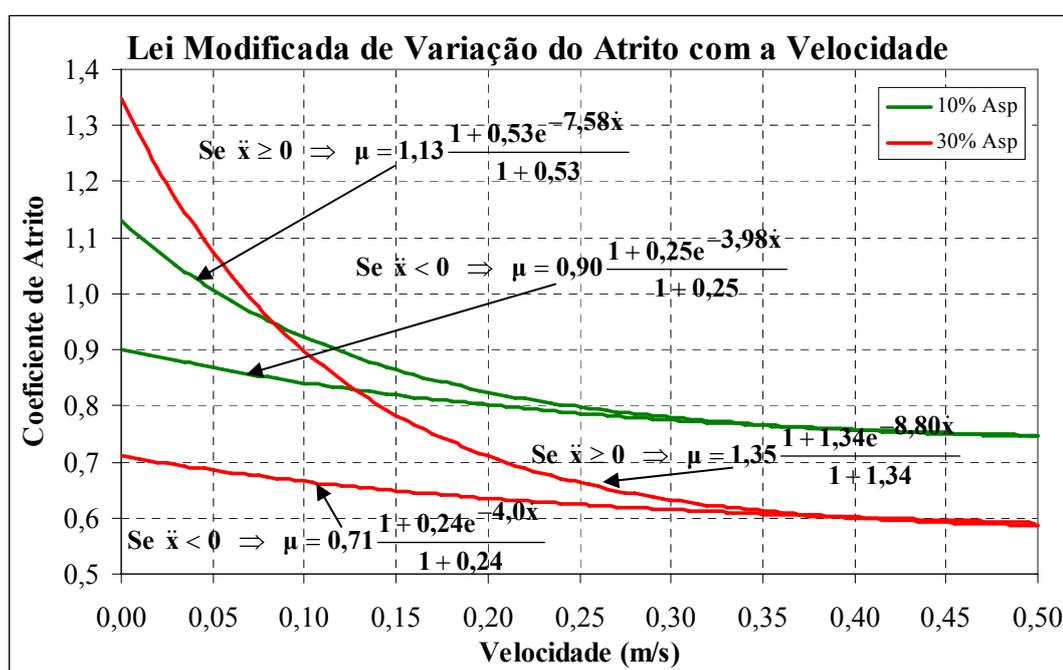


FIGURA 9.12: Lei Modificada de Variação do Atrito com a Velocidade

10 CONCLUSÕES FINAIS E SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

Apesar de ser um tema pouquíssimo ou praticamente não explorado no Brasil, de caráter inovador, a dinâmica de propagação da ruptura durante terremotos é um dos assuntos mais relevantes e complexos na computação da resposta em Sismologia. Um critério constitutivo para a falha que descreva corretamente a evolução das tensões na interface é necessário para efetuar uma análise dinâmica confiável.

Conforme apresentado no capítulo 1, a propagação da ruptura em uma falha é controlada pelo atrito entre as superfícies em contato, ao invés de depender de propriedades de um meio contínuo, como a energia específica de fratura. As propriedades da lei de atrito entre os lados da falha controlam a iniciação, a propagação, e o término do deslizamento ao longo da falha. Portanto, conclui-se que o estudo de uma lei constitutiva para o deslizamento com atrito ao longo da falha sísmica constitui um tema de fundamental importância. O já bem conhecido modelo de atrito de Coulomb fornece os conceitos básicos para o fenômeno do atrito, entretanto, é claramente insuficiente para quantificar a relação entre a resultante de tensões de cisalhamento na direção de propagação da ruptura e as variáveis cinemáticas (deslizamento, velocidade de deslizamento) que caracterizam o movimento na superfície de falha. Com isso, tornou-se necessário a utilização de modelos mais completos para o deslizamento com atrito, comprovando a necessidade de estudos mais aprofundados a respeito do assunto.

Estando ciente da importância da determinação de um critério constitutivo para o deslizamento com atrito ao longo da falha sísmica, nos capítulos 2 e 3 apresentaram-se métodos para caracterizar as superfícies em contato. Descreveu-se como caracterizar perfis de superfícies utilizando a Teoria de Campos Aleatórios e através da Teoria de Fractais. Dois programas computacionais baseados na Teoria de Campos Aleatórios foram desenvolvidos na linguagem Matlab para ilustrar como caracterizar as superfícies deslizantes.

No capítulo 4 apresentou-se uma revisão bibliográfica geral sobre critérios constitutivos em deslizamento com atrito. Mostraram-se algumas leis constitutivas e fez-se uma investigação dos efeitos de escala e possíveis soluções para o problema. Vários resultados experimentais de laboratório em escala reduzida foram apresentados.

Dando continuidade ao iniciado no capítulo 4, no capítulo 5 restringiu-se o estudo de critérios constitutivos à Sismologia. Iniciou-se com o critério constitutivo simples de Coulomb, passando pelos modelos constitutivos de variação do atrito com o deslizamento (“slip-weakening law”) e de variação do atrito com a velocidade de deslizamento (“velocity ou rate-weakening law”), até chegar a critérios constitutivos mais complexos como o de variação do atrito com o deslizamento e com a velocidade de deslizamento (“slip and velocity weakening law”) e o critério dependente do deslizamento, da velocidade de deslizamento e do tempo (“rate- and state-dependent friction law”). Os experimentos realizados previamente entre sólidos metálicos evidenciaram uma lei de variação do atrito com a velocidade de deslizamento. Concluiu-se que esta é a lei correta, quando não há fratura e nem dano nas superfícies deslizantes. As críticas feitas aos critérios constitutivos mais utilizados em Sismologia mostraram que a lei de variação do atrito com o deslizamento, apesar de amplamente utilizada, é formalmente incorreta. Mostrou-se que esta lei é válida apenas na primeira metade do deslizamento, quando coincide com a lei de variação do atrito com a velocidade, mas na parte final do movimento, quando a velocidade diminui, a lei de variação do atrito com o deslizamento subestima as forças de atrito, tornando necessária a adoção de hipóteses arbitrárias para explicar o fim do movimento, como a existência de um mecanismo de frenagem (“arresting mechanism”).

Depois de fornecida toda a base teórica, no capítulo 6 iniciou-se o processo numérico de busca da relação constitutiva macro (ou global) da falha sísmica. Com esse objetivo, para modelar uma região de falha sísmica foram desenvolvidas algumas sub-rotinas implementando um programa computacional previamente desenvolvido na linguagem Fortran. Admitiu-se inicialmente que as rochas eram elásticas, lineares e homogêneas e que não ocorriam fraturas na vizinhança da falha e nem ruptura de micro-asperezas na interface. Adotaram-se como leis micro na interface a lei de variação do atrito com a velocidade e a lei de variação do atrito com o deslizamento. Os resultados das simulações de Monte Carlo apresentados mostraram que as relações constitutivas macro para a falha não apresentam um efeito de escala, ou seja, permanecem praticamente invariantes quando comparadas às leis de atrito micro, como já era esperado, visto que foi admitido que os blocos de rocha eram elásticos e homogêneos e não ocorreu o movimento de aderência-deslizamento (“stick and

slip motion”). Estes casos também serviram como um controle de qualidade do programa desenvolvido. Outra conclusão que pôde ser obtida foi que o critério constitutivo macro da falha sísmica é independente da excitação.

No capítulo 7 acrescentou-se ao programa desenvolvido a possibilidade da consideração da não-homogeneidade da rocha, admitindo que a massa específica, o módulo de Young e o coeficiente de atrito eram campos aleatórios Gaussianos correlacionados. Os parâmetros das leis de atrito macro, para os casos em que foram considerados como propriedades aleatórias a massa específica e o módulo de Young, permaneceram praticamente iguais aos valores dos parâmetros das leis de atrito micro, significando que os campos estocásticos da massa específica e do módulo de Young não causam um efeito de escala significativo. Entretanto, o campo aleatório do coeficiente de atrito causou um efeito de escala, fazendo com que a resistência ao corte por atrito sofresse uma queda.

A possibilidade de ocorrência de fratura nas proximidades da falha sísmica foi avaliada no capítulo 8. Concluiu-se que as leis de atrito macro que levam em conta a ocorrência de fratura, obtidas pelos dois métodos propostos, tanto para os casos em que o material é homogêneo quanto para os casos em que são consideradas não-homogeneidades e tanto para a lei de variação do atrito com a velocidade como lei local quanto para a lei de variação do atrito com o deslizamento como lei local, permanecem quase iguais às respectivas leis de atrito macro sem fratura, ocorrendo apenas algumas oscilações em torno da curva sem fratura. Portanto, a ocorrência de fratura nas proximidades da falha sísmica não causa mudanças significativas no critério constitutivo global.

Finalmente, no capítulo 9, considerou-se que, além de deslizamento, ocorre ruptura de algumas micro-asperezas nas superfícies deslizantes por cisalhamento ou por cisalhamento e compressão simultaneamente. Determinou-se um critério constitutivo macro que leva em consideração o efeito conjunto de alguns pontos estarem deslizando e outros fraturarem durante um sismo. Esta lei de atrito proposta nesta tese, que leva em conta a ocorrência de fratura de micro-asperezas nas superfícies deslizantes, foi chamada lei modificada de variação do atrito com a velocidade. Como se espera que a situação mais comum durante um sismo seja o deslizamento ocorrendo em conjunto com ruptura de micro-asperezas, concluiu-se que a lei modificada de variação do atrito com a velocidade é a lei mais geral para representar o deslizamento com atrito ao longo da falha sísmica. Esta lei proposta neste trabalho é compatível com numerosos estudos que sugerem que a lei de variação do atrito com a velocidade simétrica (lei tradicional) tende a sobreestimar as forças de atrito quando a velocidade diminui a zero. Além disso, também explica o fato de alguns pesquisadores

preferirem a lei de variação do atrito com o deslizamento em detrimento à lei de variação do atrito com a velocidade.

De modo a dar continuidade a essa tese, algumas sugestões podem ser feitas, tais como:

a) Realizar um estudo experimental, semelhante ao executado com os sólidos metálicos apresentado no capítulo 5, porém considerando blocos de rocha e uma escala maior a fim de confirmar experimentalmente o critério constitutivo proposto na presente tese.

b) Relacionar de forma objetiva as características das superfícies em contato, como o valor r.m.s. da altura das rugosidades, com os parâmetros das leis constitutivas de atrito, tais como o parâmetro D_0 da lei de variação do atrito com o deslizamento ou os parâmetros b e c da lei de variação do atrito com a velocidade.

c) Utilizar e verificar a viabilidade da lei de atrito proposta nesta tese em outras áreas que envolvam deslizamento com atrito.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] AMADEI, B.; WIBOWO, J.; STURE, S.; PRICE, R. H. **Applicability of Existing Models to Predict the Behavior of Replicas of Natural Fractures of Welded Tuff under Different Boundary Condition.** Geotechnical Geomechanics Engineering, 16, p. 79 - 128, 1998.
- [2] ARCHARD, J. F. **Elastic Deformation and the Laws of Friction.** Proceedings of the Royal Society of London Series A, 243, p. 190 - 205, 1957.
- [3] ARMAND, G. **Contribution à la Caractérisation en Laboratoire et à la Modélisation Constitutive du Comportement Mécanique des Joints Rocheux.** Ph.D. Thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2000.
- [4] BADDELEY, A. J.; GUNDERSEN, H. J. G.; CRUZ-ORIVE, L. M. **Estimation of Surface Area from Vertical Sections.** Journal of Microscopy, 142, p. 259 - 276, 1986.
- [5] BANDIS, S.; LUMSDEN, A. C., BARTON, N. R. **Experimental Studies of Scale Effects on the Shear Behaviour of Rock Joints.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 18, p. 1 - 21, 1981.
- [6] BARTON, N. **A Relationship between Joint Roughness and Joint Shear Strength.** Proceedings of the International Symposium on Rock Mechanics and Rock Fracture, Nancy, Paper I-8, 1971a.
- [7] BARTON, N. **Estimation of in Situ Shear Strength from Back Analysis of Failed Rock Slopes.** Proceedings of the International Symposium on Rock Mechanics and Rock Fracture, Nancy, Paper II-27, 1971b.

- [8] BARTON, N. **A Model Study of Rock Joint Deformation.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 9, p. 579 - 602, 1972.
- [9] BARTON, N. **Review of a New Shear Strength Criterion for Rock Joints.** Engineering Geology, 7, p. 287 - 332, 1973.
- [10] BARTON, N. **The Shear Strength of Rock and Rock Joints.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 13, p. 225 - 279, 1976.
- [11] BARTON, N.; CHOUBEY, V. **The Shear Strength of Rock Joints in Theory and Practice.** Rock Mechanics, 10, p. 1 - 54, 1977.
- [12] BECKMANN, P.; SPIZZICHINO, A. **The Scattering of Electromagnetic Radiation from Rough Surfaces.** London, Pergamon, 1963.
- [13] BEER, A. J.; STEAD, D.; COGGAN, J. S. **Estimation of the Joint Roughness Coefficient (JRC) by Visual Comparison.** Rock Mechanics and Rock Engineering, 35, p. 65 - 74, 2002.
- [14] BENDAT J. S.; PIERSOL, A. G. **Random Data: Analysis and Measurement Procedures.** New York, 1986.
- [15] BERRY, M. V.; LEWIS, Z. V. **On the Weierstrass-Mandelbrot Fractal Function.** Proceedings of the Royal Society of London Series A, 370, p. 459 - 484, 1980.
- [16] BIEGEL, R. L.; SAMMIS, C. G.; DIETERICH, J. H. **The Frictional Properties of a Simulated Gouge Having a Fractal Particle Distribution.** Journal of Structural Geology, 11, p. 827 - 846, 1989.
- [17] BIZZARRI, A.; COCCO, M.; ANDREWS, D. J.; BOSCHI, E. **Solving the Dynamic Rupture Problem with Different Numerical Approaches and Constitutive Laws.** Geophysical Journal International, 144, p. 656 - 678, 2001.
- [18] BLOK, H. Proceedings of the Royal Society of London Series A, 212, p. 480 - 482, 1952.
- [19] BOWDEN, F. P.; TABOR, D. **Friction and Lubrication of Solids.** Oxford University Press, 1954.

- [20] BROCH, E.; FRANKLIN, J. A. **The Point-Load Strength Test.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 9, p. 669 - 697, 1972.
- [21] BROWN, E. T.; RICHARDS, L. R.; BARR, M. V. **Shear Strength Characteristics of the Delabole Slates.** Proceedings of the Conference on Rock Engineering. Newcastle, p. 33 - 51, 1977.
- [22] BROWN, S. R.; SCHOLZ, C. H. **Broad Bandwidth Study of the Topography of Natural Rock Surfaces.** Journal of Geophysical Research, 90, p. 12575 - 12582, 1985.
- [23] BURRIDGE, R.; KNOPOFF, L. **Model and Theoretical Seismicity.** Bulletin of the Seismological Society of America, 57, p. 341 - 371, 1967.
- [24] BYERLEE, J. D. **Frictional Characteristics of Granite under High Confining Pressure.** Journal of Geophysical Research, 72, p. 3639 - 3648, 1967.
- [25] CARLSON, J. M.; LANGER, J. S. **Mechanical Model of an Earthquake Fault.** Phys. Rev. A, 40, p. 6470 - 6484, 1989.
- [26] CHERMANT, J. L.; COSTER, M. **Review Quantitative Fractography.** Journal of Materials Science, 14, 3, p. 509 - 534, 1979.
- [27] COULSON, J. H. **Shear Strength of Flat Surfaces in Rock.** Proceedings of the 13th Symposium on Rock Mechanics Urbana, Ill., 1971, p. 77 - 105, 1972.
- [28] CZARNECKI, L.; GARBACZ, A.; KURACH, J. **On the Characterization of Polymer Concrete Fracture Surface.** Cement & Concrete Composites, 23, p. 399 - 409, 2001.
- [29] DALGUER, L. A. **Simulação de Movimentos Sísmicos Considerando o Mecanismo de Ruptura da Falha Causativa do Terremoto.** Tese de Doutorado, PPGEC, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil, p. 1 - 125, 2000.
- [30] DALGUER, L. A.; IRIKURA, K.; RIERA, J. D.; CHIU, H. C. **The Importance of the Dynamic Source Effects on Strong Ground Motion During the 1999 Chi-Chi, Taiwan, Earthquake: Brief Interpretation of the Damage Distribution on Buildings.** Bulletin of the Seismological Society of America, 91, p. 1112 - 1127, 2001.

- [31] DALGUER, L. A.; IRIKURA, K.; RIERA, J. D. **Simulation of Tensile Crack Generation by Three-dimensional Dynamic Shear Rupture Propagation During an Earthquake.** Journal of Geophysical Research, 108 (B3), 2144, 2003.
- [32] DEERE, D. U.; HENDRON, A. J.; PATTON, F. D.; CORDING, E. J. **Design of Surface and Near-Surface Construction in Rock.** Proceedings of the 8th Symposium on Rock Mechanics on Failure and Breakage of Rock. Minnesota. Chap. 11, p. 237 - 302, 1967.
- [33] DEN OUTER, A.; KAASHOEK, J. F.; HACK, H. R. G. K. **Difficulties with Using Continuous Fractal Theory for Discontinuity Surfaces.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 32, p. 3 - 9, 1995.
- [34] DIETERICH, J. H. **Modeling of Rock Friction: 1. Experimental Results and Constitutive Equations.** Journal of Geophysical Research, 84, p. 2161 - 2168, 1979.
- [35] DIETERICH, J. H. **Nucleation and Triggering of Earthquake Slip: Effect of Periodic Stresses.** Tectonophysics, 144, p. 127 - 139, 1987.
- [36] DIETERICH, J. H. **Earthquake Nucleation on Faults with Rate- and State-Dependent Strength.** Tectonophysics, 211, p. 115 - 134, 1992.
- [37] DIETERICH, J. H.; CONRAD, G. **Effect of Humidity on Time- and Velocity-Dependent Friction in Rocks.** Journal of Geophysical Research, 89, p. 4196 - 4202, 1984.
- [38] DIGHT, P. M.; CHIU, H. K. **Prediction of Shear Behavior of Joints Using Profiles.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 18, p. 369 - 386, 1981.
- [39] DOZ, G. N. **Simulación Numérica de la Excitación Sísmica a Partir del Deslizamiento de la Falla de Origen.** Tese de Doutorado, Universidad Nacional de Tucumán, UNT, Argentina, 1995.
- [40] EINSTEIN, H. H.; BAECHER, G. B.; HIRSCHFELD, R. C. **The Effect of Size on the Strength of a Brittle Rock.** Proceedings of the 2nd Congress Int. Soc. for Rock Mechanics. Belgrade, paper 3 - 17, 1970.

- [41] FARDIN, N.; STEPHANSSON, O.; JING, L. **The Scale Dependence of Rock Joint Surface Roughness.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 38, p. 659 - 669, 2001.
- [42] FERRERO, M.; IABICHINO, G.; PANCOTTI, G.; GIANI, G. P. **Interpretazione con Modelli Matematici di Misure di Rugosità di Discontinuità Naturali in Roccia.** XX Convegno Nazionale di Geotecnica, Parma, p. 101 - 106, 1999.
- [43] FISHMAN, Y. A. **Failure Mechanism and Shear Strength of Joint Wall Asperities.** Proc Rock Joints, Loen, Norway, p. 627 - 631, 1990.
- [44] FLAMAND, R. **Validation d'une Loi de Comportement Mécanique pour les Fractures Rocheuses en Cisaillement.** Ph.D. Thesis, Chicoutimi: University of Quebec, 2000.
- [45] FUKUYAMA, E.; MADARIAGA, R. **Rupture Dynamics of a Planar Fault in a 3D Elastic Medium: Rate- and Slip- Weakening Friction.** Bulletin of the Seismological Society of America, 88, p. 1 - 17, 1998.
- [46] GENTIER, S.; RISS, J. **Quantitative Description and Modelling of Joints Morphology.** Proceedings of the International Symposium on Rock Joints, Loen, Norway. Rotterdam: Balkema, p. 375 - 382, 1990.
- [47] GENTIER, S.; RISS, J.; ARCHAMBAULT, G.; FLAMAND, R.; HOPKINS, D. L. **Influence of Fracture Geometry on Sheared Behavior.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 37, p. 161 - 174, 2000.
- [48] GOKHALE, A. M.; UNDERWOOD, E. E. **A New Parametric Roughness Equation for Quantitative Fractography.** Acta Stereol, 8, 1, p. 43 - 52, 1986.
- [49] GRASSELLI, G.; WIRTH, J.; EGGER, P. **Quantitative Three-Dimensional Description of a Rough Surface and Parameter Evolution with Shearing.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 39, p. 789 - 800, 2002.
- [50] GRASSELLI, G.; EGGER, P. **Constitutive Law for the Shear Strength of Rock Joints Based on Three-Dimensional Surface Parameters.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 40, p. 25 - 40, 2003.

- [51] GREENWOOD, J. A.; WILLIAMSON, J. B. P. **Contact of Nominally Flat Surfaces.** Proceedings of the Royal Society of London Series A, 295, p. 300 - 319, 1966.
- [52] HALLIDAY, J. S. Proc. Instn. Mech. Engrs., 109, 777, 1955.
- [53] HANDANYAN, J. M.; DANEK, E. R.; DANDREA, R. A.; SAGE, J. D. **The Role of Tension in Failure of Jointed Rock.** Proc Rock Joints, Loen, Norway, p. 195 - 202, 1990.
- [54] HARTZELL, S.; GUATTERI, M.; MAI, P. M.; LIU, P.; FISK, M. **Calculation of Broadband Time Histories of Ground Motion, Part II: Kinematic and Dynamic Modeling Using Theoretical Green's Functions and Comparison with the 1994 Northridge Earthquake.** Bulletin of the Seismological Society of America, 95, p. 614 - 645, 2005.
- [55] HAYASHI, Y. **Sobre um Modelo de Discretização de Estruturas Tridimensionais Aplicado em Dinâmica não Linear.** Dissertação de Mestrado, PPGEC, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil, p. 1 - 87, 1982.
- [56] HILLERBORG, A. **A Model for Fracture Analysis.** Cod. LUTVDG/TV BM-30051-8, 1978.
- [57] HSIUNG, S. M.; GHOSH, A.; AHOLA, M. P.; CHOWDHURY, A. H. **Assessment of Conventional Methodologies for Joint Roughness Coefficient Determination.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 30, p. 825 - 829, 1993.
- [58] HUANG, J.; TURCOTTE, D. L. **Evidence for Chaotic Fault Interactions in the Seismicity of the San Andreas Fault and Nankai Trough.** Nature, 348, p. 234 - 236, 1990.
- [59] HUANG, S. L.; OELFKE, S. M.; SPECK, R. C. **Applicability of Fractal Characterization and Modelling to Rock Joint Profiles.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 29, p. 89 - 98, 1992.
- [60] HUANG, T. H.; CHANG, C. S.; CHAO, C. Y. **Experimental and Mathematical Modeling for Fracture of Rock Joint with Regular Asperities.** Engineering Fracture Mechanics, 69, p. 1977 - 1996, 2002.

- [61] HUTCHINSON, J. N. **Field and Laboratory Studies of a Fall in Upper Chalk Cliffs at Joss Bay, Isle of Thanet.** Stress-Strain Behaviour of Soils. Proc. Roscoe Mem. Symp. Cambridge University, p. 692 - 706, 1972.
- [62] ICRI (International Concrete Repair Institute). **Selecting and Specifying Concrete Surface Preparation for Sealers, Coating, and Polymer Overlays.** Technical Guideline, N° 03732, 1997.
- [63] IDA, Y. **Cohesive Force Across the Tip of a Longitudinal Shear Crack and Griffith's Specific Surface Energy.** Journal of Geophysical Research, 77, p. 3796 - 3805, 1972.
- [64] ISRM (International Society of Rock Mechanics). **Suggested Methods for the Quantitative Description of Discontinuities in Rock Masses.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 15, p. 319 - 368, 1978.
- [65] ITURRIOZ, I. **Aplicação do Método dos Elementos Discretos ao Estudo de Estruturas Laminares de Concreto Armado.** Tese de Doutorado, PPGEC, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil, p. 1 - 156, 1995.
- [66] JAEGER, J. C. **The Frictional Properties of Joints in Rocks.** Geofis. Pura Appli. Milano, 43, p. 148 - 158, 1959.
- [67] JAEGER, J. C. **Friction of Rocks and Stability of Rock Slopes.** Geotechnique, 21, p. 97 - 134, 1971.
- [68] KANAMORI, H.; BRODSKY, E. E. **The Physics of Earthquakes.** Reports on Progress in Physics, 67, p. 1429 - 1496, 2004.
- [69] KATO, N.; TULLIS, T. E. **A Composite Rate- and State-Dependent Law for Rock Friction.** Geophysical Research Letters, 28, p. 1103 - 1106, 2001.
- [70] KATO, N.; TULLIS, T. E. **Numerical Simulation of Seismic Cycles with a Composite Rate- and State-Dependent Friction Law.** Bulletin of the Seismological Society of America, 93, p. 841 - 853, 2003.

- [71] KRAHN, J.; MORGENSTERN, N. R. **The Ultimate Frictional Resistance of Rock Discontinuities.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 16, p. 127 - 133, 1979.
- [72] KRSMANOVIC, D.; LANGOF, Z. **Large Scale Laboratory Tests of the Shear Strength of Rocky Material.** Rock Mechanics Engineering Suppl., 1, p. 20 - 30, 1964.
- [73] KRSMANOVIC, D.; POPOVIC, M. **Large Scale Field Tests of the Shear Strength of Limestone.** Proceedings of the 1st Congress Int. Soc. for Rock Mechanics. Lisbon. Vol. 1, p. 773 - 779, 1966.
- [74] KRSMANOVIC, D. **Initial and Residual Shear Strength of Hard Rocks.** Geotechnique, 17, p. 145 - 160, 1967.
- [75] KULATILAKE, P. H. S. W.; SHOU, G.; HUANG, T. H.; MORGAN, R. M. **New Peak Shear Strength Criteria for Anisotropic Rock Joints.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 32, p. 673 - 697, 1995.
- [76] KULATILAKE, P. H. S. W.; UM, J.; PAN, G. **Requirement for Accurate Quantification of Self-Affine Roughness Using the Line Scaling Method.** Rock Mechanics and Rock Engineering, 30, p. 181 - 206, 1997.
- [77] KULATILAKE, P. H. S. W.; UM, J. **Requirement for Accurate Quantification of Self-Affine Roughness Using the Roughness-Length Method.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 36, p. 5 - 18, 1999.
- [78] KUTTER, H. K.; OTTO, F. **Influence of Parallel and Cross Joints on Shear Behaviour of Rock Discontinuities.** Proc Rock Joints, Loen, Norway, p. 243 - 250, 1990.
- [79] LADANYI, B.; ARCHAMBAULT, G. **Simulation of the Shear Behaviour of a Jointed Rock Mass.** Proceedings of the 11th US Symposium on Rock Mechanics, Berkeley, p. 105 - 125, 1970.
- [80] LAMA, R. D.; GONANO, L. P. **Size-Effect Considerations in the Assessment of Mechanical Properties of Rock Masses.** Proceedings of the 2nd Symposium on Rock Mechanics, Dhanbad, 1976.

- [81] LANARO, F. **A Random Field Model for Surface Roughness and Aperture of Rock Fractures.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 37, p. 1195 - 1210, 2000.
- [82] LANE, K. S.; HECK, W. J. **Triaxial Testing for Strength of Rock Joints.** Proceedings of the Symposium on Rock Mechanics, 6th, Rolla, p. 98 - 108, 1964.
- [83] LANGER, J. S.; NAKANISHI, H. **Dynamics of Earthquakes and Fracture.** Materials Science and Engineering, A176, p. 33 - 37, 1994.
- [84] LEE, Y. H.; CARR, J. R.; BARR, D. J., HAAS, C. J. **The Fractal Dimension as a Measure of Roughness of Rock Discontinuity Profiles.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 27, p. 453 - 464, 1990.
- [85] LIU, H.; STERLING, R. I. **Statistical Description of the Surface Roughness of Rock Joints.** Proceedings of the 31st US Symposium on Rock Mechanics, Golden, CO, US, 31, p. 277 - 284, 1990.
- [86] LOCHER, H. G.; RIEDER, U. G. **Shear Tests on Layered Jurassic Limestone.** Proceedings of the 2nd Congress Int. Soc. for Rock Mechanics. Belgrade. Vol. 2, paper 3 - 1, 1970.
- [87] MADARIAGA, R.; OLSEN, K.; ARCHULETA, R. **Modeling Dynamic Rupture in a 3D Earthquake Fault Model.** Bulletin of the Seismological Society of America, 88, p. 1182 - 1197, 1998.
- [88] MAERZ, N. H.; FRANKLIN, J. A.; BENNETT, C. P. **Joint Roughness Measurement Using Shadow Profilometry.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 27, p. 329 - 343, 1990.
- [89] MAERZ, N. H.; CHEPUR, P.; MYERS, J. J.; LINZ, J. **Concrete Roughness Characterization Using Laser Profilometry for Fiber-Reinforced Polymer Sheet Application.** Transportation Research Board, 80th Annual Meeting, Paper N° 01-0139, Washington, D. C., January, 2001.
- [90] MALINVERNO, A. **A Simple Method to Estimate the Fractal Dimension of a Self Affine Series.** Geophysical Research Letters, 17, p. 1953 - 1956, 1990.

- [91] MANDELBROT, B. B. **The Fractal Geometry of Nature.** New York, Freeman, 1983.
- [92] MARTIN, G. R.; MILLAR, P. J. **Joint Strength Characteristics of a Weathered Rock.** Proceedings of the 3rd Congress of ISRM, Denver. Advances in Rock Mechanics, Vol. II.A, p. 263 - 270, 1974.
- [93] MATSUSHITA M.; OUCHI, S. **On the Self Affinity of Various Curves.** Physica D, 38, p. 246 - 251, 1989.
- [94] MATSU'URA, M.; KATAOKA, H.; SHIBAZAKI, B. **Slip-Dependent Friction Law and Nucleation Processes in Earthquake Rupture.** Tectonophysics, 211, p. 135 - 148, 1992.
- [95] MIGUEL, L. F. F. **Estudo Teórico e Experimental de Amortecedores de Vibração por Atrito.** Dissertação de Mestrado, PPGEC, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil, p. 1 - 156, 2002.
- [96] MIGUEL, L. F. F.; RIERA, J. D. **Contribución al Desarrollo de Criterios Constitutivos para el Corte en la Falla Sísmica.** XI SIBIS - Décimo Primer Seminario Iberoamericano de Ingeniería Sísmica, Mendoza, Argentina, 2003.
- [97] MIGUEL, L. F. F.; RIERA, J. D.; DALGUER, L. A. **Macro Constitutive Law for Rupture Dynamics Derived from Micro Constitutive Law Measured in Laboratory.** Geophysical Research Letters, 33, L03302, doi:10.1029/2005GL024912, 2006a.
- [98] MIGUEL, L. F. F.; RIERA, J. D.; ITURRIOZ, I. **Relações Constitutivas Incluindo Efeitos de Escala para Consoles de Concreto ou Rocha Submetidos a Cisalhamento e Compressão.** XXXII Jornadas Sulamericanas de Engenharia Estrutural, Campinas, Brasil, 2006b.
- [99] MILLER, R. P. **Engineering Classification and Index Properties for Intact Rock.** Ph.D. Thesis, University of Illinois, p. 1 - 332, 1965.
- [100] MURALHA, J. **Fractal Dimension of Joint Roughness Surfaces.** Proc Fractured and Jointed Rock Masses, Rotterdam, p. 205 - 212, 1995.

- [101] ODEN, J. T.; MARTINS, J. A. C. **Models and Computational Methods for Dynamic Friction Phenomena.** Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, v.52, N° 1-3, p. 527 - 634, 1985.
- [102] ODLING, N. E. **Natural Fracture Profiles, Fractal Dimension and Joint Roughness Coefficient.** Rock Mechanics and Rock Engineering, 27, p. 135 - 153, 1994.
- [103] OHNAKA, M; KUWAHARA, Y.; YAMAMOTO, K. **Constitutive Relations Between Dynamic Physical Parameters Near a Tip of the Propagating Slip Zone During Stick-Slip Shear Failure.** Tectonophysics, 144, p. 109 - 125, 1987.
- [104] OHNAKA, M.; YAMASHITA, T. **A Cohesive Zone Model for Dynamic Shear Faulting Based on Experimentally Inferred Constitutive Relation and Strong Motion Source Parameters.** Journal of Geophysical Research, 94, p. 4089 - 4104, 1989.
- [105] OHNAKA, M; KUWAHARA, Y. **Characteristics Features of Local Break-Down Near Crack Tip in the Transition Zone from Nucleation to Dynamic Rupture During Stick-Slip Shear Failure.** Tectonophysics, 175, p. 197 - 220, 1990.
- [106] OHNAKA, M; AKATSU, M.; MOCHIZUKI, H.; ODEDRA, A.; TAGASHIRA, F.; YAMAMOTO, Y. **A Constitutive Law for the Shear Failure of Rock Under Lithospheric Conditions.** Tectonophysics, 277, p. 1 - 27, 1997.
- [107] OHNAKA, M.; SHEN, L. **Scaling of the Shear Rupture Process from Nucleation to Dynamic Propagation: Implications of Geometric Irregularity of the Rupturing Surfaces.** Journal of Geophysical Research, 104, p. 817 - 844, 1999.
- [108] OHNISHI, Y.; DHARMARATNE, P. G. R. **Shear Behaviour of Physical Models of Rock Joints Under Constant Normal Stiffness Condition.** Proc Rock Joints, Loen, Norway, p. 267 - 273, 1990.
- [109] OLSSON, R.; BARTON, N. **An Improved Model for Hydromechanical Coupling During Shearing of Rock Joints.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 38, p. 317 - 329, 2001.
- [110] OREY, S. **Gaussian Simple Functions and Hausdorff Dimension of Level Crossing.** Z. Wahrscheinlichkeitstheor. Verw Gebiete, 15, p. 249 - 256, 1970.

- [111] PALMER, A. C.; RICE, J. R. **The Growth of Slip Surfaces in the Progressive Failure of Overconsolidated Clay.** Proceedings of the Royal Society of London Series A, 332, p. 527 - 548, 1973.
- [112] PATTON, F. D. **Multiple Modes of Shear Failure in Rock and Related Materials.** Ph.D. Thesis, University of Illinois, p. 1 - 282, 1966a.
- [113] PATTON, F. D. **Multiple Modes of Shear Failure in Rock.** Proceedings of the First Congress of International Society of Rock Mechanics, Lisbon, Portugal, p. 509 - 513, 1966b.
- [114] PEREIRA, J. P.; DE FREITAS, M. H. **Mechanism of Shear Failure in Artificial Fractures of Sandstone and Their Implication for Models of Hydromechanical Coupling.** Rock Mechanics and Rock Engineering, 26, p. 195 - 214, 1993.
- [115] PLESHA, M. E. **Constitutive Models for Rock Discontinuities with Dilatancy and Surface Degradation.** International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics, 11, p. 345 - 362, 1987.
- [116] POON, C. Y.; SAYLES, R. S.; JONES, T. A. **Surface Measurement and Fractal Characterization of Naturally Fractured Rocks.** Journal of Physics D: Applied Physics, 25 (8), p. 1269 - 1275, 1992.
- [117] PRATT, H. R.; BLACK, A. D.; BRACE, W. F. **Friction and Deformation of Jointed Quartz Diorite.** Proceedings of the 3rd Congress Int. Soc. for Rock Mechanics. Denver, CO, Vol. IIA, p. 306 - 310, 1974.
- [118] RE, F.; SCAVIA, C. **Determination of Contact Areas in Rock Joint by X-ray Computer Tomography.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 36, p. 883 - 890, 1999.
- [119] REEVES, M. J. **Rock Surface Roughness and Frictional Strength.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 22, p. 429 - 442, 1985.
- [120] RENGERS, N. **Influence of Surface Roughness on the Friction Properties of Rock Planes.** Proceedings of the 2nd Congress Int. Soc. for Rock Mechanics. Belgrade. Vol. 1, paper 1 - 31, 1970.

- [121] RICE, J. R. **Constitutive Relations for Fault Slip and Earthquake Instabilities.** Pure Appl. Geophys., 121, p. 443 - 475, 1983.
- [122] RICE, S. O. **Mathematical Analysis of Random Noise.** Selected Papers on Noise and Stochastic Processes, (ed, N Wax), Dover, p. 133 - 294, 1954.
- [123] RICHARDS, L. R. **The Shear Strength of Joints in Weathered Rock.** Ph.D. Thesis, University of London, Imperial College, p. 1 - 427, 1975.
- [124] RIERA, J. D.; MIGUEL, L. F. F.; DALGUER, L. A. **On the Constitutive Criteria for the Fault: Influence of Size and Tensile Cracks Generation During Rupture.** SMiRT 18: International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology, Beijing, China, 2005.
- [125] RIOS, R. D. **Aplicações do Método dos Elementos Discretos em Estruturas de Concreto.** Tese de Doutorado, PPGEC, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil, p. 1 - 161, 2002.
- [126] RIPLEY, C. F.; LEE, K. L. **Sliding Friction Tests on Sedimentary Rock Specimens.** Transactions of 7th International Congress of Large Dams., Rome 1961, 4, p. 657 - 671, 1962.
- [127] RISS, J.; GENTIER, S.; LAFFRECHINE, K.; FLAMAND, R.; ARCHAMBAULT, G. **Binary Images of Sheared Rocks Joints: Characterization of Damaged Zones.** Microsc Microanal Microstruct, 7, p. 521 - 526, 1996.
- [128] ROCHA, M. M. **Ruptura e Efeito de Escala em Materiais Não-Homogêneos de Comportamento Frágil.** Dissertação de Mestrado, PPGEC, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil, p. 1 - 113, 1989.
- [129] RUINA, A. L. **Slip Instability and State Variable Friction Laws.** Journal of Geophysical Research, 88, p. 10359 - 10370, 1983.
- [130] SAADA, A. S. **Elasticity Theory and Applications.** New York, Pergamon, 1974.
- [131] SAEB, S.; AMADEI, B. **Modelling Rock Joints under Shear and Normal Loading.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 29, p. 267 - 278, 1992.

- [132] SALAS, J. A. J. **Mechanical Resistances.** Proceedings of the International Symposium on Rock Mechanics. Madrid. Theme 2, p. 115 - 130, 1968.
- [133] SCHLANGEN, E. **Experimental and Numerical Analysis of Fracture Process in Concrete.** Heron, 38, p. 1 - 118, 1993.
- [134] SCHMITTBUHL, J.; SCHMITT, F.; SCHOLZ, C. **Scaling Invariance of Crack Surfaces.** Journal of Geophysical Research - Solid Earth, 100(B4), p. 5953 - 5973, 1995.
- [135] SCHNEIDER, H. J. **The Laboratory Direct Shear Test - An Analysis and Geotechnical Evaluation.** Bulletin Int. Ass. Engng Geol., 18, p. 121 - 126, 1978.
- [136] SCHOLZ, C. H. **Earthquakes and Friction Laws.** Nature, 391, p. 37 - 42, 1998.
- [137] SHINOZUKA, M. **Monte Carlo Solution of Structural Dynamics.** Computers & Structures, 2, p. 855 - 874, 1972.
- [138] SHINOZUKA, M.; DEODATIS, G. **Simulation of Multi-dimensional Gaussian Stochastic Fields by Spectral Representation.** ASME, Applied Mechanics Reviews, 49, p. 29 - 53, 1996.
- [139] SKINAS, C. A.; BANDIS, S. C.; DEMIRIS, C. A. **Experimental Investigations and Modelling of Rock Joint Behaviour Under Constant Stiffness.** Proc Rock Joints, Loen, Norway, p. 301 - 308, 1990.
- [140] STUART, W. D. **Forecast Model for Great Earthquakes at the Nankai Trough Subduction Zone.** Pure Appl. Geophys., 126, p. 619 - 641, 1988.
- [141] SUN, X.; CHITTY, D. E.; BLOUIN, S. E.; HUANG, C. **A Comparative Study on Joint Roughness Description by Fractal, Scaling and Statistical Methods.** Proceedings of the 35th US Symposium on Rock Mechanics, Reno, NV, US, 35, p. 711 - 716, 1995.
- [142] TSE, R.; CRUDEN, D. M. **Estimating Joint Roughness Coefficients.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 16, p. 303 - 307, 1979.

- [143] TSE, S. T.; RICE, J. R. **Crustal Earthquake Instability in Relationship to the Depth Variation of Frictional Slip Properties.** Journal of Geophysical Research, 91, p. 9452 - 9472, 1986.
- [144] TULLIS, T. E.; WEEKS, J. D. **Constitutive Behavior and Stability of Frictional Sliding of Granite.** Pure Appl. Geophys., 124, p. 383 - 414, 1986.
- [145] UNDERWOOD, E. E. **Estimating Fracture Characteristics by Quantitative Fractography.** Journal of Metals, 38, 4, p. 30 - 32, 1986.
- [146] WALLACE, G. B.; SLEBIR, E. J.; ANDERSON, F. A. **Foundation Testing for Auburn Dam.** Proceedings of the 11th Symposium on Rock Mechanics, Berkeley, Calif., p. 461 - 498, 1970.
- [147] WAREHAN, B. F.; SHERWOOD, D. E. **The Relevance of Size of Sample and Type of Test in Determining Shear Properties for Use in Stability Analysis.** Proceedings of the 3rd Congress Int. Soc. for Rock Mechanics. Denver, CO, Vol. IIA, p. 316 - 321, 1974.
- [148] WEEKS, J. D.; TULLIS, T. E. **Frictional Sliding of Dolomite: A Variation in Constitutive Behavior.** Journal of Geophysical Research, 90, p. 7821 - 7826, 1985.
- [149] WHITEHOUSE, D. J. **Handbook of Surface Metrology.** Institute of Physics Publishing, 988 páginas, 1994.
- [150] WHITEHOUSE, D. J.; ARCHARD, J. F. **The Properties of Random Surfaces of Significance in Their Contact.** Proceedings of the Royal Society of London Series A, 316, p. 97 - 121, 1970.
- [151] WOJNAR, L. **Fraktografia Ilósciowa.** Podstawy i Komputerowe Wspomaganie Badan, Zeszyty Naukowe Politechniki Krakówskiej. Seria Mechanika 2, Krakow, 1990.
- [152] WRIGHT, K.; KARLSSON, B. **Topographic Quantification of Non-planar Localized Surfaces.** Journal of Microscopy, 130, p. 37 - 51, 1983.
- [153] WU, T. H.; ALI, E. M. **Statistical Representation of Joint Roughness.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 15, p. 259 - 262, 1978.

- [154] XIE, H. P.; WANG, J. A.; XIE, W. H. **Fractal Effects of Surface Roughness on the Mechanical Behavior of Rock Joints.** Chaos Solitons & Fractals, 8 (2), p. 221 - 252, 1997.
- [155] XIE, H.; WANG, J. A.; KWASNIEWSKI, M. A. **Multifractal Characterization of Rock Fracture Surfaces.** International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 36, p. 19 - 27, 1999.
- [156] YAMAZAKI, F.; SHINOZUKA, M. **Digital Generation of Non-Gaussian Stochastic Fields.** ASCE, J. Eng. Mech., 114, p. 1183 - 1197, 1988.
- [157] YANG, J. N. **Simulation of Random Envelope Processes.** Journal of Sound and Vibration, 25, p. 73 - 85, 1972.
- [158] YANG, J. N. **On the Normality and Accuracy of Simulated Random Processes.** Journal of Sound and Vibration, 26, p. 417 - 428, 1973.