

# EMPREGO DO MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS NA SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE TERREMOTOS SUPERFICIAIS A PARTIR DO MOVIMENTO DE ADERÊNCIA-DESLIZAMENTO<sup>1</sup>

Felipe Gustavo de S. Peñaloza<sup>2</sup>, José Luís V. de Brito<sup>3</sup> e Graciela N. Doz<sup>4</sup>

Resumo: Terremotos são movimentos bruscos e de curta duração da superfície terrestre caracterizados pela liberação de grande energia. A natureza dos fenômenos relacionados aos sismos é complexa e ainda pouco compreendida. Entretanto, muitos aspectos de interesse do mecanismo de origem da excitação sísmica podem ser explicados a partir de um movimento instável, denominado movimento de aderência-deslizamento. Este tipo de movimento é atualmente considerado como o mais provável mecanismo de origem dos sismos superficiais. Neste trabalho, emprega-se o Método dos Elementos Discretos na modelagem numérica bidimensional do movimento de aderência-deslizamento de um bloco prismático apoiado sobre uma superfície rígida. A superfície de falha é modelada pela lei de atrito de Coulomb. Partindo-se de estudo prévio conduzido por Doz, procura-se um aperfeiçoamento do modelo pela consideração da heterogeneidade do meio. Propriedades aleatórias são consideradas para representar a heterogeneidade do material. Os resultados indicam que a simulação numérica do movimento de aderência-deslizamento é potencialmente útil para a análise de efeitos sísmicos em uma área de interesse específico.

**Palavras chave:** heterogeneidade, movimento de aderência-deslizamento, terremotos.

## STICK-SLIP MOTION- BASED NUMERICAL SIMULATION OF SHALLOW EARTHQUAKES

Abstract: Earthquakes are sudden short-lived movements of earth's surface characterized by the release of a great amount of energy. The nature of the physical phenomena related to earthquakes is complex and still not well understood. However, most of the remarkable aspects of the source mechanism for seismic excitation can be explained by a simple stick-slip motion model. Such kind of motion is currently considered the most likely source mechanism for shallow earthquakes. In this work, it is used the Discrete Element Method (DEM) to numerically model the stick-slip motion of a 2D block resting on a rigid surface. The fault surface is modelled by a simple Coulomb's friction law. Based on a previous study carried out by Doz, we extend her work by taking into account the heterogeneity of the medium. Random properties are considered in order to represent the heterogeneity of the material. The results show that the numerical simulation of the stick-slip motion may become potentially useful for the analysis of seismic effects in a specific area.

**Keywords:** earthquakes, heterogeneity, stick-slip motion.

### INTRODUÇÃO

A física dos terremotos é ainda um campo pouco compreendido. A complexidade dos fenômenos envolvidos sugere que as investigações sobre os movimentos tectônicos considerem a abordagem multidisciplinar do problema. Assim, parece razoável crer que o conjunto de informações obtidas a partir de análises de sismogramas, estudos de evidências de

---

<sup>1</sup> Artículo recibido el 20 de febrero de 2008 y aceptado el 19 de junio de 2008.

<sup>2</sup> M.Sc., Engenheiro Civil - Programa de Pós Graduação em Estruturas e Construção Civil – PPECC. Departamento de Engenharia Civil UnB Campus Universitário Darcy Ribeiro Asa Norte – 70910-900, Brasília, DF Brasil. E-mail: souzapeñaloza@hotmail.com.

<sup>3</sup> D.Sc., Professor Adjunto - Departamento de Engenharia Civil e Ambiental, Universidade de Brasília – UnB. Campus Universitário Darcy Ribeiro Asa Norte, 70910-900, Brasília, DF Brasil. E-mail: jlbrito@unb.br.

<sup>4</sup> Dr. Ing., Professora Adjunta - Departamento de Engenharia Civil e Ambiental – Universidade de Brasília – UnB. Campus Universitário Darcy Ribeiro Asa Norte – 70910-900, Brasília, DF Brasil. E-mail: graciela@unb.br.

atividades sísmicas em períodos geológicos remotos (paleosismologia) ou mesmo modelos experimentais e simulações numéricas podem, concorrentemente, contribuir para o entendimento dos mecanismos de origem dos terremotos. É certo que há fatores limitantes para a formação do referido entendimento, entre os quais está a impossibilidade de se efetuar medidas diretas de parâmetros físicos importantes dos sismos, tais como a queda de tensão e a medida do calor liberado na superfície de falha entre placas tectônicas adjacentes, dada a profundidade em que essas falhas estão situadas na litosfera (King, 1994). Por outro lado, medidas indiretas tais como o deslocamento relativo de placas, avaliadas a partir da superfície da crosta, possibilitam a obtenção de informações de interesse, como por exemplo, a razão de deformação entre placas adjacentes. Além disso, a disponibilidade de um conjunto de dados relativos aos deslocamentos de uma determinada falha, como resultado de uma seqüência de sismos ocorridos em um longo intervalo de tempo, pode ser usada para realizar inferências acerca do intervalo de recorrência entre terremotos na falha, o deslocamento máximo a que está sujeita e a queda de tensão durante os sismos. Contudo, para a maioria das falhas tectônicas conhecidas não se dispõe mais do que algumas poucas observações completas, insuficientes, em todo caso, para formar uma longa série temporal de eventos sísmicos. Esses são importantes limitadores do estudo e entendimento do comportamento das falhas tectônicas (King, 1994).

Desde alguns anos, a simulação numérica aplicada ao estudo dos eventos sísmicos vem se configurando em uma alternativa atrativa para contornar as dificuldades mencionadas acima, principalmente pelo incremento da capacidade de processamento dos microcomputadores (processamento em paralelo e análise vetorial). Dessa forma, algoritmos que até pouco tempo demandavam elevado custo computacional e tempo de processamento, tal como o Método dos Elementos Discretos - M.E.D, vêm se tornando viáveis. Em particular, o Método dos Elementos Discretos é muito útil na resolução de problemas não lineares, como os que envolvem fratura e os grandes deslocamentos sofridos nas falhas tectônicas. Na modelagem física deste último tipo de problema, um movimento instável denominado movimento de aderência-deslizamento vem sendo amplamente estudado como o mais provável mecanismo que dá origem aos terremotos superficiais. Atualmente, muitos autores compartilham dessa opinião e acreditam existir evidências suficientes para assegurar que os terremotos superficiais são originados pelos deslocamentos instáveis ao longo de falhas geológicas pré-existentes (Byerlee, 1970; Ohnaka e Kuwahara, 1990; Brune et al., 1993; Doz, 1995; Gudiel, 2000, Gudiel et al., 2001). Partindo dessa hipótese e empregando o M.E.D., Doz (1995) desenvolveu uma modelagem numérica para representar o fenômeno sísmico a partir do deslizamento de uma falha pré-existente. A modelagem empregada mostrou-se capaz de representar importantes características presentes no movimento de aderência-deslizamento, mesmo assumindo na interface da falha uma relação constitutiva simples, baseada no atrito de Coulomb. Segundo a autora, os resultados obtidos encorajam o emprego do modelo para estudar sismos em escala reais. Gudiel (2000), empregando o M.E.D. para simular a excitação sísmica ao longo de uma falha pré-existente, mostrou que as ondas produzidas no movimento de aderência-deslizamento são similares àquelas obtidas em alguns terremotos reais, como o de Kobe em Japão, 1995, e o de Chi Chi em Taiwan, 1999. O resultado das simulações conduzidas por Gudiel (2000), quer no domínio do tempo ou da frequência, mostraram-se consistentes com as observações dos terremotos citados. Adicionalmente, o modelo empregado mostrou-se capaz de representar outros aspectos importantes da excitação sísmica, como o processo de nucleação (relacionados aos movimentos precursoros), a propagação da ruptura e o intervalo de recorrência entre eventos principais.

## **O MOVIMENTO DE ADERÊNCIA-DESLIZAMENTO COMO MECANISMO DE ORIGEM DE TERREMOTOS SUPERFICIAIS**

Brace e Byerlee (1966) estudaram um tipo de movimento instável que ocorre sob circunstâncias específicas quando dois corpos estão em contato. Empregando blocos de granito, esses autores mostraram que testemunhos submetidos à tensão cisalhante, ainda que previamente fraturados, poderiam apresentar ruptura seguida por um deslocamento repentino e intermitente, o qual denominaram movimento de aderência-deslizamento. Este tipo de movimento já foi observado em outros materiais como metais e borracha (Rabinowicz, 1995).

Burridge e Knopoff (1967) investigaram o papel do atrito no movimento de aderência-deslizamento mediante o emprego de um sistema massa-mola para representar uma superfície de falha unidimensional. Em seus estudos, os autores notaram que a introdução da viscosidade na relação que expressa o atrito na superfície de contato deu origem ao que se convencionou chamar aftershocks ou réplicas. Notaram também que um evento principal libera a maior parte, mas não toda energia potencial acumulada durante o período de carregamento do sistema.

O estudo do movimento relativo entre blocos feitos em espuma de borracha, mostrou que o movimento de aderência-deslizamento está associado a importantes vibrações na direção normal ao plano de falha, o que poderia representar um papel crucial na iniciação do processo de propagação da ruptura, levando ao deslizamento da falha (Brune et al. 1990). Durante os experimentos conduzidos por esses autores não foram encontradas evidências que pudessem sugerir a redução do coeficiente de atrito de Coulomb em função da velocidade de deslizamento dos blocos de espuma. Assim, uma vez que

o atrito de Coulomb é definido pela expressão  $\tau = \mu \times \sigma$ , a hipótese de tensão normal constante parece não ser adequada para explicar alguns aspectos observados no movimento instável dos corpos. As observações feitas por Brune et al. (1990) acerca da trajetória das partículas dos blocos próximas à superfície de contato implicam em admitir uma separação dos blocos, isto é, uma redução local da tensão normal durante o deslizamento repentino de um corpo em relação ao outro. Especula-se que essa poderia ser uma das razões para a ausência de calor gerado por atrito ao longo da falha de San Andrés. Deste modo, o sismo ocorreria quando a falha estivesse aberta, o que explica também os baixos valores de tensão cisalhante observados naquela falha (Brune et al., 1993).

Para Tworzydło et al. (1995), a separação das superfícies de contato durante um terremoto é um dos fatores primários que afeta a estabilidade dinâmica das placas tectônicas. Para esses autores, a descrição do movimento de aderência-deslizamento apenas como função da variação do coeficiente de atrito, quer seja este último dependente da velocidade ou do deslocamento, é incompleta, pois negligencia o comportamento dinâmico do sistema como um todo, principalmente as vibrações normais ao plano de falha.

Doz e Riera (2000), após uma extensa revisão do fenômeno de ruptura em sólidos, sugeriram que a propagação de fraturas por tensão de corte em sólidos cristalinos não é viável, devendo a simulação do movimento sísmico considerar o deslizamento ao longo de uma superfície de falha pré-existente, além de eventuais novas fraturas do tipo I no meio, ou seja, fraturas devidas às tensões normais.

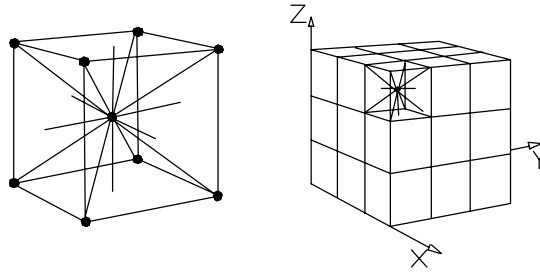
Na simulação conduzida por Mora e Place (1994) para representar o movimento de aderência-deslizamento, dois blocos com 256x128 partículas, unidas por uma força de atração potencial, foram modelados. A heterogeneidade da superfície de falha foi representada pela supressão de algumas partículas daquela região. Os autores notaram a ocorrência de movimento instável, mesmo considerando o coeficiente de atrito de Coulomb constante. Assim, durante a fase de aderência, a falha permanece fechada devido à ação da tensão normal e da rugosidade da superfície. À medida que a tensão cisalhante aumenta, as partículas da superfície deslizam umas sobre as outras, gerando um pulso que se propaga por toda a falha. Os resultados obtidos por esses autores acerca da trajetória das partículas são consistentes com os obtidos por Brune et al. (1993).

King (1994) estudou o movimento de aderência-deslizamento de uma falha circular. Usando um conjunto de oito blocos ligados por molas e dispostos em círculo, ele observou que após um deslizamento (evento) principal, a distribuição de tensões ao longo da superfície de falha era irregular, tendendo os pequenos deslocamentos subseqüentes a uniformizar as tensões e, a partir daí, preparar o sistema para um novo evento principal. As conclusões desse estudo foram: 1) a maior parte da energia de deformação acumulada pelo sistema era liberada em eventos principais; 2) eventos de diferentes amplitudes podem ser gerados por falhas uniformes; 3) a posição inicial do ponto de ruptura era, em geral, distante do bloco que apresentou o maior deslocamento durante o evento principal; 4) a distribuição espacial dos blocos após um evento principal foi mais irregular do que a do instante que o precedia; 5) eventos principais não ocorreram em intervalos regulares, porém eram aproximadamente previsíveis no tempo.

Aki (1984) apresenta uma discussão sobre o modelo de asperezas e barreiras, no qual a hipótese da existência de regiões com diferentes resistências (asperezas ou barreiras) ao longo da superfície de falha deve ser considerada. Para o autor, regiões de alta resistência poderiam ser responsáveis pela interrupção do processo de propagação da ruptura. Rimal (1996) corrobora com essa idéia ao afirmar que a física dos terremotos é essencialmente a física do colapso das rochas, e que a heterogeneidade do meio é a razão para a detenção do processo de ruptura.

## **BASE MATEMÁTICA DO MÉTODO EMPREGADO PARA SIMULAR O MOVIMENTO DE ADERÊNCIA-DESLIZAMENTO**

A modelagem aqui empregada para simular o movimento de aderência-deslizamento está baseada no estudo conduzido por Doz (1995). Nesse estudo o meio contínuo foi fisicamente representado por intermédio de um conjunto de massas discretas concentradas, que interagem entre si formando elementos reticulados espaciais que funcionam como molas axiais, cujas rigidezes equivalem à porção representada do conjunto. Uma contribuição significativa na elaboração deste modelo é atribuída a Nayfeh e Hefzy (1978) e a Hayashi (1982). Em 1978, Nayfeh e Hefzy propuseram uma formulação para representar painéis empregados na indústria aeronáutica, com geometria em forma de treliças espaciais, através de um meio contínuo equivalente. Empregando uma abordagem inversa a destes últimos autores Hayashi (1982) encontrou, para um sólido elástico e isotrópico, as propriedades equivalentes de cada barra do arranjo cúbico. Esta representação desempenha um papel importante no uso do M.E.D. A Figura (1) mostra detalhes da célula de arranjo cúbico e um exemplo de sólido construído com este arranjo.



**Figura 1: (a) Célula cúbica. (b) Sólido prismático gerado a partir de células cúbicas.**

As barras diagonais têm comprimento igual a  $L_c \sqrt{3}/2$ , e as normais  $L_c$  onde  $L_c$  é o comprimento crítico, que depende da velocidade da onda S e da frequência máxima do modelo.

De acordo com Hayashi (1982), para um material isotrópico linear e elástico, uma vez conhecidos o módulo de Young ( $E$ ) e o coeficiente de Poisson ( $\nu$ ), as rigidezes equivalentes das barras diagonal e normal são representadas matematicamente pelas equações (1) e (2), respectivamente:

$$E_d = E \cdot A_d = \frac{2\delta}{\sqrt{3}} \alpha E L_c^2 \quad (1)$$

$$E_n = E \cdot A_n = \alpha E L_c^2 \quad (2)$$

onde  $A_d$  e  $A_n$  representam a área de influência das barras diagonais e normais, respectivamente,  $\alpha$  e  $\delta$ , expressos pela equação (3), são parâmetros do modelo cúbico:

$$\alpha = \frac{(9 + 8\delta)}{(18 + 24\delta)} ; \quad \delta = \frac{9\nu}{(4 - 8\nu)} \quad (3)$$

O modelo de treliça permite a utilização de métodos explícitos de integração, facilitando a abordagem do problema dinâmico ao eliminar a necessidade de trabalhar com matrizes de rigidez e de massa. Assim, a análise dinâmica é realizada mediante um método de integração explícita no domínio do tempo. A cada passo de integração, a seguinte equação de equilíbrio nodal é resolvida. Na equação (4),  $m$  representa a massa nodal,  $c$  a constante de amortecimento,  $f_i$  a componente da força resultante no nó  $i$ , incluindo as forças elásticas, externas e de atrito, e  $u_i$  representa a componente do vetor de coordenadas nodal:

$$m \ddot{u}_i + c \dot{u}_i = f_i \quad (4)$$

A integração baseada em diferenças finitas centrais é particularmente útil na resolução da equação (4), uma vez que permite representar o aspecto da não linearidade do problema. Desta forma, a posição de cada partícula no instante  $t + \Delta t$  é dada pela equação (5) a seguir:

$$u_{i+1} = f_i \frac{(\Delta t)^2}{m} + 2u_i - u_{i-1} \quad (5)$$

onde  $u_{i+1}$ ,  $u_i$ ,  $u_{i-1}$ , são, respectivamente, as posições nodais no instante  $t + \Delta t$ ,  $t$ ,  $t - \Delta t$ .

A não linearidade geométrica, própria dos problemas de fratura, obriga à escolha de um passo de integração pequeno para avaliar o comportamento do material na fase pós-ruptura. Esta é uma característica do método que pode tornar-se inconveniente, desde o ponto de vista computacional, quando se deseja simular processos de longa duração em problemas com elevados graus de liberdade. O método das diferenças finitas centrais, citado acima, foi adotado porque apresenta o

maior intervalo crítico de integração. Assim, a estabilidade numérica fica assegurada caso o passo de integração seja limitado superiormente pela equação (6):

$$\Delta t \leq 0,6 \frac{L_c}{C_o} \quad (6)$$

onde  $C_o$  é a velocidade de propagação da onda P e  $L_c$  é o comprimento crítico da barra.

### CONSIDERAÇÃO DA NÃO HOMOGENEIDADE DO MEIO

A consideração da não homogeneidade do meio no problema originalmente estudado por Doz (1995) constitui um aperfeiçoamento do modelo na representação do movimento de aderência-deslizamento, uma vez que a hipótese da heterogeneidade do meio guarda mais afinidade com fenômeno real que se deseja simular. De acordo com Bolt (1997), a variabilidade local das propriedades do solo pode guardar relação com o fenômeno de amplificação da radiação sísmica observado em parte da Cidade do México durante o terremoto de 1985.

Assim, diferentemente de Doz (1995) que considerou em seu estudo somente o meio homogêneo, busca-se neste trabalho expandir a análise para um meio não homogêneo, com propriedades mecânicas definidas em função de uma determinada distribuição de probabilidade. As propriedades do material escolhidas foram o módulo de Young, que se relaciona com a rigidez equivalente das barras, conforme discussão apresentada no item anterior, bem como o coeficiente de atrito da superfície de contato, em conformidade com a discussão apresentada no item 2. O propósito dessa escolha foi o de representar regiões de resistências diferenciadas ao longo da superfície de falha e do interior do bloco. Essas diferenças poderiam conduzir ao colapso de algumas barras por vibrações induzidas durante o deslizamento, bem como permitir a obtenção de diferentes espectros de aceleração ponto a ponto do maciço.

A formulação empregada para levar em conta a não homogeneidade foi desenvolvida por Rocha (1989), que estudou o problema de ruptura em sólidos não homogêneos. A premissa dessa formulação está na escolha criteriosa de qual propriedade do material deve ser tomada como a variável aleatória do problema, atribuindo-se a ela uma lei de distribuição de probabilidade adequada, que no caso de problemas relacionados à falhas das barras do módulo cúbico foi a distribuição de Weibull de dois parâmetros, conforme a equação (7):

$$F(x) = 1 - e^{-(x/\beta)^\gamma} \quad (7)$$

onde  $F$  é a função de distribuição de Weibull,  $\beta$  e  $\gamma$  são, respectivamente, os parâmetros de escala e de forma da função, e  $x$  representa a variável aleatória. O algoritmo usado neste trabalho permite que tanto a rigidez equivalente da barra  $E_{eq}$ , quanto o coeficiente de atrito  $\mu$  sejam considerados como variáveis randômicas do problema. Assumindo a primeira delas como variável aleatória, o seu valor médio e a sua variância estarão representados respectivamente pelas equações (8) e (9):

$$\bar{E}_{eq} = \beta \left[ \Gamma \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \right] \quad (8)$$

$$\sigma^2 = \beta^2 \left[ \Gamma \left( 1 + \frac{2}{\gamma} \right) - \Gamma^2 \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) \right] \quad (9)$$

onde  $\Gamma$  é a função Gamma.

Uma vez definida a função de distribuição, valores de rigidezes equivalentes  $E_{eq}$  das barras são aleatoriamente gerados empregando-se a equação (10), na qual  $U$  é um número pseudo-randômico com densidade de probabilidade uniforme entre (0,1):

$$E_{eq} = \beta \left[ -\ln(1-U) \right]^{1/\gamma} \quad (10)$$

Rocha (1989) destacou a conveniência de representar a variável aleatória como uma função de seu valor médio vezes um parâmetro randômico  $\Phi$ , de acordo com a equação (11):

$$E_{eq} = \Phi \bar{E}_{eq} \quad (11)$$

onde:

$$\Phi = \frac{[-\ln(1-U)]^{1/\gamma}}{\Gamma\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)} \quad (12)$$

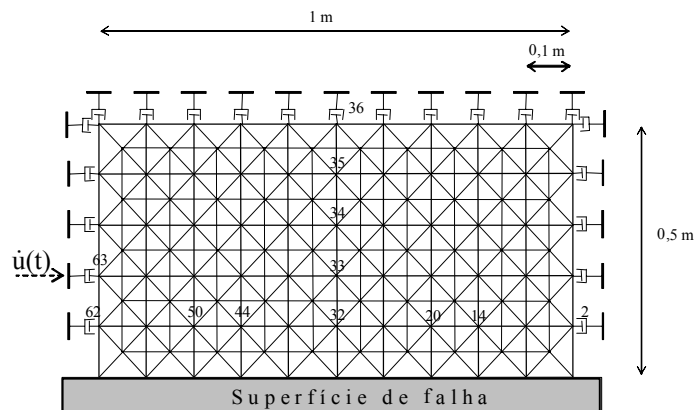
na equação (12)  $\Phi$  representa um número randômico com distribuição de Weibull e valor médio igual a 1. O parâmetro de forma da função,  $\gamma$ , determina o coeficiente de variação.

## SIMULAÇÃO NUMÉRICA E RESULTADOS

A simulação numérica refere-se ao estudo de um bloco prismático bidimensional não homogêneo, que está inicialmente em repouso sobre uma superfície rígida como resultado da ação do seu peso próprio. Procura-se, assim, representar as tensões de compressão que atuam no leito rochoso. A etapa seguinte consiste em aplicar um gradiente de velocidade ao bloco, dando origem a tensões cisalhantes que levarão ao surgimento de um movimento instável. O gradiente de velocidade aplicado segue uma lei exponencial, representada na equação (13):

$$\dot{u}(t) = \dot{u}_r \times (1 - e^{-t/t_0}) \quad (13)$$

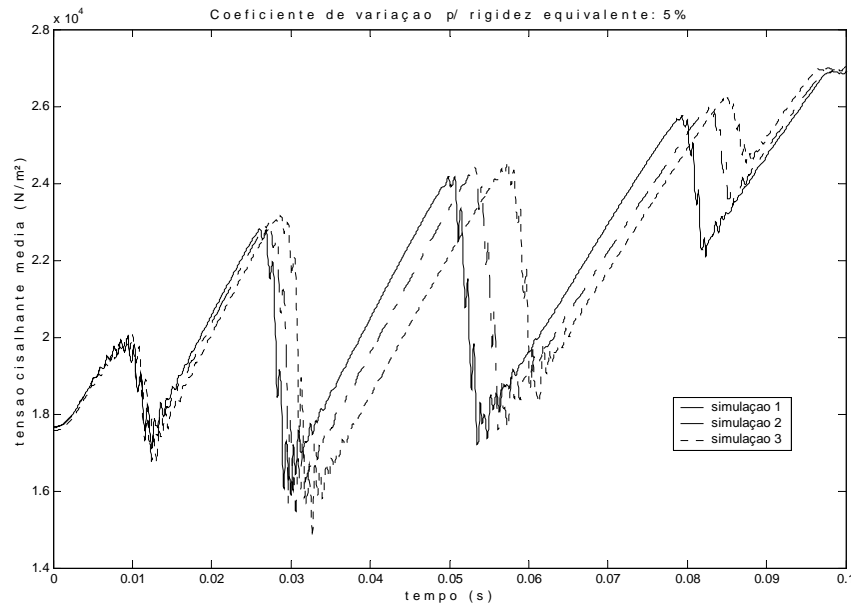
onde  $\dot{u}(t)$  é a velocidade instantânea,  $\dot{u}_r$  é a velocidade aplicada no bloco e  $t_0$  representa o tempo no qual a função alcança 63% do seu valor assintótico máximo. Essa forma lenta e gradual de aplicação do gradiente de velocidade tem o propósito suprimir os efeitos das forças de inércia e vibrações induzidas que não estejam relacionadas ao fenômeno do deslizamento propriamente dito. A Figura (2) mostra a discretização do bloco em 50 células cúbicas, totalizando 182 nós e 781 barras. Nós de controle, indicados por números, são empregados para o registro das respostas da simulação, tais como aceleração, deslocamento e forças nodais, em pontos de interesse no bloco. As propriedades atribuídas ao material são: módulo de elasticidade  $E = 2,0 \times 10^{10}$  N/m<sup>2</sup>, massa específica  $\rho = 2,4 \times 10^3$  Kg/m<sup>3</sup> e coeficiente de Poisson  $\nu = 0,2$ .



**Figura 2: Discretização do bloco prismático bidimensional.**

A análise dos resultados revelou que inicialmente a tensão cisalhante varia linearmente com o tempo. Entretanto, tão logo essa tensão em algum ponto da superfície de falha exceda a resistência do atrito, dada por  $\tau = \mu \times \sigma$ , ocorre um deslizamento local que se propaga pela vizinhança do ponto. Este processo conduz a uma queda da tensão de corte e a um aumento da respectiva vibração no plano normal à superfície de falha. Tais vibrações se propagam por todo bloco, podendo ocasionar nas barras do módulo cúbico novas fraturas do tipo I, ou seja, fraturas devidas às tensões normais. Com o propósito de representar um meio heterogêneo, atribuiu-se à rigidez equivalente das barras a propriedade aleatória, conforme discussão apresentada na seção 4. O coeficiente de variação fixado para a rigidez equivalente foi de 5%.

A Figura (3) ilustra o comportamento típico das tensões de corte que atuam na superfície de falha. Nota-se um incremento linear seguido de uma queda repentina da tensão de corte, instabilidade esta que caracteriza o movimento de aderência-deslizamento. Nas simulações apresentadas é possível distinguir claramente a ocorrência de 4 eventos principais, denominados aqui por S1, S2, S3 e S4. Nota-se igualmente que todos esses eventos são precedidos por pequenas vibrações, que poderiam deflagrar a instabilidade do sistema, culminando com o deslizamento do bloco. Tais vibrações podem estar associadas aos sismos precursoros, cujo papel seria preparar o sistema para um evento principal. Isto corrobora as observações de outros autores como King (1994), Burridge e Knopoff (1967) e Brune et al. (1990), conforme discussão apresentada na seção 2 deste trabalho.

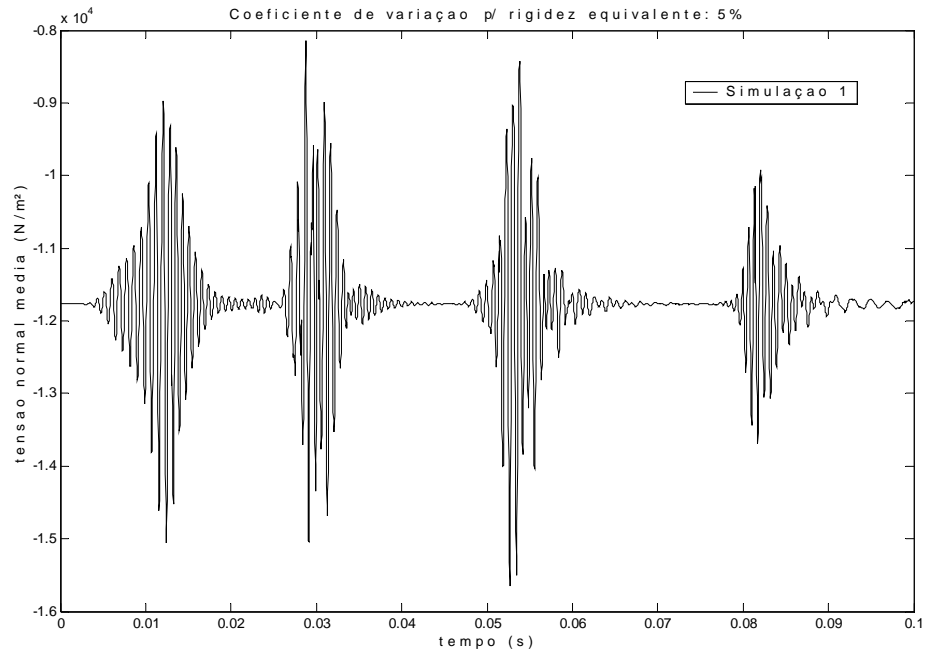


**Figura 3: Comportamento das tensões de corte em função do tempo.**

Por outro lado, as vibrações observadas após os eventos principais podem estar associadas à réplicas ou “aftershocks”. A análise da Figura (3) também sugere que após um evento principal a distribuição de tensão ao longo da superfície de falha é irregular. Se isto for verdadeiro, parece razoável aceitar a idéia de que as réplicas ocorrem devido a deslizamentos menores e localizados, que tendem a uniformizar a tensão de corte ao longo de toda a falha, preparando o sistema para um novo ciclo estável de acúmulo de tensão, seguido por nova instabilidade. Esta análise está de acordo com as conclusões obtidas por King (1994).

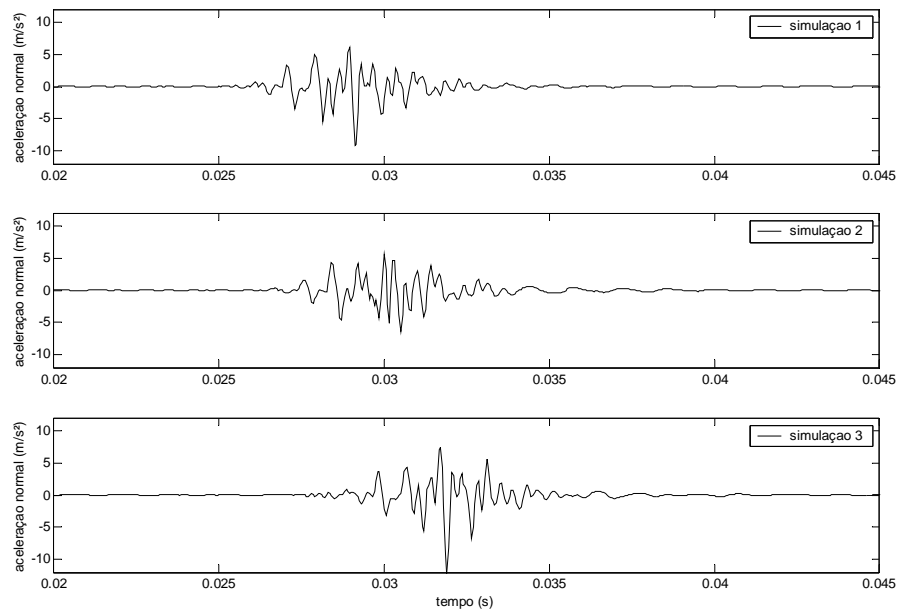
Em relação à forma como se processa a queda de tensão no evento principal, observa-se que ela é formada por quedas menores que ocorrem quase que simultaneamente. Isto sugere que o processo de ruptura ao longo da falha pode ocorrer de maneira fragmentada, com distintos pontos se deslocando quase simultaneamente.

A Figura (4) mostra o comportamento da tensão normal do sistema durante a simulação. Nota-se que cada evento principal está associado a importantes vibrações normais do bloco. Tendo em vista que o modelo adotado não leva em consideração a diferenciação entre o coeficiente de atrito estático e dinâmico, os deslocamentos devem ocorrer necessariamente pela redução local da tensão normal, isto é, devido a uma separação local das superfícies de contato. Observa-se ainda pela análise da Figura (4) que a variação da tensão normal média alcança valores superiores a 30% daquela produzida pelo peso próprio do bloco. Isto claramente mostra que a hipótese de tensão normal constante durante o deslizamento não é válida, implicando em admitir que o evento sísmico ocorre quando a falha está aberta, conforme sugerem Brune et al. (1993).



**Figura 4: Comportamento da tensão normal ao longo do tempo.**

Na Figura (5) estão representados os históricos de aceleração normal do nó 35 durante o evento S2. Nota-se que cada simulação resultou em acelerogramas distintos com relação à atenuação e aos valores máximos obtidos. Sob o aspecto qualitativo da análise a Figura (5) mostra que a escolha da rigidez equivalente como variável aleatória para representar a heterogeneidade do meio é satisfatória. Isto comprova o potencial do modelo para gerar um conjunto de acelerogramas em um ponto de interesse específico do maciço, ou mesmo estudar a atenuação das acelerações a partir de uma linha de pontos que se afastam da falha.



**Figura 5: Aceleração normal no nó 35 durante o evento S2.**

### ANÁLISE DE SEMELHANÇA

A análise dimensional e a teoria de semelhança serão empregadas nesta seção com o propósito de estudar a possibilidade de extrapolação dos resultados obtidos a partir da simulação do movimento de aderência-deslizamento,



confrontando-os com dados reais, obtidos do conhecimento prévio de certas propriedades geométricas das falhas. Ressalva-se a necessidade de cautela ao se efetuar qualquer extrapolação, já que os resultados obtidos até o momento referem-se apenas ao caso de um bloco prismático heterogêneo submetido, em sua superfície de contato, à uma força de atrito modelada a partir da lei de Coulomb. Portanto, além dos aspectos relacionados ao fenômeno sísmico, muitas das complexidades concernentes ao estudo acurado das leis de atrito não foram consideradas neste estudo. Todavia, uma das vantagens desse modelo é a capacidade de descrever o movimento de aderência-deslizamento de forma satisfatória.

Assumindo que as propriedades atribuídas ao material na simulação são as mesmas daquelas encontradas nas rochas situadas na porção superficial da litosfera, pode-se afirmar que a velocidade de ruptura e de propagação das ondas serão idênticas no modelo e no protótipo. Admitindo a semelhança geométrica, um único parâmetro adimensional  $\lambda_1$ , definido como a razão entre o comprimento da falha no protótipo e no modelo, pode ser empregado para solucionar o problema. A escala de tempo no protótipo será expressa pela equação (14) a seguir:

$$t_p = \lambda_1 \times t_m \quad (14)$$

onde  $t_p$  representa o tempo no protótipo,  $t_m$  representa o tempo no modelo e  $\lambda_1$  é um parâmetro adimensional.

Tomando-se, para efeito de análise, a queda de tensão observada no evento S2, conforme a Figura (3), é possível extrair os seguintes dados relativos à simulação 1: (a) queda da tensão cisalhante média:  $\Delta\sigma = 7600 \text{ N/m}^2$ ; (b) duração do evento S2:  $t_m = 0,0021$  segundos.; (c) tempo de recorrência entre os eventos S1 e S2:  $(T.R.)_m = 0,0258$  segundos.

Assume-se aqui que a extensão da falha no protótipo é de 10 km, e sua largura total seja de 1 km. O parâmetro adimensional  $\lambda_1$ , que expressa a relação entre as extensões das falhas no protótipo e no modelo, será igual a  $10^4$ . Logo, partindo da equação (14) é possível determinar a duração do evento no protótipo, ou seja,  $t_p = 21$  s.

Por outro lado, o tempo de recorrência entre dois eventos principais deve levar em conta a razão entre o gradiente de velocidade aplicado ao modelo ( $\dot{u}_m$ ) e o gradiente de deformação do terreno no protótipo ( $\dot{u}_p$ ), de acordo com a equação (15).

$$(T.R.)_p = (T.R.)_m \times \lambda_1 \times (\dot{u}_m / \dot{u}_p) \quad (15)$$

onde  $(T.R.)_p$  representa o tempo de recorrência entre eventos sísmicos no protótipo,  $(T.R.)_m$  é o tempo de recorrência obtido no modelo,  $u_m$  é a velocidade final aplicada ao modelo, conforme apresentado da seção anterior, e  $\dot{u}_p$  é a razão de deformação de placas tectônicas do protótipo. Admitindo-se para  $\dot{u}_p$  um valor igual a 1 centímetro por ano, o que corresponde a  $3,17 \times 10^{-10}$  m/s, e substituindo este valor na equação (15), obtém-se  $(T.R.)_m = 2$  anos e 10 meses.

Para realizar a estimativa da magnitude do evento S2 no protótipo a partir dos resultados obtidos do modelo, é preciso inicialmente computar o valor do momento sísmico ( $M_0$ ), conforme a equação (16):

$$M_{0 \text{ protótipo}} = \Delta\sigma L A_r \lambda_1 \quad (\text{dyna} \times \text{cm}) \quad (16)$$

onde  $\Delta\sigma$  é a queda média de tensão cisalhante no modelo,  $L$  é a extensão da falha no protótipo (10 Km) e  $A_r$  representa a área de ruptura no protótipo (10 Km<sup>2</sup>). Introduzindo os valores disponíveis na equação (16) encontra-se  $M_0 = 7,6 \times 10^{25}$  (dyna x cm). A magnitude do evento no protótipo pode finalmente ser obtida a partir da equação (17), conforme propôs Riera et al. (1987):

$$M = 0,6536(\text{Log} M_0 - 15,51 - 0,483X) \quad (17)$$

onde  $X$  assume valores iguais a 0 e 1 para os sismos interplaca e intraplaca, respectivamente. Tendo em vista que o modelo estudado simula o deslizamento sobre uma falha pré-existente, parece razoável considerar a natureza interplaca do evento. Assim, aplicando os valores já encontrados à equação (17), encontra-se a magnitude do evento S2 no protótipo  $M = 6,77$ .

## CONCLUSÕES

A consideração da heterogeneidade do meio no modelo estudado inicialmente por Doz (1995) apresentou resultados satisfatórios. A escolha da rigidez equivalente para representar as alterações do meio mostrou-se uma escolha adequada, permitindo a geração de diferentes acelerogramas em pontos de interesse específico do bloco.

A aplicação do modelo numérico mostrou-se potencialmente útil para a análise dos efeitos produzidos pelas vibrações induzidas durante o movimento de aderência-deslizamento em um ponto de interesse específico do maciço. Alternativamente, o modelo permite considerar a não homogeneidade da superfície de contato, atribuindo-se ao coeficiente de atrito de Coulomb valores em função de uma distribuição de probabilidade de Weibull.

Os resultados relativos à queda de tensão cisalhante sugerem que os eventos principais podem ser interpretados como um conjunto de eventos menores que ocorrem quase simultaneamente em toda extensão da falha.

A distribuição das tensões de corte em toda a extensão da falha é irregular após a ocorrência de um evento principal, o que sugere que as vibrações subseqüentes tenham como papel principal a uniformização da distribuição de tensões antes que um novo ciclo de aderência-deslizamento se verifique no sistema.

Vibrações normais ao plano de falha indicam que o movimento de aderência-deslizamento pode ser corretamente representado sem a necessidade de se considerar qualquer lei física que considere o coeficiente de atrito como função da velocidade ou do deslocamento do corpo.

A análise de semelhança dinâmica sugere que as respostas obtidas a partir da simulação podem, conjuntamente com o conhecimento de relações empíricas entre o momento sísmico e dados geométricos da falha, serem empregados para obter a magnitude de um terremoto.

## REFERÊNCIAS

- Aki, K. (1984). "Asperities, barriers, characteristic earthquakes and strong motion prediction", *Journal of Geophysical Research*, Vol. 89, pp. 5867-5872.
- Bolt, B. A. (1997). *Earthquakes*, W.H. Freeman, New York.
- Brace, W.F. and Byerlee, J.D. (1966). "Stick-slip as a mechanism for earthquakes", *Science*, Vol. 153, pp. 990-992.
- Brune, J.N., Brown, S. and Johnson, P.A. (1993). "Rupture mechanism and interface separation in foam rubber models of earthquakes: a possible solution to the heat flow paradox and the paradox of large overthrusts", *Tectonophysics*, Vol. 218, pp. 59-67.
- Brune, J.N., Johnson, P.A. and Slater, C. (1990). "Nucleation, predictability, and rupture mechanism in foam rubber models of earthquakes", *Journal of Himalayan Geology*, Vol. 1, pp.155-166.
- Burridge, R. and Knopoff, L. (1967). "Model and theoretical seismicity", *Bulletin of the Seismological Society of America*, Vol. 57, pp. 341-371.
- Byerlee, J.D. (1970). "The mechanics of stick-slip", *Tectonophysics*, Vol. 9, pp. 475-486.
- Doz, G.N. and Riera, J. D. (2000). "Towards the numerical simulation of the seismic excitation", *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 196, pp. 253-261.
- Doz, G. N. (1995). "Simulación Numérica de la Excitación Sísmica a Partir del Deslizamiento de la Falla de Origen", Tese de Doctorado, Facultad de Ciencias Exactas y Tecnología, Universidad Nacional de Tucumán, Argentina.
- Gudiel, L.A. D., Irikura, K., Riera, J.D. and Chiu, H.C. (2001). "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*, Vol. 91, No 5, pp. 1112-1127.
- Gudiel, L. A. D. (2000). "Simulação de Movimento Sísmico Considerando o Mecanismo de Ruptura da Falha Causativa do Terremoto", Tese de Doutorado, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, RS, Brasil.
- Hayashi, Y. (1982). "Sobre um Modelo de Discretização de Estruturas Tridimensionais Aplicado em Dinâmica Não Linear", Dissertação de Mestrado, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, RS, Brasil.

- King, C-Y. (1994). "Earthquake mechanism and predictability shown by a laboratory fault", *PAGEOPH*, Vol. 143, pp. 457-482.
- Mora, P. and Place, D. (1994). "Simulation of frictional stick-slip instability", *PAGEOPH*, Vol. 143, pp. 61-87.
- Nayfeh, A.H. and Hefzy, M.S. (1978). "Continuum modeling of three-dimensional truss-like space structures", *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, Vol. 16, pp. 779-787.
- Ohnaka, M. and Kuwahara, Y. (1990). "Characteristic features of local breakdown near a crack-tip in the transition zone from nucleation to unstable rupture during stick-slip shear failure", *Tectonophysics*, Vol. 175, pp. 197-220.
- Rabinowicz, E. (1995). *Friction and Wear of Materials*, 2nd edition, John Wiley, New York.
- Riera, J. D., Scherer, R.J. and Nanni, L. F. (1987). "Seismic response spectra for horizontal motion on rock in terms of geometrical properties of causative faults", Proceedings of the 9th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology, Lausanne, Switzerland, Vol. K1, pp. 13-18.
- Rimal, M. R. (1996). "Computer simulations of dynamics fracture and rupture propagation", *Bulletin of the Earthquake Research Institute*, University of Tokyo, Vol. 71, pp.1-46.
- Rocha, M. M. (1989). "Ruptura e Efeito de Escala em Materiais Não Homogêneos", Dissertação de Mestrado, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio Grande do Sul Federal, Porto Alegre, RS, Brasil.
- Tworzydło, W.W., Hamzeh, O.N. and Oden, J.T. (1995). "Modeling and prediction of earthquakes as unstable phenomena of dynamic friction", USGS Report annual summaries, Vol. 37, The Computational Mechanics Company, LAR – 1434-94 G 2414.

