

UM MODELO PASSO-A-PASSO DO MECANISMO DOS SISMOS

A rate process model of the earthquakes mechanism

ÚLPIO NASCIMENTO*

RESUMO - Tendo em consideração a teoria dos processos passo-a-passo, bem como a teoria de Reid do ressalto elástico relativa ao mecanismo dos sismos; e tendo ainda presentes dois modelos físicos, um de fluência friccional e outro do mecanismo elástico de fricção, propõe-se um modelo matemático do mecanismo dos sismos.

Neste modelo, as concentrações de tensões no contacto entre rugosidades das falhas constituem as unidades fluentes do processo passo-a-passo, as quais, agrupando-se, constituem, as unidades sísmicas (US) geradoras dos sismos.

Relaciona-se a taxa de deslizamento das falhas com a probabilidade de rotura das respectivas US e avalia-se essa probabilidade por meio da teoria probabilística de segurança estrutural.

Refere-se a auto-semelhança de tais US, bem como o efeito de escala que lhes é inerente.

Exemplifica-se a aplicação do modelo calculando-se os eventuais parâmetros sismológicos das falhas onde ocorreram os sismos de Loma Prieta, 18/10/1989; Açores, 01/01/1980; Lisboa, 25/11/1941 e Lisboa, 1/11/1755.

SYNOPSIS - Having the rate process theory in consideration, as well as the Reid elastic rebound theory in relation with the seismic mechanism; and still two physical models, one of frictional creep and another of the elastic friction mechanism, a mathematical model of seismic mechanism is proposed.

In this model, stress concentrations in the contact between rugosities are the rate process flow units, which ones, on grouping, constitute by their turn the seismic units (U S), generator of seisms.

The rupture probability of those U S, that is, of seismic occurrence, are measured by means of the probabilistic structural safety theory and relationing that probability with the sliding rate.

Such US self-similarity are referred as well as the scale-effect is inherent to them.

Examples of this model application are shown, evaluating the eventual seismological parameters of the faults where the seisms occurred, such as the Loma Prieta, 18/10/1989; Açores, 01/01/1980; Lisboa, 25/11/1941 e Lisboa 01/11/1755.

INTRODUÇÃO

1 - A TEORIA DOS *RATE PROCESSES*

Segundo os seus autores (Glasstone et al., 1941), a teoria dos *rate processes*, que se traduzirá por processos passo-a-passo, tem a sua origem numa sugestão de Arrhenius (1886), visando traduzir a influência da temperatura na taxa de reacção de inversão da sacarose, segundo a qual existe no reactante um certo equilíbrio entre moléculas inertes e activas, sendo porém apenas estas últimas que participam no processo de inversão.

Embora a teoria tenha sido desenvolvida visando a cinética das reacções químicas, ela pode, em princípio, aplicar-se a qualquer processo que envolva rearranjos da matéria, tais como a viscosidade, a difusão e os fenómenos electromagnéticos, processos estes apresentados como exemplos pelos referidos autores.

* Investigador do L.N.E.C.

O conceito básico da teoria é o de que o processo de rearranjo da matéria é discreto e não contínuo; a energia desenvolvida em tal rearranjo não se distribui uniformemente, mas sim em concentrações nalgumas unidades, concentrações essas que ao atingirem certo nível - a energia de activação - lhes confere a qualidade de serem unidades activas, isto é, de se deslocarem e assim determinarem o referido rearranjo.

Nas exemplificações apresentadas pelos referidos autores, as unidades são moléculas, átomos e electrões, mas podem ser outras partículas como os grãos dos solos, os cristais constituintes das rochas ou os blocos dos maciços rochosos. Nesse sentido, Feda (1989) introduziu o conceito de *unidade fluente (flow unite)* para interpretação da fluência dos solos, o que significa que a *partícula* que efectivamente intervém no processo passo-a-passo pode ser um agrupado de partículas mais pequenas.

2 - MODELO FÍSICO DE FLUÊNCIA FRICCIONAL

Para a fluência friccional de materiais granulares propôs-se (Nascimento, 1990) um modelo passo-a-passo simulado fisicamente por um *miriápode* constituído essencialmente por uma placa onde estão encastrados numerosos fios elásticos (Fig. 2.1). Cada fio simula uma unidade fluente (UF). Quando assente num plano inclinado de um ângulo α , o modelo desliza por ele abaixo com velocidade u' , aproximadamente uniforme e tanto maior quanto maior for essa inclinação.

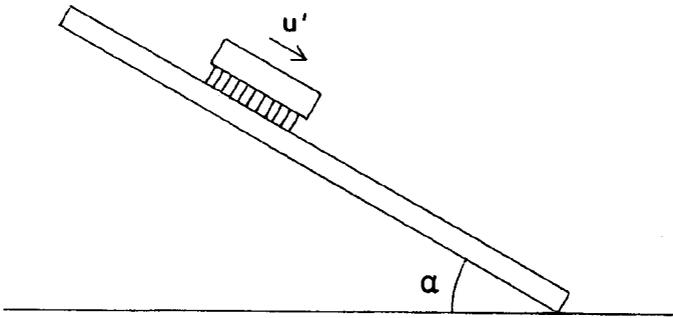


Fig. 2.1 - Modelo físico de fluência friccional: um miriápode deslizando sobre um plano inclinado.

Experimentando miriápodas com pés de diferentes comprimentos e elasticidades, verifica-se que a dependência entre a velocidade e a inclinação, como se mostra na Fig. 2.2, é aproximadamente representada pela seguinte equação

$$\frac{u'}{u_\phi} = 10^{-L \left(\frac{\text{tg}\Phi}{\text{tg}\alpha} - 1 \right)} \quad (2.1)$$

sendo:

- u' - velocidade do miriápode correspondente à inclinação α ;
- u_ϕ - Idem, quando a inclinação atinge o ângulo ϕ de fricção entre o miriápode e o plano, e a partir do qual o movimento passa de uniforme a acelerado;
- L - coeficiente de lentidão.

3 - O MODELO DE REID

O modelo de ressalto elástico de Reid (1910), geralmente aceite para o mecanismo gerador de sismos ao longo de uma falha, pode considerar-se como dois miriápodes deslizando um sobre o outro como se esquematiza na Fig. 3.1.

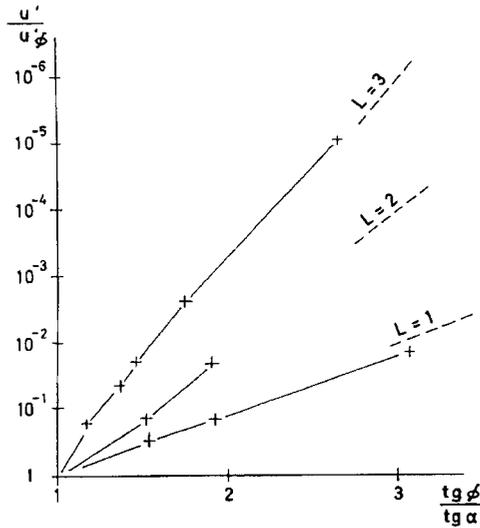


Fig. 2.2 - Resultados de ensaios com miriápodes de diferentes características.

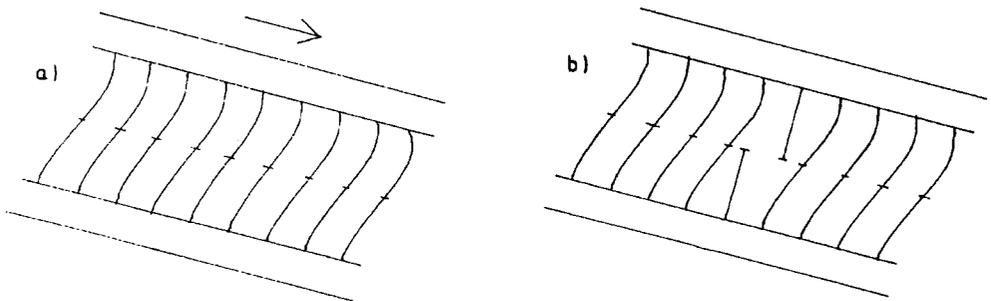


Fig. 3.1 - Modelo de Reid. Na transição entre as configurações (a) e (b) ocorre o ressalto elástico de um par de pés do modelo.

4 - MODELO FÍSICO DO CICLO SÍSMICO

Em anterior trabalho (Nascimento, 1979) apresentou-se um modelo físico das deformações elásticas de rugosidades de superfícies em contacto deslizando uma sobre a outra, modelo esse que se ajusta satisfatoriamente ao *ciclo sísmico* estabelecido por Reid em quatro fases (Scholz, 1990): *pré-sísmica*, *sísmica*, *pós-sísmica* e *intersísmica*.

As rugosidades (Fig. 4.1) são simuladas por molas de relógio formando arcos encastrados em duas tábuas de madeira. Mantendo fixa a tábua inferior e deslocando a superior, mediram-se o deslocamento u bem como as forças normal N e tangencial T desenvolvidas no contacto entre as molas (Fig. 4.2).

A fase pré-sísmica (Fig. 4.1) vai desde o contacto das rugosidades (a) até que a respectiva superfície de contacto fica paralela ao deslizamento (b); a fase sísmica desde (b) até (c), quando subitamente as molas sofrem grandes deslocamentos e libertam energia elástica, embora seja muito pequeno o deslocamento relativo das tábuas; e a fase pós-sísmica, desde (c) até à perda de contacto entre as rugosidades (d). Nesta última fase um resto de energia elástica força o deslizamento em vez de se lhe opor. Isso vê-se na Fig. 4.2 onde se mostra que a força tangencial, positiva na fase pré-sísmica (T'), passa a negativa (T'') na fase pós-sísmica.

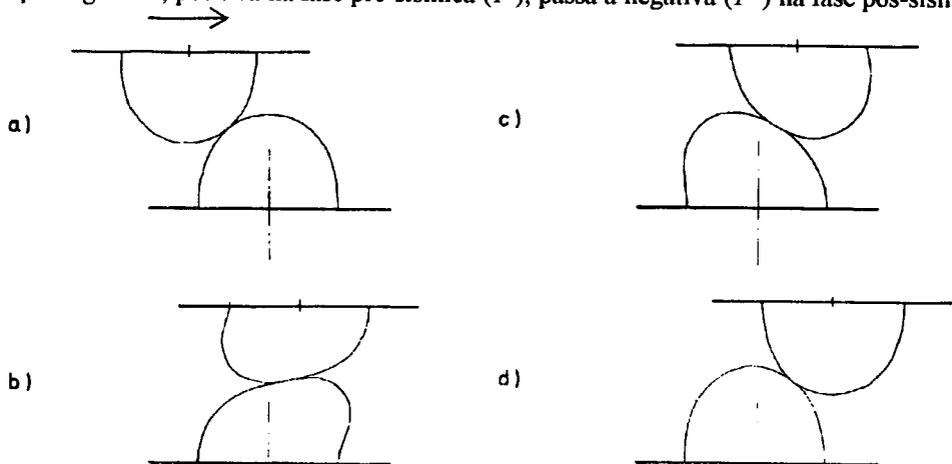


Fig. 4.1 - Modelo do ciclo sísmico. a) Início do ciclo. b) Próximo do fim da fase pré-sísmica. c) Após o ressalto elástico, início da fase pós-sísmica. d) Fim do ciclo.

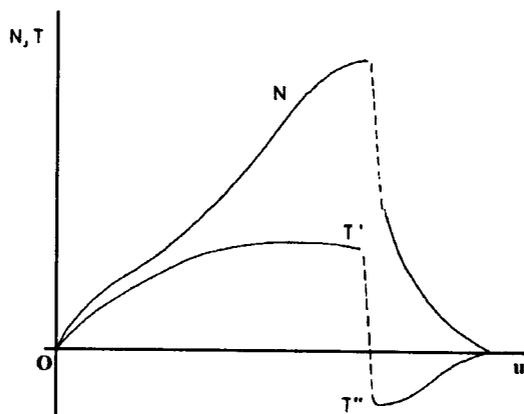


Fig. 4.2 - Forças normal N e tangencial T em função do deslocamento u . No ressalto elástico a força tangencial passa de positiva T' a negativa T'' .

Adiante se verá (Art.º 9 e 10) que, após o ressalto elástico pode ocorrer importante diminuição da escala das unidades sísmicas determinantes da fase pós-sísmica.

MODELAÇÃO

5 - RUGOSIDADE, CONCENTRAÇÃO DE TENSÃO E COEFICIENTE DE SEGURANÇA

Na Fig. 5.1 esquematiza-se uma falha submetida às tensões médias normal σ e tangencial τ .

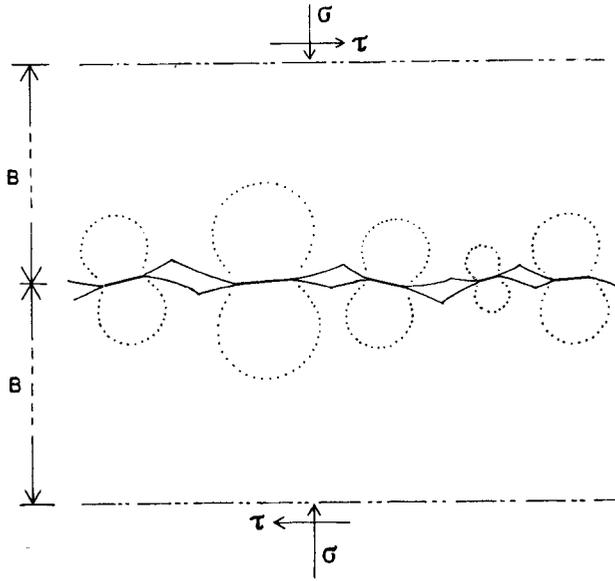


Fig. 5.1 - Esquema de uma falha e dos bolbos de pressão (a pontuado) gerados nos contactos entre rugosidades. Fora dos bolbos de pressão, as tensões são inferiores a 10% da tensão de contacto.

O contacto entre os blocos de falha faz-se por intermédio das respectivas rugosidades, afastadas entre si por uma distância média b que se designará *passo da rugosidade* (Fig. 5.2).

A área total da falha pode considerar-se dividida em *áreas aparentes* A , cada uma delas correspondente a uma rugosidade, mas o contacto efectivo dos blocos faz-se por intermédio das *áreas efectivas* A' dessas rugosidades, nas quais actuam as *tensões efectivas* σ' e τ' .

O campo de tensões inerente a cada contacto efectivo degrada-se nos blocos da falha formando *bolbos de pressão*, como se indica a tracejado na Fig. 5.1. Do efeito aditivo de todos esses bolbos de pressão resulta, para além de uma certa *distância de influência* B , um estado de tensão que se pode considerar uniforme e caracterizado pelos referidos valores σ e τ .

São esses bolbos de pressão cuja formação e colapso é inerente ao deslizamento da falha, que constituem as *unidades fluentes* (UF) da falha.

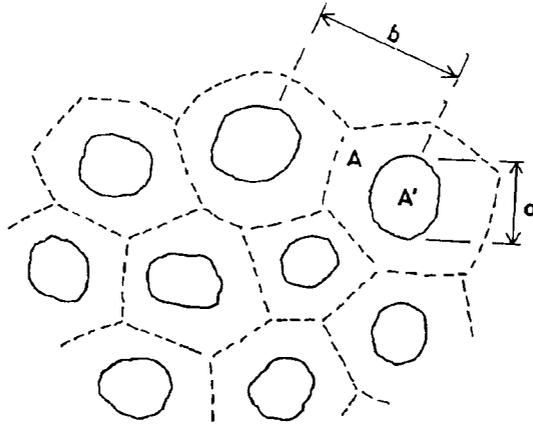


Fig. 5.2 - Esquema das rugosidades de uma falha. A) Área aparente. A') Área efectiva. a) Diâmetro médio de A'. b) Passo da rugosidade.

Quando nesse deslizamento a tensão τ' num dado contacto atinge o seu limite de rotura τ_r , dá-se o ressalto elástico do respectivo par de UF. Nessa situação, essas UF podem assimilar-se a uma estrutura, esquematizada na Fig. 5.3, formada por duas consolas solicitadas por uma tensão τ e cuja rotura é determinada pelo limite τ_r . O coeficiente de segurança central dessa estrutura será pois

$$F = \frac{\bar{\tau}_r}{\bar{\tau}} \tag{5.1}$$

sendo $\bar{\tau}_r$ o valor médio das tensões tangenciais resistentes e $\bar{\tau}$ o valor médio das tensões tangenciais actuantes.

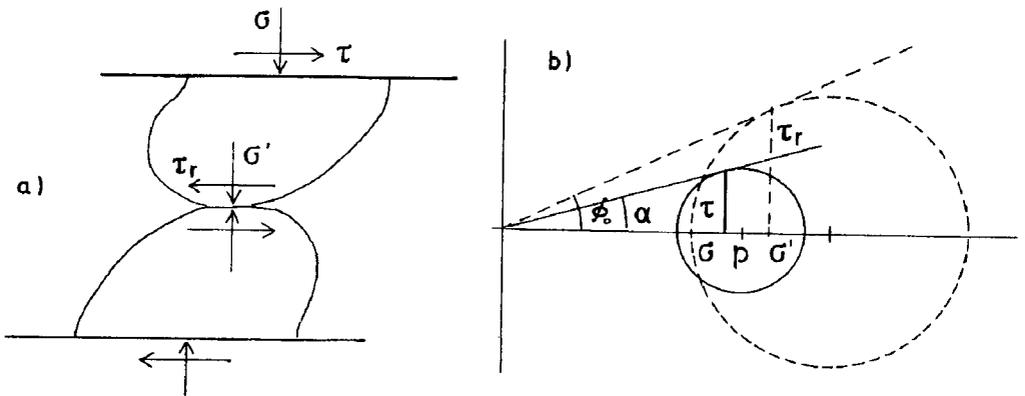


Fig. 5.3 - a) Modelo das rugosidades assimiladas a uma estrutura constituída por duas consolas. b) Círculos de Mohr das respectivas tensões.

Na Fig. 5.3b representam-se os estados de tensão da solicitação (σ, τ) na base das consolas e da resistência no respectivo contacto (σ', τ_r).

Atendendo a que:

$$\tau_r = \sigma' \operatorname{tg} \Phi_o \quad (5.2)$$

$$\tau = \sigma \operatorname{tg} \alpha \quad (5.3)$$

sendo Φ_o o ângulo de fricção na superfície de contacto e α a obliquidade da tensão de sollicitação, a Eq. 5.1 pode escrever-se:

$$F = k \frac{\operatorname{tg} \Phi_o}{\operatorname{tg} \alpha} \quad (5.4)$$

sendo k dado por

$$k = \frac{\sigma'}{\sigma} \quad (5.5)$$

o *coeficiente de concentração da tensão* nas UF.

Como, por razões de equilíbrio estático, é igual a força normal N que actua na base das consolas e no seu contacto (Fig. 5.3), ter-se-á

$$N = \sigma A = \sigma' A_r \quad (5.6)$$

donde estoura expressão para o coeficiente de concentração

$$k = \frac{A}{A_r} \quad (5.7)$$

Admitindo que as áreas A e $A' = A_r$ são, respectivamente, proporcionais a b^2 e a^2 , sendo a o *diâmetro da área de rotura*, suposta circular, será

$$k = C_A \frac{b^2}{a^2} \quad (5.8)$$

sendo C_A um coeficiente dependente da forma dessas áreas. Se as áreas forem geometricamente semelhantes, será $C_A = 1$, se A for quadrada e A_r circular inserida no quadrado, será $C_A = 4/\pi = 1,273$.

Admita-se agora que as rugosidades são perfeitamente elásticas e têm a forma de calotes esféricas de raio R e flecha h , sendo limitadas por círculos de raio igual ao passo b , como se esquematiza na Fig. 5.4. Por efeito da força normal N , que aperta uma contra a outra duas calotes supostas iguais, elas sofrem um achatamento elástico Δh que determina um *imbricamento* I dado por

$$I = 2 \Delta h \quad (5.9)$$

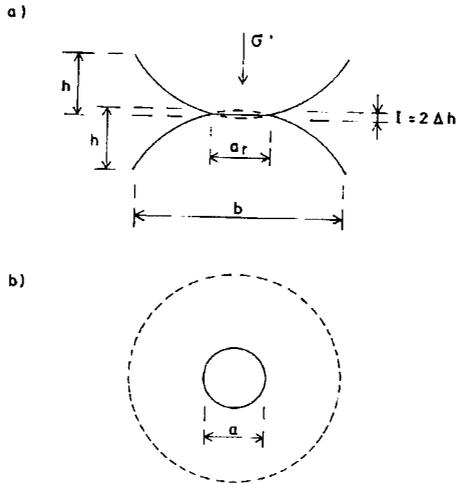


Fig. 5.4 - Contacto entre rugosidades assimilado ao contacto entre duas calotes esféricas.

Admitindo, em primeira aproximação, que a calote mantém a sua curvatura fora da superfície de contacto, ter-se-á

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{a_r^2}{b^2} \quad (5.10)$$

e, atendendo a 5.8 e 5.9,

$$I = 2 h \frac{C_A}{k} \quad (5.11)$$

Pela fórmula de Hertz (1922) tem-se

$$a_r = 1,76 \left(\frac{NR}{E} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.12)$$

para um coeficiente de Poisson $\nu = 0,3$, sendo E o módulo de elasticidade.

Atendendo a 5.6 e a que $A = \pi b^2/4$, obtém-se:

$$N = \sigma \frac{\pi b^2}{4} \quad (5.13)$$

Substituindo este valor na Eq. 5.12 e dividindo ambos os seus membros por b , ter-se-á:

$$\frac{a_r}{b} = 1,62 \left(\frac{\sigma}{E} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{R}{b} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.14)$$

O raio R pode exprimir-se em função da rugosidade h/b , atendendo a que

$$R^2 = \left(\frac{b}{2}\right)^2 + (R-h)^2$$

donde

$$\frac{R}{b} = \frac{1}{8} \frac{1 + 4 \frac{h^2}{b^2}}{\frac{h}{b}} \quad (5.15)$$

Por outro lado, pode exprimir-se a tensão σ em função da pressão hidrostática p correspondente a um líquido de peso específico ρ à profundidade z :

$$p = \rho z \quad (5.16)$$

e da obliquidade da tensão α por meio da seguinte equação que se deduz da Fig. 5.3:

$$\sigma = \frac{p}{1 + tg^2 \alpha} \quad (5.17)$$

A Eq. 5.14, atendendo a 5.4 e, resolvendo em ordem a z , toma a forma

$$z = 0,235 \left(1 + tg^2 \alpha\right) \left(\frac{tg \alpha}{tg \Phi_0}\right)^{-\frac{3}{2}} \frac{E}{\rho} \left(\frac{R}{b}\right)^{-1} F^{-\frac{3}{2}} \quad (5.18)$$

A obliquidade da tensão na falha é, como se vê, de importância fundamental na resolução deste problema. O conhecimento dessa obliquidade depende porém da resolução de um outro problema que é o da avaliação do estado de tensão da litosfera, o qual tem mobilizado muitos esforços de investigação (Zoback et al. 1989). No L.N.E.C. fez-se uma abordagem preliminar desse problema pelo método dos elementos finitos, assimilando a litosfera a uma casca (Câmara et al. 1993).

6 - MODELO PROBABILÍSTICO DA FLUÊNCIA FRICCIONAL

Como se viu, as UF funcionam como se fossem estruturas de resistência R , definida pela respectiva tensão de rotura τ_r , submetida a uma solitação S , dada pela tensão média $\bar{\tau}$ que actua na falha, estruturas essas cujos colapsos e as inerentes redistribuições de tensões determinam o deslizamento da falha.

A relação entre R e S , por um lado, e a taxa de deslizamento da falha, por outro, parece pois ser problema do âmbito da teoria probabilística da segurança estrutural, teoria essa que sofreu grandes desenvolvimentos com os trabalhos de Ferry Borges e Castanheta (1971) e aplicada a estruturas geotécnicas por Nascimento e Castel-Branco Falcão (1971).

Considerando que tanto a resistência R como a solitação S têm distribuições normais, a referida teoria estabelece que entre o coeficiente de segurança central dado por

$$F = \frac{\bar{R}}{\bar{S}} \quad (6.1)$$

sendo \bar{R} e \bar{S} os valores médios da resistência e da solicitação e os respectivos coeficientes de variação C_R e C_S , existe a relação

$$F = \frac{1 + \beta^* \sqrt{C_S^2 + C_R^2} - \beta^{*2} C_S^2 C_R^2}{1 - \beta^{*2} C_R^2} \quad (6.2)$$

A variável β^* , designada por *índice de fiabilidade (reliability index)*, define, na distribuição da diferença $R - S$, que também é normal, a zona de rotura $R - S < 0$ indicada pela área tracejada na Fig. 6.1.

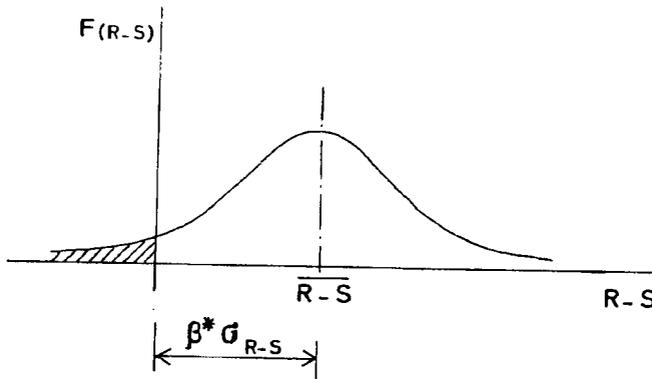


Fig. 6.1 - Densidade de probabilidade da diferença $R - S$.

Como a probabilidade de rotura é medida por essa área, quanto maior for β^* menor será essa probabilidade.

A distância do valor médio $\bar{R} - \bar{S}$ à origem é dada pelo produto $\beta^* \sigma_{R-S}$, sendo σ_{R-S} o desvio padrão da distribuição $R - S$, dado por

$$\sigma_{R-S} = \sqrt{\sigma_R^2 + \sigma_S^2} \quad (6.3)$$

onde σ_R e σ_S são os desvios padrão de R e S .

O índice de fiabilidade é dado por

$$\beta^* = \frac{\bar{R} - \bar{S}}{\sigma_{R-S}} \quad (6.4)$$

e a correspondente probabilidade de rotura P pode obter-se por integração da respectiva função de distribuição normal reduzida, cuja tabela se reproduz graficamente na Fig. 6.2.

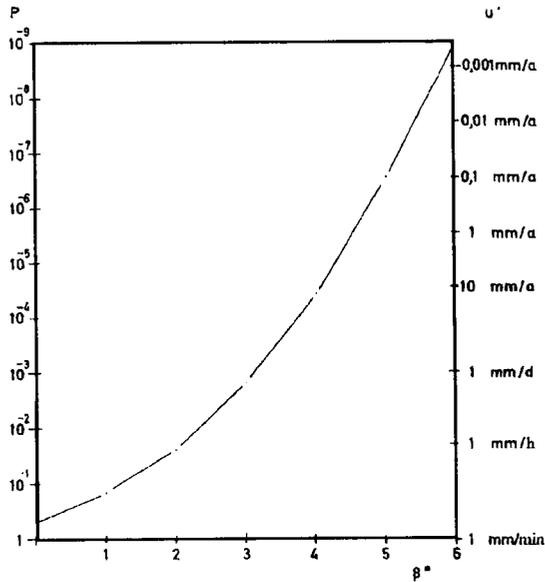


Fig. 6.2 - Probabilidade P e taxa de deslizamento u' em função do índice de fiabilidade

A relação u'/u'_ϕ da Eq. 2.1 não é mais do que a relação entre o número de colapsos de UF que ocorrem num certo intervalo de tempo sob a sollicitação S e o número máximo desses colapsos que ocorrem no mesmo tempo sob uma sollicitação R . Como tal relação corresponde à probabilidade de rotura representada na Fig. 6.1 pela área tracejada, ter-se-á:

$$\frac{u'}{u'_\phi} = P \quad (6.5)$$

Na Fig. 6.3 representa-se P em função de F para $C_R = 0,10$ e $C_S = 0,05$, valores estes apresentados apenas a título exemplificativo. Paralelamente às escalas de P e β^* , à esquerda, apresenta-se, à direita, uma escala das velocidades u' de deslizamento da falha, tomando-se como referência a velocidade de deslizamento correspondente à situação de rotura generalizada, a qual, para exemplificação, se toma $u'_\phi = 1$ mm/min, que é a ordem de grandeza da velocidade de ensaios de corte em amostras de rochas. Para permitir uma comparação com a Eq. 2.1 deduzida a partir do modelo físico, indicam-se ainda na Fig. 6.3 os valores do coeficiente de lentidão L desde 1 até 100. Assim se vê que à curva relativa $C_R = 0,10$ e $C_S = 0,05$ corresponde $L \cong 6$.

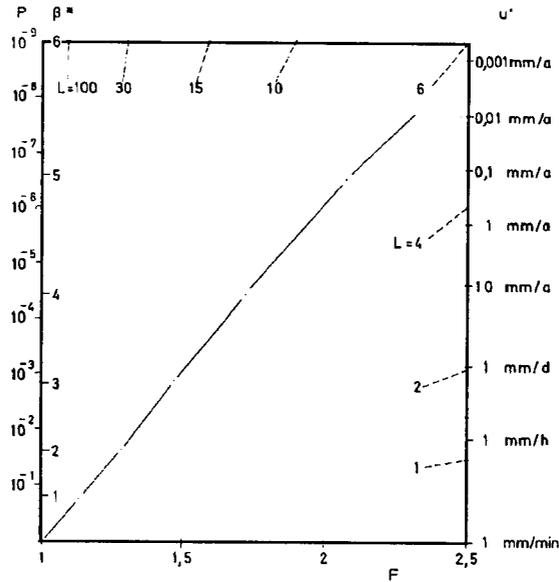


Fig. 6.3 - Probabilidade P , índice de fiabilidade β^* e taxa de deslizamento u' em função do coeficiente de segurança F , para $C_S = 0,05$ e $C_R = 0,10$. A tracejado, as rectas correspondentes aos coeficientes de lentidão L de 1 a 100.

7 - DISTÂNCIA DE INFLUÊNCIA DE UMA FALHA

Para que ao longo de uma falha a solicitação S sobre as UF se possa considerar independente da sua resistência R , condição de validade do modelo probabilístico acima referido, é necessário que os blocos dessa falha tenham uma espessura não inferior a um certo valor que depende principalmente do passo das rugosidades e das características elásticas da rocha. Essa espessura, a *distância de influência da falha*, deve ser tal que o colapso de uma qualquer UF tenha uma influência insignificante no estado de tensão ao longo de um plano a essa distância da falha e paralelo a ela.

Para estimar essa distância, considere-se na Fig. 7.1 uma falha cujas rugosidades são todas iguais de forma tronco-piramidal quadrangular. Admita-se, para simplificar, que as tensões efectivas nessas rugosidades se distribuem nos blocos da falha segundo um ângulo α^* .

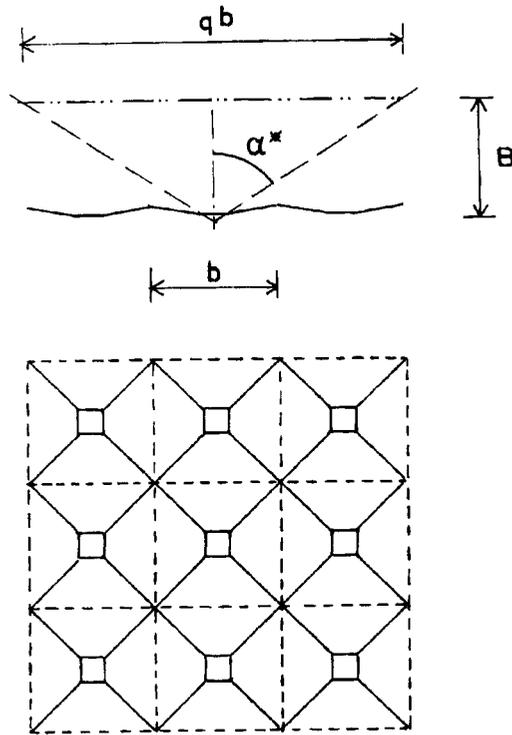


Fig. 7.1 - Esquema de degradação, segundo um ângulo α^* , da tensão de contacto de uma rugosidade.

Sendo b o passo das rugosidades, ou seja o lado do quadrado de cada rugosidade, a uma distância

$$B = \frac{qb}{2 \operatorname{tg} \alpha^*} \quad (7.1)$$

já a tensão correspondente se encontra distribuída por um quadrado de lado qb abrangendo q^2 rugosidades. Portanto, a essa distância B , onde a tensão seja τ , o colapso de uma UF representa apenas uma diminuição de tensão $\Delta\tau$ numa proporção

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{1}{q^2} \quad (7.2)$$

Atendendo a 7.1 ter-se-á

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{1}{4 \left(\frac{B}{b}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \alpha^*} \quad (7.3)$$

Na Fig. 7.2 representa-se esta equação para três valores de α^* . Como se vê, para uma distância de influência tal que B/b seja igual ou maior que dez, já a influência $\Delta\tau/\tau$ de um colapso é inferior a 1%.

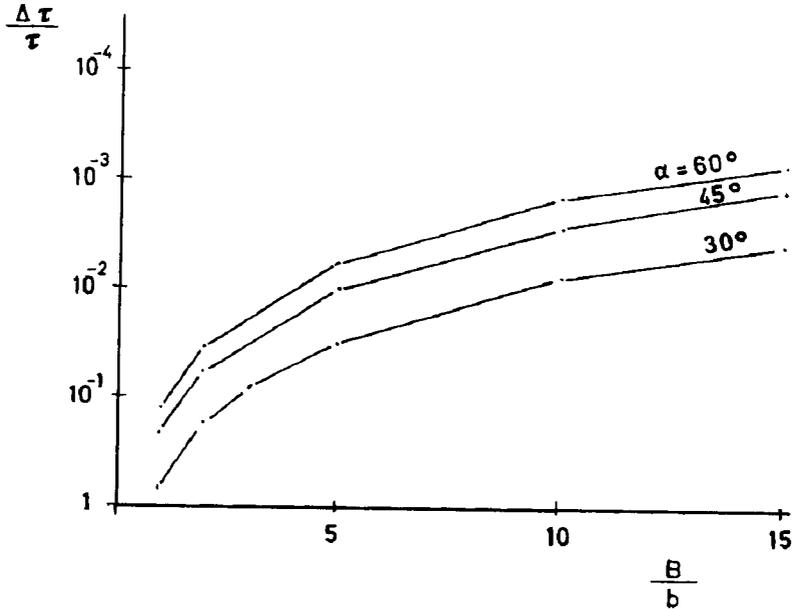


Fig. 7.2 - Influência da queda de tensão $\frac{\Delta\tau}{\tau}$ devida ao colapso de um contacto entre rugosidades em função da distância relativa B/b .

8 - UNIDADES SÍSMICAS DE UMA FALHA

A relação taxa de deslizamento/coeficiente de segurança, traduzida quer pelo modelo físico (Art. 2), quer pelo modelo probabilístico (Art. 6), pressupõe uma falha com um número suficientemente elevado de UF e com blocos de espessura não inferior à distância de influência B , como se esquematiza na Fig. 8.1a. No entanto, se a espessura dos blocos de falha for B_n muito maior que B , isso permite que as UF, agrupando-se, constituam UF de grande escala, como se esquematiza na Fig. 8.1b.

Com efeito, se B_n for suficientemente grande, podem formar-se grupos de n UF que funcionam como *pés* de um miriápode de maior escala. Cada um desses grupos, que constitui uma amostra de n elementos da população das UF, designar-se-á por *unidade sísmica* (US) de escala n .

A área aparente A_n dessas US contem n áreas aparentes A das UF que a constituem, ou seja

$$A_n = n A \quad (8.1)$$

Portanto, admitindo-se que são geometricamente semelhantes as áreas A_n e A , ter-se-á a seguinte relação entre o passo b_n das US e o passo b das UF:

$$b_n = b \sqrt{n} \quad (8.2)$$

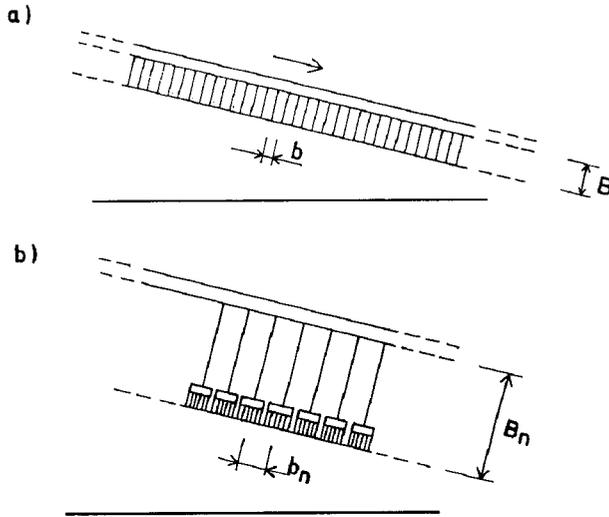


Fig. 8.1 - a) Falha cujo deslizamento se faz à escala das rugosidades (UF). b) Falha cujo deslizamento se faz à escala de raços de UF constituindo unidades sísmicas (US) de escala n.

Como se pode deduzir uma equação análoga à Eq. 8.1 para as áreas efectivas, será

$$\frac{A_n}{A_m} = \frac{A}{A_r} = k = C_A \frac{b^2}{a_{rn}^2} \quad (8.3)$$

donde, atendendo a 5.8

$$a_{rn} = b_n \sqrt{\frac{C_A}{k}} \quad (8.4)$$

Estas considerações podem resumir-se dizendo que se admite neste modelo que há auto-similaridade (*self-similarity*), tal como é usual observar-se na natureza (Lomnitz, 1994). Quer dizer, há semelhança entre as US de qualquer escala n, incluindo a escala n = 1 para a qual as US são as UF inerentes às próprias rugosidades da falha. Deste modo, ter-se-á também

$$\frac{D_n}{D} = \frac{I_n}{I} = \frac{b_n}{b} \quad (8.5)$$

sendo $D=2R$ o dobro do raio de curvatura das rugosidades e I o imbricamento destas, adiante definidas (Fig. 9.1).

De acordo com a teoria da amostragem estatística, cada US será caracterizada pela média R_n das tensões de rotura das suas UF, e o conjunto dessas US ao longo da falha constitui, por sua vez, uma população cuja resistência média $\overline{R_n}$ é a mesma da população de UF e cujo desvio padrão σ_{Rn} é o da população dessas UF, σ_R , dividido pela raiz quadrada de n. Ter-se-á pois

$$\overline{R_n} = \overline{R} \quad (8.6)$$

$$\sigma_{Rn} = \frac{\sigma_R}{\sqrt{n}} \quad (8.7)$$

O coeficiente de variação C_{Rn} da população de US será portanto dado por

$$C_{Rn} = \frac{C_R}{\sqrt{n}} \quad (8.8)$$

Aplicando à população das US o mesmo modelo probabilístico (Art. 6), obtêm-se as curvas de P em função de F representadas na Fig. 8.2 para vários valores de n , sendo $C_S = 0,05$ e $C_R = 0,10$.

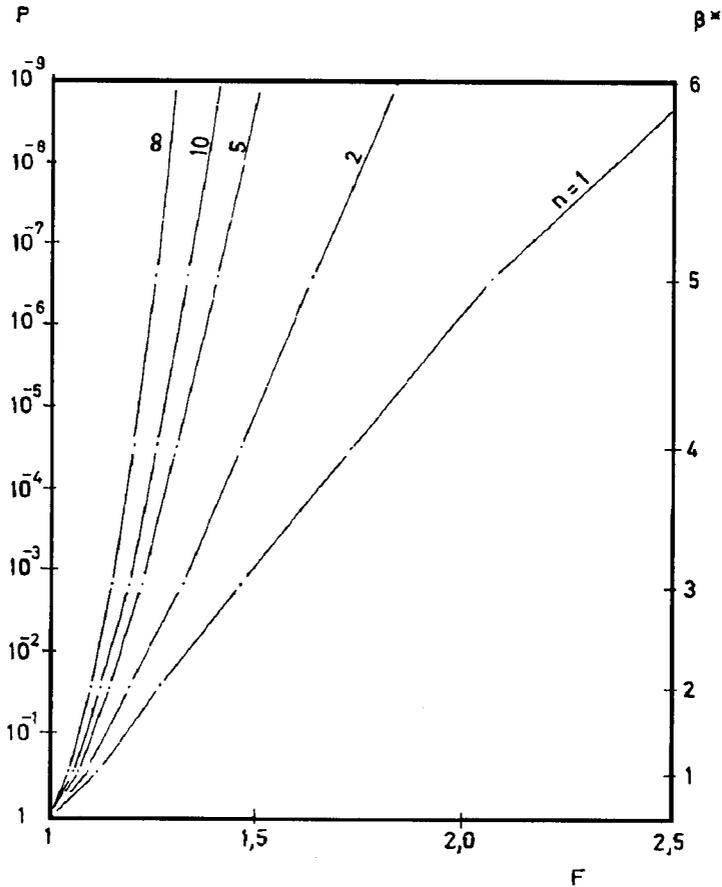


Fig. 8.2 - Probabilidade P em função do coeficiente de segurança F para US de várias escalas n , sendo $C_S = 0,05$ e $C_R = 0,10$.

Como se vê, quanto maior é a escala n das US, menor é o respectivo coeficiente de segurança F , isto por efeito da Eq. 8.7. Há pois aqui um *efeito de escala* que se presume ser da mesma natureza daquele que, em Mecânica das Rochas, vem sendo objecto de investigações nos últimos anos (Cunha, 1992); e que poderá também esclarecer a discrepância entre as elevadas resistências friccionais obtidas em ensaios laboratoriais de rochas e as baixas resistências deduzidas do balanço energético inerente aos sismos (Lay et al., 1995).

Quer dizer, para uma dada taxa de deslizamento e correspondente probabilidade P , as US serão de escala tanto maior quanto o permitam as condições geológicas da falha.

Mostram também as referidas figuras que, quando a escala das US excede cerca de $n=100$, o coeficiente de segurança F é independente de n e de C_R

Com efeito, para valores muito grandes de n , a Eq. 6.2, tendo em atenção 8.8, reduz-se a:

$$F = 1 + \beta * C_S \quad (8.9)$$

Igualando este valor de F ao que é dado pela Eq.5.4, obtém-se

$$\beta * C_S = k \frac{\text{tg}\Phi_0}{\text{tg}\alpha} - 1 \quad (8.10)$$

Mostra esta equação que, para uma dada taxa de deslizamento e um dado estado de tensão, o coeficiente de variação C_S cresce linearmente com o coeficiente de concentração das tensões.

9 - CICLO SÍSMICO

Para modelar o ciclo sísmico considerar-se-á também as rugosidades como calotes esféricas elásticas. Começar-se-á no entanto por um modelo de referência no qual tais calotes são hemisférios e o imbricamento muito pequeno relativamente ao raio desses hemisférios, isto para simplificar o modelo de modo a poder aplicar-lhe a fórmula de Mindlin (1949) relativa às deformações elásticas distorcionais. Mais adiante (Art. 10) se mostrará como, a partir deste modelo, cuja rugosidade é de $h/b = 0,5$, se chega aos modelos em que tais rugosidades são da ordem dos centésimos.

Considere-se então na Fig. 9.1 duas calotes esféricas do mesmo raio R , uma das quais (a) se desloca segundo uma trajectória rectilínea $A_0 A M B_0$ relativamente à outra (b) de centro O , suposta fixa.

A evolução da UF gerada no contacto das duas calotes depende do imbricamento $I = 2R - MO$. Tal imbricamento determina o ângulo máximo de imbricamento $\beta_m = A_0 OM$, dado por

$$\cos \beta_m = 1 - \frac{I}{2R} \quad (9.1)$$

bem como o percurso de contacto $c = A_0 B_0$, dado por

$$c = 4 R \text{ sen } \beta_m \quad (9.2)$$

que se designará *percurso do ciclo sísmico*.

O centro da área de contacto das calotes descreve uma recta $A_{co} A_c M_c B_{co}$, cujos segmentos têm metade dos comprimentos $A_0 A M B_0$.

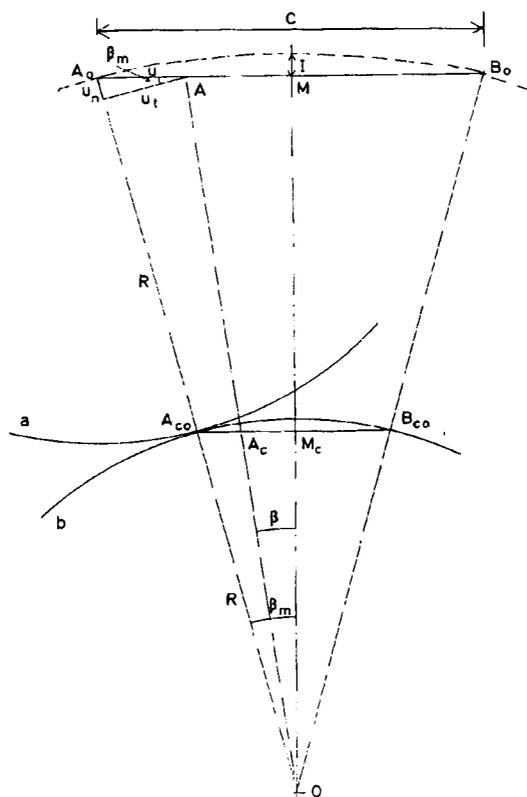


Fig. 9.1 - Esquema do início do contacto entre rugosidades simuladas por calotes esféricas.

Admitindo-se que as calotes estão perfeitamente encastradas, isto é, que não podem rodar, um deslocamento $u = A_0 A$ tem uma componente normal u_n de aproximação entre as calotes dada por

$$u_n = 2R \left(1 - \frac{\cos \beta_m}{\cos \beta} \right) \quad (9.3)$$

e uma componente tangencial u_t que altera o ângulo de imbricamento do valor β_m para outro valor β que, se não houvesse fricção, seria dado por

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\frac{c}{2} - u}{2R - I} \quad (9.4)$$

A aproximação u_n faz-se à custa da deformação elástica que gera a área de contacto de diâmetro a dada pela fórmula de Hertz (1922), a qual, para um coeficiente de Poisson $\nu = 0,3$, tem a seguinte forma

$$a = 1,76 \left(\frac{N}{E} R \right)^{\frac{1}{3}} \quad (9.5)$$

donde se deduz

$$N = 0,183 \frac{E}{R} a^3 \quad (9.6)$$

Admitindo, em primeira aproximação, que esse diâmetro médio é igual à corda do arco, cuja flecha é $\frac{u_n}{2}$, ter-se-á

$$\left(\frac{a}{2}\right)^2 = R^2 - \left(R - \frac{u_n}{2}\right)^2$$

donde

$$a = 2 \sqrt{Ru_n - \frac{u_n^2}{4}} \quad (9.7)$$

Quanto à componente tangencial u_t , no caso real de haver fricção, ela inclui também um pequeno deslocamento elástico Δu_{te} , causado pela força tangencial dessa fricção:

$$T = fN \quad (9.8)$$

(sendo f o coeficiente de fricção). Para avaliar esse deslocamento elástico Δu_{te} recorre-se à fórmula de Mindlin (1949):

$$\frac{du_{te}}{dT} = \frac{2 - \nu}{2Ga} \left(1 - \frac{T}{fN}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (9.9)$$

Atendendo à Eq. 9.6 e a que o módulo de rigidez é dado por

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)} \quad (9.10)$$

e fazendo o coeficiente de Poisson $\nu = 0.3$, e ainda à Eq. 9.6, a Eq. 9.9 pode escrever-se

$$\frac{d\left(\frac{T}{fN}\right)}{du_{te}} = \frac{\left(1 - \frac{T}{fN}\right)^{\frac{1}{3}}}{U} \quad (9.11)$$

sendo

$$U = 1,27 f \left(\frac{N^2}{E^2 R}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (9.12)$$

A fórmula de Hertz que dá a aproximação u_n entre duas esferas elásticas tem a forma:

$$u_n = 1,55 \left(\frac{N^2}{E^2 R}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (9.13)$$

Eliminando a expressão entre parêntesis entre as Eq. 9.12 e 9.13, obtém-se

$$U = 0,82 f u_n \quad (9.14)$$

Este parâmetro U representa o deslocamento elástico linear que haveria se na periferia da área de contacto das calotes não se formasse, segundo Mindlin, uma coroa de deslizamento friccional. Com efeito, segundo Hertz, a tensão normal na área de contacto é nula na periferia, enquanto que no seu centro é 1,5 vezes a tensão média. Daí resulta que uma força tangencial aplicada nessa área produziria tensões tangenciais infinitas na sua periferia, as quais, porque não podem ser suportadas pelo material, geram o referido deslizamento friccional.

A integração de 9.11 dá*

$$\frac{\Delta u_{te}}{U} = 1,5 \left[1 - \left(1 - \frac{T}{fN} \right)^{\frac{2}{3}} \right]$$

ou, resolvendo em relação a T/fN

$$\frac{T}{fN} = 1 - \left(1 - \frac{\Delta u_{te}}{1,5U} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (9.15)$$

Na Fig. 9.2 esta Eq. 9.15 é representada pela curva OAM₁.

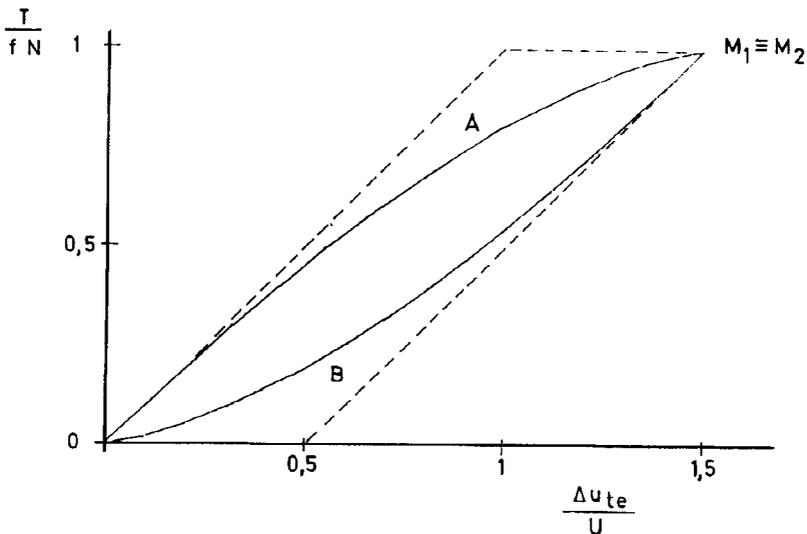


Fig. 9.2 - Força tangencial T , sob força normal N constante, em função do deslocamento elástico. OAM: curva de carga. MBO: curva de descarga.

* Erster Teil-Integraltafel. Spring-Verlag, Wien, 1949

$$\int \frac{dx}{\sqrt[n]{ax+b}} = \frac{n}{(n-1)a} (x+b)^{1-\frac{1}{n}} + c$$

O valor máximo de Δu_{te} é portanto, atendendo a 9.14:

$$\Delta u_{te} = 1,5U = 1,23 f u_n \quad (9.16)$$

Para mostrar a influência do deslocamento elástico de Mindlin, considere-se na Fig.9.3 que o ciclo se encontra num dado ponto A correspondente ao deslocamento u . Nesse ponto as calotes sofreram uma distorção elástica Δu_{te} que se fez sem variação do ângulo formado entre a superfície de contacto e a trajectória. Segundo a trajectória, tal distorção corresponde a um deslocamento elástico dado por

$$\Delta u_e = \frac{\Delta u_{te}}{\cos \beta} \quad (9.17)$$

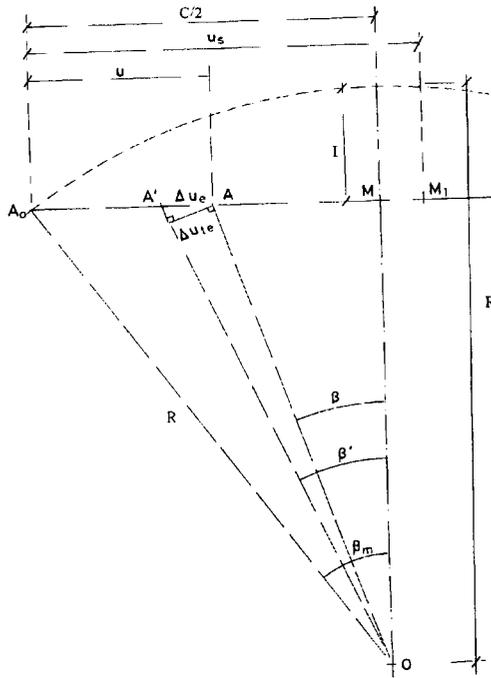


Fig. 9.3 - Alteração do ângulo de imbricamento de β para β' , causada pelo deslocamento tangencial elástico Δu_{te} .

Daí resulta que o ângulo de imbricamento real β' deixa de ser dado por 9.4 passando a sê-lo por

$$\text{tg } \beta' = \frac{\frac{c}{2} - (u - \Delta u_e)}{2R - I} \quad (9.18)$$

Quer dizer, existe um desvio angular elástico

$$\Delta \beta_e = \beta' - \beta \quad (9.19)$$

o qual, nesta fase pré-sísmica, é positivo.

Enquanto que, sem fricção, o ângulo de imbricamento anular-se-ia no ponto M, a meio do percurso do ciclo sísmico, havendo fricção, o ângulo β' só se anulará quando o deslocamento se encontrar em M_1 de coordenada

$$u_s = \frac{c}{2} + \Delta u_s \quad (9.20)$$

sendo Δu_s o valor de Δu_{te} no fim da fase pré-sísmica. Atendendo a 9.14 e a que o deslocamento u_n é, nesse ponto, igual ao imbricamento I, será

$$\Delta u_s = 1,23 fl \quad (9.21)$$

Segundo a direcção do deslocamento, as forças T_u e N_u são dadas por

$$T_u = N \text{ sen } \beta' + T \text{ cos } \beta' \quad (9.22)$$

$$N_u = N \text{ cos } \beta' - T \text{ sen } \beta' \quad (9.23)$$

Fazendo

$$f = \frac{T}{N} = \text{tg} \Phi_0 \quad (9.24)$$

sendo Φ_0 o ângulo de fricção entre as superfícies em contacto, ter-se-á

$$\frac{T_u}{N_u} = \text{tg} \Phi_u = \text{tg}(\Phi_0 + \beta') \quad (9.25)$$

No ponto M_1 do percurso sísmico (Fig. 9.4), a US, com uma grande quantidade de energia elástica armazenada, encontra-se numa configuração instável, porque nesse mesmo ponto a US pode ter outra configuração de menor energia elástica, e portanto mais estável, configuração essa igual àquela que resultaria de um deslocamento $M_2 M_1$ da curva de descarga $M_2 B O$ da Fig. 9.2. Dá-se pois uma modificação súbita de configuração com libertação de energia elástica, isto é, o ressalto elástico exemplificado no modelo físico referido no Art. 4.

Presume-se que, após o ressalto, se dará o colapso da US e que, durante o período de réplicas, se estruturarão novas US de menor escala que determinarão a fase pós-sísmica. No entanto, se a US mantivesse a mesma escala, o deslocamento $M_2 M_1 B_0$ (Fig. 9.4) corresponderia à curva de descarga $M_2 B O$ da Fig. 9.2.

Nessa curva de descarga, considera-se que, para um dado deslocamento $\Delta u_{te}/U$, o correspondente valor T_d/fN resulta da sobreposição do valor máximo $T/fN = 1$ com um valor negativo dado pela Eq. 9.15, ou seja

$$\frac{T_d}{fN} = 1 - \left(\frac{T}{fN} \right)_{1,5 - \Delta u_{te}/U} \quad (9.26)$$

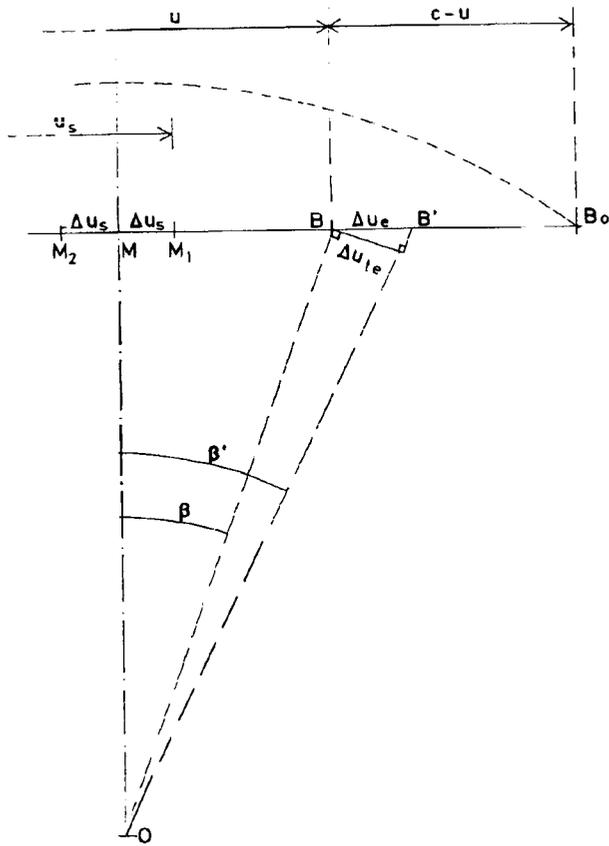


Fig. 9.4 - Influência do deslocamento tangencial elástico Δu_{te} na fase pós-sísmica.

Atendendo a 9.15

$$\left(\frac{T}{fN}\right)_{1,5-\Delta u_{te}/U} = 1 - \left[1 - \frac{1}{1,5} \left(1,5 - \frac{\Delta u_{te}}{U}\right)\right]^{\frac{3}{2}} = 1 - \left(\frac{\Delta u_{te}}{1,5U}\right)^{\frac{3}{2}}$$

substituindo em 9.26:

$$\frac{T_d}{fN} = \left(\frac{\Delta u_{te}}{1,5U}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (9.27)$$

que é representada pela referida curva M_2 BO da Fig. 9.2.

A partir do ponto M_2 (Fig. 9.4), onde o deslocamento elástico sísmico ($-\Delta u_s$) é igual e de sinal contrário ao da fase pré-sísmica, admite-se que o deslocamento elástico da fase pós-sísmica Δu_{te} vai diminuindo proporcionalmente ao deslocamento $c - u$ que falta para concluir o percurso sísmico:

$$\Delta u_{te} = -\frac{c - u}{u_s} \Delta u_s \quad (9.28)$$

A duração t de metade do percurso sísmico será

$$t = \frac{c}{2u'} \quad (9.29)$$

A taxa de distorção γ' é dada por

$$\gamma' = 3,17 \cdot 10^{-8} \frac{u'}{D_n} \quad (9.30)$$

sendo u' em mm/ano; e a viscosidade aparente por

$$\mu = \frac{\sigma t g \alpha}{\gamma'} \quad (9.31)$$

10 - ENERGIA SÍSMICA E MOMENTO SÍSMICO

Na Fig. 10.1a esquematiza-se a calote que simula uma rugosidade, bem como o hemisfério que a contém. Supondo que a rugosidade é todo o hemisfério, como se indica a tracejado e se admitiu no Art. 9, pode-se calcular pela fórmula de Mindlin o deslocamento elástico Δu_s . Sendo a rugosidade apenas a calote de passo b , admitir-se-á, em primeira aproximação, que o deslocamento d correspondente ao ressalto elástico é dado por

$$\frac{d}{\Delta u_s} = \frac{2h - I}{2R - I} \quad (10.1)$$

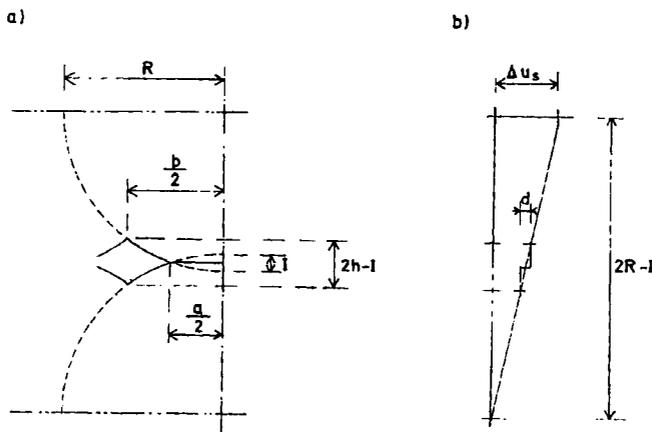


Fig. 10.1 - Relação entre o deslocamento Δu_s do hemisfério de referência e o deslocamento sísmico d da calote de passo b que simula a rugosidade.

Quer dizer, admite-se que são semelhantes os triângulos de bases Δu_s e d esquematizados na Fig. 10.1b.

Atendendo ao valor de I dado pela Eq. 5.11, pode dar-se a 10.1 a forma

$$\frac{d}{\Delta u_s} = \frac{h}{b} \frac{1 - \frac{C_A}{k}}{\frac{R}{b} - \frac{h}{b} \frac{C_A}{k}} \quad (10.2)$$

Quando se dá o ressalto d inerente ao deslocamento sísmico, a força tangencial passa do valor T_{us1} , correspondente ao fim da fase pré-sísmica, para o valor T_{us2} correspondente ao início da fase pós-sísmica.

Considerar-se-á que a energia sísmica é a energia libertada pela anulação de T_{us1} e que isso ocorre em metade do deslocamento d ; isto é, para o par de US, essa energia será dada por

$$W = \frac{1}{2} T_{us1} d \quad (10.3)$$

Considera-se porém que o valor assim obtido, que é o da energia elástica que é armazenada na fase pré-sísmica, constitui apenas um referencial do valor máximo da energia sísmica. Com efeito, para se obter um valor mais aproximado dessa energia, haveria que subtrair àquele referencial a energia dissipada em fricção. Mas, em que fracção da área de rotura se dá essa dissipação, dado que se presume que a ordem da US sofre grande diminuição com o ressalto sísmico? E essa diminuição dá-se subitamente ou durante as réplicas (*after shocks*), que podem ocorrer meses após o sismo principal (*main shock*)? Entra-se assim numa área que continua objecto de investigações (Lay et al. 1995).

O momento sísmico é, por definição,

$$M_0 = G A_s d \quad (10.4)$$

sendo G dado por 9.10 e A_s por

$$A_s = \frac{\pi \alpha_s^2}{4} \quad (10.5)$$

Calculando-se por meio deste modelo os valores de $\log M_0$ e $\log W$ em função de $\log n$, verifica-se que tais funções são do tipo

$$\log M_0 = 1,5 O + \log M_{00} \quad (10.6)$$

$$\log W = 1,5 O + \log W_0 \quad (10.7)$$

Sendo O a ordem da US, dada por

$$O = \log n \quad (10.8)$$

e M_{00} e W_0 o momento sísmico e a energia sísmica correspondentes a O nulo.

A equação 10.4 do momento sísmico poderá escrever-se

$$M_0 = \frac{\tau_r}{\gamma} A_s d = \frac{T_{us1}}{\gamma} d \quad (10.9)$$

sendo

$$\gamma = \frac{\Delta u_s}{D_n} \quad (10.10)$$

a distorção causada pela tensão τ_r .

Das Eq. 10.13 e 10.9, obtém-se a seguinte relação entre energia e momento sísmico.

$$\frac{W}{M_0} = \frac{\gamma}{2} \quad (10.11)$$

Segundo Riznichenko (1985), o momento sísmico tem o defeito de não conter nenhuma dependência com a frequência do sismo, permitindo assim que um sismo lento ou uma fluência rápida possam gerar um elevado momento sísmico, muito embora tenha uma magnitude insignificante.

O presente modelo poderá eventualmente permitir estabelecer tal dependência, assimilando a US a um oscilador elástico cuja mola é afastada da sua posição de equilíbrio de uma distância $d/2$, por efeito da força T_{us1} .

Com efeito, a constante dessa mola será

$$K = \frac{T_{us1}}{d/2} \quad (10.12)$$

e a frequência da sua oscilação será

$$f_s = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{m}} \quad (10.13)$$

sendo m a massa oscilante, cujo valor poderá expressar-se por

$$m = C_v a_s^3 \frac{\rho}{g} \quad (10.14)$$

onde C_v é um coeficiente que traduz a parte do volume a_s^3 que é submetido à aceleração da oscilação, e g a aceleração da gravidade.

A Eq. 10.12 pode então escrever-se

$$K = 2 \frac{M \Delta u_s}{d^2 D_n} \quad (10.15)$$

Atendendo a esta Eq. 10.15 e a 10.14, a Eq. 10.13 pode escrever-se

$$(f_s)_{M_0} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{1}{\pi d} \sqrt{\frac{g}{C_v \rho a_s^3}} \sqrt{\gamma M_0} \quad (10.16)$$

equação esta que estabelece a referida dependência entre M_0 e f_s .

De modo análogo, a partir da Eq. 10.3 se pode estabelecer a seguinte equação que relaciona a energia sísmica W com a frequência f_s :

$$(f_s)_W = \frac{1}{\pi d} \sqrt{\frac{g}{C_v \rho a_s^3}} \sqrt{W} \quad (10.17)$$

As Eq. 10.11, 10.16 e 10.17 poderão pois constituir eventuais vias que permitam ulteriores ajustamentos do modelo à realidade.

Note-se que o conceito de momento sísmico tem origem num modelo constituído por um sistema de forças volúmicas formando dois binários (*double-couple*), sistema esse suposto equivalente à rotura da falha no foco sísmico, isto é, dimensionado de modo a produzir as mesmas ondas sísmicas que a rotura da área A_s com o deslocamento d_s . Embora esse modelo de dois binários de sinais contrários tenha momento total nulo, o momento de cada um deles é o momento sísmico dado pela Eq. 10.4.

Segundo Lay et al. (1995), o principal defeito de tal modelo é o de não incluir explicitamente o modo físico pelo qual se inicia e termina a rotura. No modelo aqui proposto, que inclui também dois binários de sinal contrário (o momento das forças N e T na consola da Fig. 5.3 e o momento de encastramento desta consola), embora o início do ressalto sísmico esteja claramente determinado, o mesmo não acontece relativamente ao fim do ressalto, dadas as dúvidas acima referidas relativas às réplicas.

11 - ORDEM DAS US, MAGNITUDE E CONSTANTES RELATIVAS AO MOMENTO SÍSMICO.

Das Eq. 8.2 e 8.4 deduz-se

$$\log a_m = \log b + \frac{1}{2} \left(\log n + \log \frac{C_A}{k} \right) \quad (11.1)$$

ou, atendendo a 10.8 e desprezando C_A/k em face de n ,

$$\log a_m = \log b + \frac{O}{2} \quad (11.2)$$

Da relação empírica de Wyss (1979), citado por Gomes Coelho (1993), entre a área de rotura A_r , em km quadrados, e a magnitude M_s :

$$\log A_r = M_s - 4,15 \quad (11.3)$$

deduz-se a seguinte relação entre diâmetro médio da área de rotura a_m e magnitude:

$$\log a_m = \frac{M_s}{2} + 1 \quad (11.4)$$

De 11.2 e 11.4 deduz-se

$$\Delta = O - M_s = 2(1 - \log b) \quad (11.5)$$

Esta equação significa que a diferença Δ entre a ordem O das US e a magnitude M_s depende apenas do passo b da rugosidade da falha.

Entre o momento sísmico, expresso em din.cm, e a magnitude existe uma relação empírica deduzida por Burcaru citado por Scholz (1990), que é a seguinte:

$$\log M_0 = 1,5 M_s + 16,1 \quad (11.6)$$

ou seja, em N.m :

$$\log M_0 = 1,5 M_s + 9,1 \quad (11.7)$$

sendo $C_0 = 9,1$ uma “constante” independente da magnitude. Desta Eq. 11.7 e da Eq. 10.6 deduz-se

$$\log M_{00} = C_0 - 1,5 \Delta \quad (11.8)$$

12 - PARÂMETROS SISMOLÓGICOS DE UMA FALHA

O presente modelo permite pois calcular os parâmetros sismológicos de uma falha relativos a um dado sismo que nela ocorra.

Com efeito, escolhendo, por um método iterativo, os parâmetros sismológicos da falha de modo a satisfazer a Eq. 5.18, pode calcular-se pela Eq. 10.4 o momento sísmico que iguala o do sismo nela observado.

Quando não se conheça o momento sísmico, mas sim a energia sísmica, procede-se de igual modo, mas calculando-se a energia sísmica pela Eq. 10.3.

Para exemplificação, aplica-se seguidamente o modelo a quatro sismos.

APLICAÇÃO

13 - O SISMO DE LOMA PRIETA DE 18 DE OUTUBRO DE 1989

O epicentro deste sismo situou-se na zona de Loma Prieta, junto à falha de Santo André, na Califórnia.

Segundo a bibliografia (Lomnitz, 1994), as características deste sismo foram as seguintes

Magnitude	$M = 7.1$
Momento sísmico	$M_0 = 2.7 \text{ E } 19 \text{ N.m}$
Profundidade	$z = 19 \text{ km}$

Trata-se de uma falha transcorrente cujas taxas de deslizamento têm sido observadas por métodos geodésicos (Scholz, 1990). Tais observações têm insidido em zonas onde ocorrem deslizamentos inerentes a várias fases do ciclo sísmico, razão pela qual as respectivas taxas apresentam diferenças significativas de zona para zona.

No entanto, no modelo aqui apresentado, a taxa u' é a taxa média de deslizamento, suposta uniforme ao longo de um comprimento da falha suficientemente grande para conter uma população de US com significado estatístico. Tomar-se-á por isso a taxa geológica de deslizamento da falha de Santo André na Península de São Francisco (Scholz, 1990), ou seja:

$$u' = 15 \text{ mm/a}$$

A partir destes dados, apresentam-se na Fig. 13.1 diagramas do módulo de elasticidade em função da profundidade que satisfazem aos dados acima referidos. Para exemplificação, apresentam-se no Quadro 13.1 as características de três sismos correspondentes aos pontos A, B e C indicados na Fig. 13.1.

Assim, considerando que a rugosidade se manifesta à escala dos cristais constituintes das rochas, atribuiu-se ao respectivo passo o valor $b = 5 \text{ mm}$. Daí resulta que a ordem da US é $O = 13,7$. A partir da taxa de deslizamento, obtém-se da Fig. 6.2 o correspondente índice de fiabilidade $\beta^* = 3,95$.

Na Fig. 13.1 apresentam-se, a traço cheio, duas curvas ao longo das quais a obliquidade α da tensão na falha é constante, pelo que serão designadas *isógonas*. Na isógona de $\alpha = 5^\circ$ tomou-se $C_s = 0,10$; na de $\alpha = 10^\circ$, tomou-se $C_s = 0,40$. Estas isógonas têm a particularidade de terem o ângulo de fricção igual à obliquidade ($\Phi_0 = \alpha$), ou seja, de acordo com a Eq. 5.4, nessas curvas o coeficiente k de concentração da tensão é máximo e igual ao coeficiente de segurança F . Ao longo dessas curvas indicam-se os valores da rugosidade h/b , os quais, como se vê, decrescem com a profundidade.

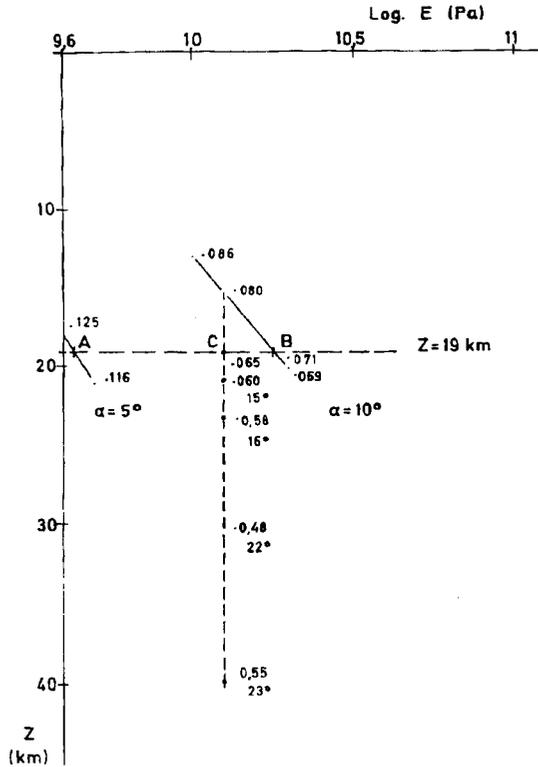


Fig. 13.1 - Sismo de Loma Prieta, 18/10/1989. Os pontos A, B e C representam três eventuais soluções do sismo.

A intersecção dessas curvas com a recta correspondente à profundidade $z = 19$ km (*isobática* de 19 km) define os pontos A e B que constituem duas das infinitas soluções que satisfazem os dados do sismo de Loma Prieta.

A partir de qualquer ponto de uma isógonal pode traçar-se uma recta de módulo de elasticidade constante (*iso-elástica*) como se indica a tracejado a partir do ponto de rugosidade 0,080 da isógonal $\alpha = 10^\circ$. Como se vê, o ângulo Φ_0 cresce com a profundidade até atingir o seu valor máximo que, de acordo com a Eq. 5.4, corresponde à situação de $k = 1$, isto é, de não haver concentração de tensões e, portanto, de ausência de sismos. Na iso-elástica exemplificada, de $E = 1.26 E_{10}$ Pa, esse valor máximo é de $\Phi_0 = 24^\circ,4$ atingido a $z = 107$ km de profundidade, tendo a rugosidade crescido até $h/b = 0,143$.

A intersecção dessa iso-elástica com a isobática de 19 km define o ponto C cujas características constam do Quadro 13.1.

QUADRO 13.1

		A	B	C
M	Magnitude	7.1		
W	Energia sísmica J			
z	Profundidade km	19		
u'	Taxa de deslizamento mm/a	15		
β^*	Índice de fiabilidade	3.95		
b	Passo da rugosidade mm	5		
O	Ordem da US	13.7		
C _v	Coef. vari. solicitações	0.10	0.40	0.40
F	Coeficiente de segurança	1.40	2.58	2.58
E	Módulo de elasticidade Pa	4,37 E 9	1,82 E 10	1.26 E 10
α	Obliquidade da tensão °	5	10	10
Φ_0	Ângulo de fricção °	5	10	13,0
h/b	Rugosidade	0,122	0.071	0.065
z*	Profundidade km	19,3	19,8	18.8
M ₀	Momento sísmico N.m	2,75 E 19	2,79 E 19	2,69 E 19
W*	Energia sísmica J	6,46 E 17	4,41 E 17	6,82 E 17
a _r	Diâm. área de rotura km	30.0	22.1	25,3
d	Deslocamento sísmico m	23,1	10,4	11,1
t	Dura. semiciclo sísmico a	2.0 E 6	1.5 E 6	1,7 E 6
μ	Viscosidade Pa.s	8,2 E 22	2,7 E 22	2,8 E 22

14 - O SISMO DOS AÇORES DE 1 DE JANEIRO DE 1980

O epicentro deste sismo situou-se entre as Ilhas de São Jorge e Terceira. As suas principais características foram as seguintes (Oliveira, 1992):

Magnitude	M = 7,1
Momento sísmico	M ₀ = 2 E 20 Nm
Energia	W = 3 E 16 J
Profundidade	z = 10 km
Comprimento de rotura da falha	70 km
Movimento relativo da falha	9 cm
Queda de tensão na falha	2.5 E 5 Pa

O sismo ocorreu numa falha transcorrente (Madeira J. et al., 1992). Considerando os resultados das observações geodésicas inter-ilhas (Pagarete et al., 1992) atribuir-se-á à falha a taxa média de deslizamento $u' = 10$ mm/a.

Na Fig. 14.1 apresentam-se três isógonas de $\alpha = 10^\circ$, 20° e 25° definindo as soluções A, B e C às profundidades de 10 km, 15 km e 20 km. No Quadro 14.1 indicam-se as principais características dessas soluções.

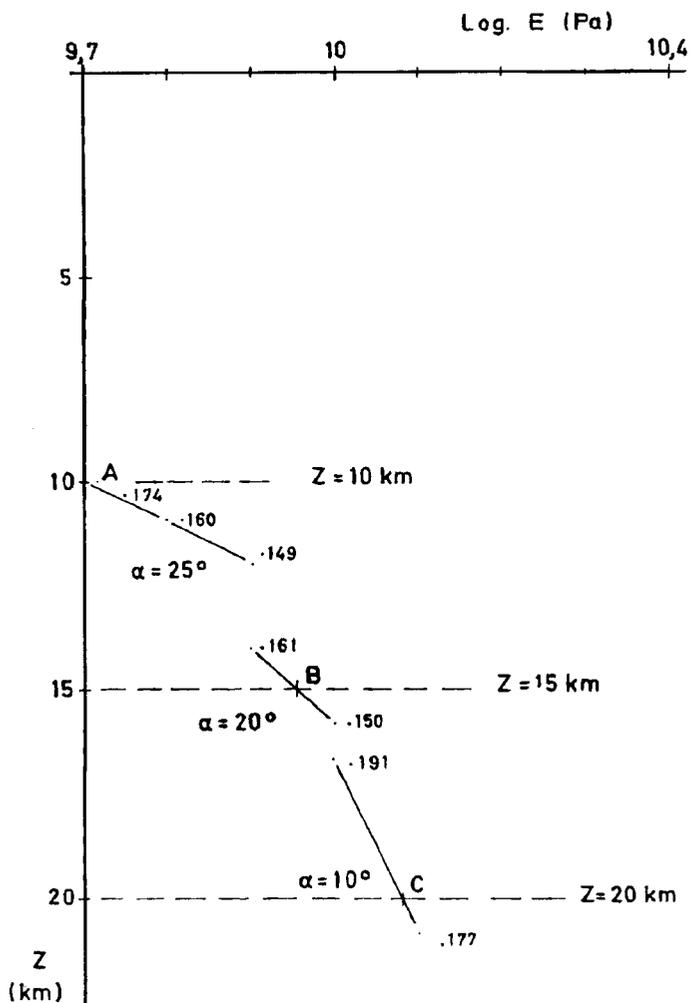


Fig. 14.1 - Sismo dos Açores, 1/1/1980. Os pontos A, B e C representam três eventuais soluções do sismo.

15 - O SISMO DE LISBOA DE 25 DE NOVEMBRO DE 1941

Este sismo, com epicentro a cerca de meia distância entre os Açores e o Continente, teve as seguintes características (Machado, 1970):

Magnitude	$M = 8,3$
Profundidade	$z = 34 \text{ km}$

Na lista de Pacheco e Sykes (1992), transcrita por Lomnitz (1994), são atribuídas a este sismo as características:

Magnitude	$M = 8,2$
Momento sísmico	$M_0 = 1,57 E 21 \text{ N.m}$

embora sem indicação da profundidade. Adotar-se-á $M = 8,2$.

QUADRO 14.1

		A	B	C
M	Magnitude	7,1		
W	Energia sísmica J	3 E 16		
z	Profundidade km	10	15	20
u'	Taxa de deslizamento mm/a	10		
β^*	Índice de fiabilidade	4,1		
b	Passo da rugosidade mm	5		
O	Ordem da US	13,7		
C	Coef. vari.solicitações	0,55		
F	Coeficiente de segurança	3,26		
E	Módulo de elasticidade Pa	5,01 E 9	8,91 E 9	1,15 E 10
α	Obliquidade da tensão °	25	20	10
Φ_0	Ângulo de fricção °	25	20	10
h/b	Rugosidade	0,174	0,155	0,183
z*	Profundidade km	10,1	15,2	20,4
M ₀	Momento sísmico N.m	2,04 E 20	2,02 E 20	2,05 E 20
W*	Energia sísmica J	2,45 E 19	1,63 E 19	9,76 E 18
a	Diâm. área de rotura km	19,7	19,7	19,7
d	Deslocamento sísmico m	349	194	153
t	Dura. semiciclo sísmico a	2,1 E 6	2,0 E 6	2,1 E 6
μ	Viscosidade Pa.s	2,1 E 22	2,9 E 22	1,8 E 22

Quanto à taxa de deslizamento, admitir-se-á, para exemplificação, o valor $u' = 10$ mm/a

Na Fig. 15.1 e no Quadro 15.1 apresentam-se as três soluções A,B e C consideradas.

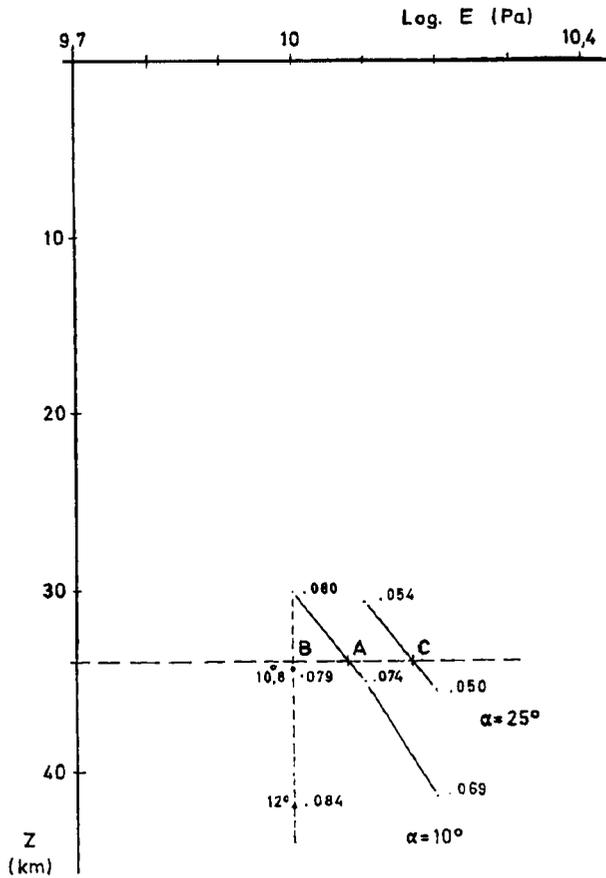


Fig. 15.1 - Sismo de Lisboa, 25/11/1941. Os pontos A, B e C representam três eventuais soluções do sismo.

16 - O SISMO DE LISBOA DE 1 DE NOVEMBRO DE 1755

O epicentro deste sismo situou-se na falha Açores-Gibraltar a mais de 100 km da costa portuguesa. Segundo F. Machado (1970), as suas características foram as seguintes:

Magnitude	$M = 9.0$
Energia	$W = 0.8 \text{ E } 18 \text{ J}$
Profundidade	$z = 40 \text{ km}$

Admitir-se-á que a taxa de deslizamento é a mesma do sismo de Lisboa de 25 de Novembro de 1941, isto é:

$$u' = 10 \text{ mm/a}$$

Na Fig. 16.1 e no Quadro 16.1 apresentam-se as soluções A, B e C consideradas.

QUADRO 15.1

		A	B	C
M	Magnitude	8,2		
W	Energia sísmica J			
z	Profundidade km	34		
u'	Taxa de deslizamento mm/a	10		
β^*	Índice de fiabilidade	4,1		
b	Passo da rugosidade mm	5		
O	Ordem da US	14,8		
C'	Coef. vari. solicitações	0,10	0,10	0,10
F	Coefficiente de segurança	1,41	1,41	1,41
E	Módulo de elasticidade Pa	1,20 E 10	1,00 E 10	1,48 E 10
α	Obliquidade da tensão °	10	10	25
Φ_0	Ângulo de fricção °	10	10,8	25
h/b	Rugosidade	0,070	0,0745	0,051
z*	Profundidade km	34,5	33,7	34,0
M ₀	Momento sísmico N.m	1,63 E 21	1,58 E 21	1,59 E 21
W*	Energia sísmica J	4,58 E 19	5,24 E 19	7,80 E 19
a	Diâm. área de rotura km	106	110	106
d	Deslocamento sísmico m	39,9	43,0	31,7
t	Dura. semiciclo sísmico a	1,06 E 7	1,12 E 7	1,06 E 7
μ	Viscosidade Pa.s	2,4 E 23	2,2 E 23	7,7 E 23

Note-se que as iso-elásticas com origem na isógona $\alpha = 1^\circ$ definem as profundidades máximas de ocorrência de sismos, profundidades essas que crescem desde 48 km, para E = 5.01 E 9 Pa, até 103 km, para E = 1,26 E 10 Pa, todas para $\Phi_0 = 1^\circ,04$.

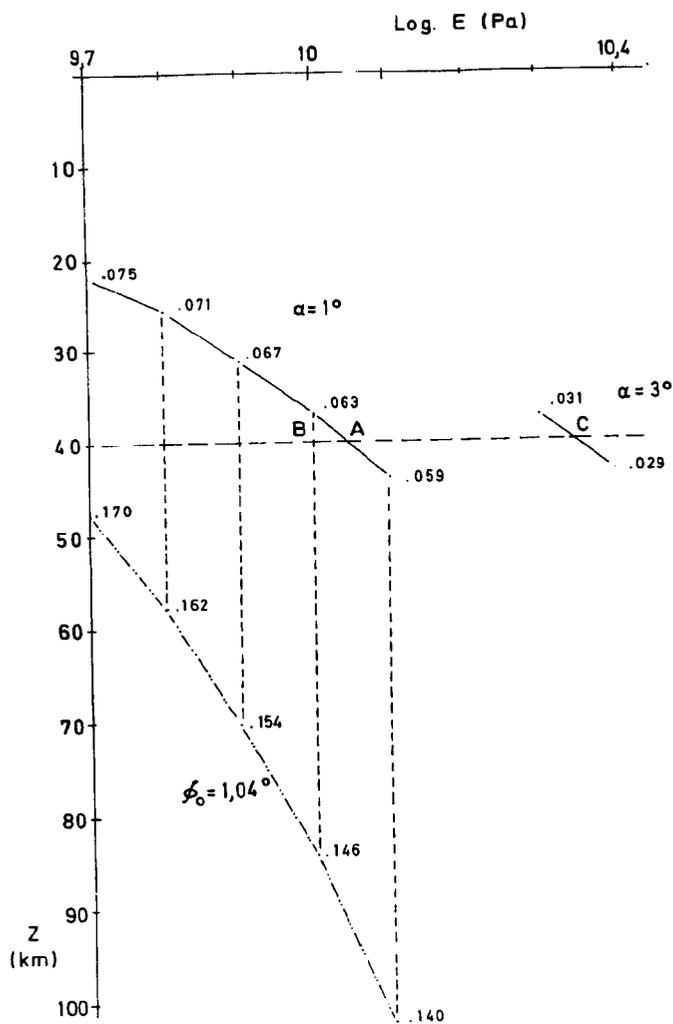


Fig. 16.1 - Sismo de Lisboa, 1/11/1755. Os pontos A, B e C representam três eventuais soluções do sismo.

QUADRO 16.1

	A	B	C
M	Magnitude	9	
W	Energia sísmica J	8,0 E 17	
z	Profundidade km	40	
u'	Taxa de deslizamento mm/a	10	
β^*	Índice de fiabilidade	4,1	
b	Passo da rugosidade mm	5	
O	Ordem da US	15,6	
C_s	Coef. vari.solicitações	0,010	0,010
F	Coeficiente de segurança	1,04	1,04
E	Módulo de elasticidade Pa	1,12 E 10	1,00 E 10
α	Obliquidade da tensão °	1	1
Φ_0	Ângulo de fricção °	1	1,04
h/b	Rugosidade	0,061	0,068
z*	Profundidade km	39,8	40,0
M_0	Momento sísmico N.m	3,08 E 20	2,97 E 20
W*	Energia sísmica J	8,00 E 17	8,72 E 17
a_s	Diâm. área de rotura km	310	312
d	Deslocamento sísmico m	0,95	1,01
t _s	Dura. semiciclo sísmico a	3,1 E 7	3,1 E 7
μ	Viscosidade Pa.s	8,6 E 23	7,8 E 22

AGRADECIMENTOS

O autor agradece ao Eng.º Mário Castanheta e ao Dr. Gomes Coelho, Investigadores Coordenadores do LNEC, a leitura crítica do trabalho e as sugestões muito pertinentes que lhe puseram, especialmente relativas ao modelo probabilístico pelo primeiro e aos parâmetros sismológicos das falhas pelo segundo.

BIBLIOGRAFIA

- CABRAL, J. e RIBEIRO, A. - *Estudos de neotectónica em Portugal continental*. Encontro sobre Sismologia e Engenharia Sísmica, LNEC, 1989
- CÂMARA, R., PINA, C., GOMES, J. e NASCIMENTO, U. - *Modelo matemático para estudo das tensões tectónicas na litosfera*. LNEC, Relat. 39/93 - NDE/NEE, 1993
- CUNHA, A. P. - *Efeito de escala na determinação de características mecânicas de fracturas e maciços rochosos fracturados*. Geotecnia Nº 65, 1992
- FEDA, J. - *Interpretation of creep of soils by rate process theory*. Geotechnique, 39, Nº 4. 1989
- FERRY BORGES, J. e CASTANHETA, M. - *Structural safety*. Curso 101. LNEC. 1971
- GLASSTONE, S., LAIDLER, K.J. e EYRING, H. - *The theory of rate processes*. Mc Graw-Hill. New York, 1941
- GOMES COELHO, A. - *Falhas activas e casualidade sísmica em Portugal*. Simp. Sobre Catástrofes Naturais, Ordem dos Engenheiros/LNEC, 1993

- LAY, T. e WALLACE, T. - *Modern global sismology*. Academic Press., San Diego. 1995
- LOMNITZ, C. - *Fundamentals of earthquake prediction*. J. Wiley. New York, 1994
- MACHADO, F. - *Curso de Sismologia*. J. de Inv. do Ultramar, 1970
- MADEIRA, J. e RIBEIRO, A. - *O regime tectónico dos Açores. 10 anos após o sismo dos Açores de 1 de Janeiro de 1980*. Vol. 1. LNEC, 1992
- MINDLIN, R.D. - *Compliance of elastic bodies in contacte*. J. App. Mech. (Trans. ASME), V. 16, 1949
- NASCIMENTO, U. e CASTEL-BRANCO FALCÃO - *Segurança e coeficiente de segurança em Geotecnia*. Geotecnia, Nº 1, 1971
- NASCIMENTO, U. - *Mecanismo elástico de fricção entre partículas de solos granulares*. 2º Cong. Nac. de Mec. Teórica e aplicada. Geotecnia, Nº 27, 1979
- NASCIMENTO, U. - *Um modelo de fluência friccional aplicável em Geotecnia e Sismotectónica*. Geotecnia, Nº 60, 1990
- OLIVEIRA, C. S. - *Quantificação do movimento sísmico aquando do sismo de 1 de Janeiro de 1980. 10 anos após o sismo dos Açores de 1 de Janeiro de 1980*. vol. 1. LNEC, 1992
- PAGARETE, J. e PINTO, J.T. - *Geodesia aplicada à geodinâmica dos Açores. 10 anos após o sismo dos Açores de 1 de Janeiro de 1980*. Vol. 1 LNEC, 1992
- RIZNICHENKO, V. - *Problems of seismology. Selected papers*. Springer-Verlag, 1985
- SCHOLZ, C.H. - *The mechanics of earthquakes and faulting*. Cambridge University Press., 1990
- ZOBACK, M. L. et al. - *Global patterns of tectonic stress*. Nature, Vol. 341, 1989