

CONSIDERAÇÕES SOBRE UM MODELO DE EQUILÍBRIO LIMITE DE ENERGIAS DE DEFORMAÇÃO PARA DIÁCLASES

Considerations on a limit equilibrium model of strain energies for rock joints

Manuel J. A. Leal Gomes*

Carlos A. J. V. Dinis da Gama**

Amândio Teixeira Pinto***

RESUMO – Os modelos de equilíbrio limite de forças para descontinuidades em maciços rochosos têm o grave óbice de não permitirem a integração da amplitude da rugosidade, pois apenas consideram parâmetros adimensionais relacionados com a geometria das asperezas. Ora, para uma caracterização adequada da rugosidade é essencial considerar também a sua amplitude. Daí a formulação do modelo de equilíbrio limite de energias de deformação para as diáclases que se propõe, pois nos modelos correntes de equilíbrio limite de forças duas diferentes descontinuidades em que a rugosidade tem a mesma inclinação mas diferentes amplitudes, deslizam para a mesma força tangencial, quando na verdade têm diferentes resistências. Apesar de alguns fatores de imprecisão das estimativas das energias de deformação (como o valor da libertação de calor nos processos, plastificações, etc.) não estarem devidamente investigados, as formulações sugeridas mostram pertinência e verosimilhança encorajadoras principalmente para cálculos envolvendo amostras de grande área.

ABSTRACT – The limit equilibrium models of forces acting on joints within rock masses have a disadvantage due to the impossibility of explicitly integrating the joint roughness amplitude, because they just consider non-dimensional parameters related with the asperity geometry. Actually, for an adequate joint roughness characterization it is essential to consider also its amplitude. Thus, the formulation of a limit equilibrium model of strain energies associated with rock joints is proposed because in the current models of limit equilibrium of forces two different joints will yield under the same shear stress when they have asperities with the same slope but different amplitudes, while in fact they actually have different strengths. In spite of some inaccuracy in factors deficiently understood of the strain energy formulations (like the amount of heat radiation, plasticity processes, and so on) the suggested formulations have encouraging relevance and likelihood, mainly while samples have a large area.

PALAVRAS CHAVE – Modelo de equilíbrio limite; dilatância; amplitude de rugosidade; deslocamento de pico; área de asperezas cortada; energia de deformação; diáclases.

1 – INTRODUÇÃO

Apesar da existência de muitos critérios de resistência de descontinuidades em maciços rochosos, todas essas formulações têm o grave óbice de não considerarem a amplitude da rugosidade das diáclases, mas tão só parâmetros adimensionais como a inclinação das suas asperezas.

* Professor Associado Aposentado, Universidade de Trás-os-Montes e Alto Douro (UTAD), Vila Real, Portugal. E-mail: mlgomes@sapo.pt

** Professor Catedrático Jubilado, Instituto Superior Técnico, Lisboa, Portugal. E-mail: dgama@ist.utl.pt

*** Professor Associado, Instituto Superior Politécnico, ISPT, Lubango, Angola.
E-mail: ateixeirapinto@gmail.com

Através de equações de equilíbrio limite de forças, demonstra-se que sob uma força normal N na descontinuidade, a força tangencial T necessária para provocar o seu deslizamento depende de $\tan(\varphi + i)$ e c , onde φ é o ângulo de atrito, i a dilatância angular (dependente da inclinação das asperezas e de N) e c a coesão fictícia. Estes parâmetros φ e i são adimensionais e c tem dimensões de pressão. Por outro lado, sendo a rugosidade uma das principais características das diáclases observadas nestes modelos, só os seus aspetos texturais como a inclinação da rugosidade i são considerados, nunca se fazendo intervir a amplitude h da rugosidade.

Contudo, a consideração de duas asperezas com perfis homotéticos, isto é, tendo a mesma inclinação mas diferentes amplitudes, mostra imediatamente que têm diferentes resistências, porque o trabalho necessário para fazer deslizar a de maior h é superior (Figura 1). Na Universidade de Trás-os-Montes e Alto Douro foram executados ensaios de arrastamento, sob uma mesma tensão normal de 0,7 kPa, sobre amostras de argamassa de cimento e areia fina fluvial tendo asperezas homotéticas de diferente h , com i (constante para cada série de ensaios) de 20°, 30°, 45° e 60°, que verificaram inteiramente o modelo de Patton (1966) (Leal Gomes, 2001), pelo que as forças tangenciais resistentes no equilíbrio limite não dependem da amplitude da rugosidade, mas tão só da sua inclinação. Por isso os ensaios de deslizamento têm um interesse limitado, uma vez que não analisam o significado de um fator tão importante como é a amplitude de rugosidade. Isso só é possível se as energias de deformação associadas a cada deslizamento forem consideradas. Mas enquanto é possível medir as forças em laboratório e no campo, não existem dispositivos que permitam medir as energias.

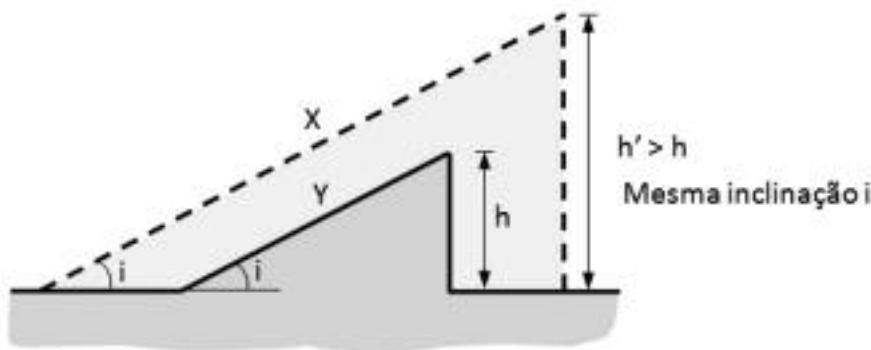


Fig. 1 – Duas asperezas homotéticas (X e Y) tendo o mesmo declive mas diferentes amplitudes (h e h'). De acordo com os modelos de equilíbrio limite de forças, elas têm idêntica resistência ao corte, embora as suas resistências efetivas sejam diferentes, como se intui da simples apreciação da figura.

Da simples apreciação da Figura 1 conclui-se que a superação da aspereza X é mais difícil do que a de Y, porque a energia de posição requerida para ultrapassar a aspereza X é superior à necessária para fazer o mesmo com Y.

Os modelos de equilíbrio limite de forças só fazem uma quantificação parcial do fenómeno de deslizamento e a extensão em que essa análise é efetiva, isto é, discernir a percentagem de resistência atribuível à inclinação da rugosidade, ou seja aos seus aspetos texturais, e a atribuível à amplitude, é, por agora, impossível. Estes modelos de equilíbrio limite de forças de deslizamento das diáclases estão cheios de paradoxos que só os modelos de equilíbrio limite de energias de deformação conseguem resolver (Leal Gomes, 2010).

Fica-nos assim a possibilidade de realizar cálculos da energia de deformação consumida nos deslizamentos, o que é menos interessante do que a experimentação poderia debitar, se fosse possível. Por isso, muito pouco se tem feito para quantificar as energias de deformação. Contudo, estes

cálculos da energia de deformação associada aos deslizamentos de descontinuidades são muito úteis porque permitem avaliações de estabilidade muito mais ajustadas à realidade.

Estes cálculos permitem chegar a estimativas mais verosímeis da estabilidade das diáclases e são fáceis de executar. Se se argumentar que o importante é medir os agentes da evolução dos fenómenos (e neste caso estamos reduzidos a fazê-lo com as forças), lembremo-nos, por exemplo, de que no caso da avaliação da estabilidade dos deslizamentos no campo também estamos reduzidos, na prática, ao cálculo pelas fórmulas e processos clássicos. Porque a medida das forças *in situ* quando não é impossível tem sérios óbices, entre eles as limitações financeiras dos ensaios, neste caso muito caros.

2 – UM MODELO DE EQUILÍBRIO LIMITE DE ENERGIAS DE DEFORMAÇÃO

Além dos critérios convencionais de equilíbrio limite de forças para diáclases propostos por Patton (1966), Barton (1990), Jaeger (1971), Ladanyi e Archambault (1970) e o modelo clássico de Coulomb, Leal Gomes (2001) introduziu um modelo de equilíbrio limite de energias de deformação para a fase puramente dilatante, sob tensões normais aplicadas nas descontinuidades em maciços rochosos muito baixas, de modo que não se verifique corte das asperezas nos deslizamentos (ver Figura 2 e equação (1)).

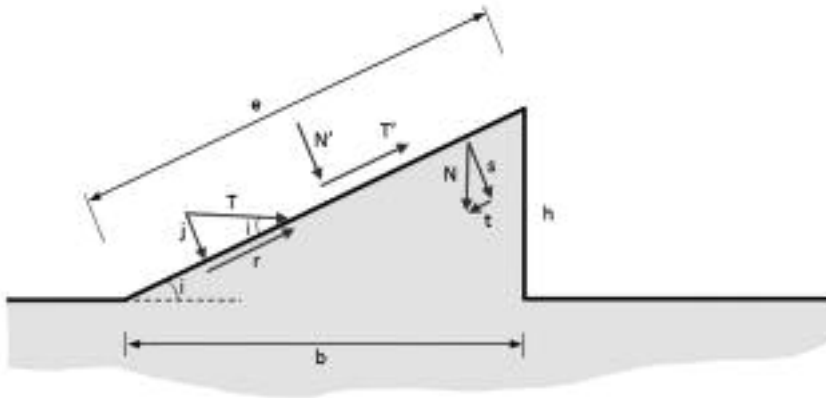


Fig. 2 – Variáveis e parâmetros relevantes para o problema em questão, numa aspereza numa descontinuidade em maciço rochoso.

Nestas condições, a energia de deformação necessária ao deslizamento será dada por

$$E = \{[\operatorname{tg}(\varphi + i) / \operatorname{tg} i] - 1\} h \cdot N \quad (1)$$

onde φ é o ângulo de atrito, sendo as restantes variáveis geométricas e estáticas apresentadas na Figura 2. A equação (1) obtém-se através de algumas transformações algébricas e trigonométricas muito simples. Considerando e como o deslocamento total ao longo da face da aspereza (de uma descontinuidade ajustada), a energia total necessária para a sua superação é

$$E = T' \cdot e = (T \cos i - N \sin i) \cdot e \quad (2)$$

Mas a condição geral de equilíbrio limite de forças exigida é

$$T/N = \operatorname{tg}(\varphi + i) \quad (3)$$

o que faz com que se obtenha a equação (1).

Este modelo pode ser generalizado para condições de médias a altas tensões normais na diáclase através da área de asperezas cortada no deslizamento. Fazendo os convenientes ajustamentos na equação (1) e considerando que o deslocamento de pico d_p depende de h através de

$$h/d_p = \operatorname{tg} i \quad (4)$$

onde

$$d_p \sim b \quad (5)$$

para uma situação mista de dilatância e corte de asperezas, obtém-se a equação (6)

$$E = \{[\operatorname{tg} (\varphi + i) - \operatorname{tg} i] \cdot N + a_s \cdot A \cdot \tau_c\} \cdot d_p \quad (6)$$

Nesta expressão, a_s é a percentagem da área A da descontinuidade cortada, τ_c é a resistência ao corte das asperezas e $(a_s \cdot A \cdot \tau_c)$ a força exigida para a sua rotura tangencial, que se exerce ao longo do comprimento do conjunto das asperezas a seccionar, o qual é igual a d_p . Assim, o produto $(a_s \cdot A \cdot \tau_c) \cdot d_p$ representa a expressão do trabalho necessário para globalmente romper as asperezas que sofrem fracturação ao longo de d_p , possuindo logicamente as dimensões de uma energia $[L^2MT^{-2}]$.

Se a diáclase for inclinada, o correspondente ângulo β deve ser adicionado ou subtraído a i , conforme for favorável ou desfavorável a posição da descontinuidade.

A verificação experimental desta equação é impossível por não poderem as energias de deformação ser medidas quer em laboratório quer no campo. Elas só podem ser calculadas. Mas insistimos no já referido interesse desta formulação ao permitir análises de sensibilidade da estabilidade das descontinuidades em moldes novos e abrangentes que incluem não só os aspetos texturais adimensionais, mas também a fundamental consideração da amplitude da rugosidade. Note-se ainda que na equação (6), sob tensões normais médias na descontinuidade (σ_n) consideráveis, como veremos, i assume valores de dilatância $\operatorname{arc} \operatorname{tg} V$ inferiores ao valor morfológico de acordo com o σ_n em questão (Ladanyi e Archambault, 1970).

3 – DISCUSSÃO SOBRE O MODELO DE EQUILÍBRIO LIMITE DE ENERGIAS DE DEFORMAÇÃO SUGERIDO

Para compreensão desta abordagem é necessário analisar o significado de d_p , τ_c , a_s e i (ou $\operatorname{arc} \operatorname{tg} V$, quando se consideram situações com a descontinuidade sob considerável σ_n) contidos na equação (6).

3.1 – O problema do deslocamento de pico d_p

O deslocamento de pico d_p relaciona-se com a amplitude da rugosidade de acordo com as equações (4) e (5). A variável d_p é efetivamente o comprimento rompido e o deslocamento a ser considerado, porque é o parâmetro que assegura que a resistência de pico foi completamente mobilizada e portanto, também, tanto a dilatância como a rotura das asperezas. Contudo, não só d_p depende habitualmente da escala das diáclases, como é um valor difícil de definir sob elevado σ_n devido ao comportamento dúctil das descontinuidades solicitadas ao corte nestas condições.

A variável h é facilmente medida nos afloramentos, mas não se deve intervir com ela na formulação das energias de deformação realizadas no corte das diáclases pois estes são mais complexos do que uma observação simplista do fenómeno deixa supor. Não só as asperezas mais conspícuas são as primeiras a ser rompidas, como a deformação da rugosidade ao longo das juntas sob

elevado σ_n deve ser considerada. Portanto, a máxima amplitude da rugosidade h não interfere diretamente no cálculo da energia de deformação associada aos deslizamentos das descontinuidades, mas está intrinsecamente ligada com eles.

Barton e Choubey (1977) afirmam que, em ensaios laboratoriais, d_p é cerca de 1% do comprimento das amostras medido na direção dos deslizamentos, adotando o valor

$$d_p = (L / 500) (JRC / L)^{0,33} \quad (7)$$

para diáclases naturais, onde L é o comprimento da descontinuidade em metros e JRC é o coeficiente de rugosidade da descontinuidade. O modelo de Barton considera d_p como indiretamente dependente de σ_n através do cálculo de JRC . Mas enquanto a resistência ao corte τ pode ser medida em ensaios laboratoriais e o JRC correspondente ao σ_n aplicado pode ser calculado através do modelo de Barton, no terreno isso não é possível. Nestas condições o JRC é obtido por comparação com os perfis típicos de Barton e Choubey.

De acordo com Leal Gomes e Dinis da Gama (2007) um tal procedimento tem muitas objeções e não é correto na maioria das situações. Beer *et al.* (2002) abordaram o mesmo problema e concluíram que só num número restrito de diáclases a inspeção visual permite uma estimativa relativamente precisa de JRC , descrevendo erros na determinação de JRC relacionados com o tipo de superfícies das diáclases e a experiência do observador.

Mas JRC é de cerca de 6 a 13 na maioria das diáclases em rochas magmáticas. Portanto $JRC^{0,33}$ tem uma pequena variação e é muito próximo de um valor médio de 2,1. Por isso, nestas condições, a equação (7) aproxima-se de

$$d_p = 0,0042 L^{0,67} \quad (8)$$

que é uma fórmula expedita utilizável nas condições indicadas.

Outra formulação muito interessante sugerida por Asadollahi *et al.* (2010), onde o efeito de escala (L) e σ_n são tidos em conta, é

$$d_p = 0,0077 \cdot L^{0,45} \cdot (\sigma_n/JCS)^{0,34} \cdot \cos [JRC \cdot \log (JCS/\sigma_n)] \quad (9)$$

Nesta equação, onde JCS é o coeficiente de resistência dos bordos da diáclase, d_p diminui à medida que JRC cresce, ao contrário do que sucede na equação (7) de Barton. Mas esta última equação não considera explicitamente a intervenção de σ_n que é da maior importância nesta fenomenologia.

A estimativa de d_p torna-se mais difícil à medida que σ_n aumenta, devido ao comportamento cada vez mais dúctil, nestas condições, das diáclases e aos maiores deslocamentos de pico esperados. Mas Leal Gomes (1998) obteve experimentalmente em amostras com áreas entre 0,0085 m² e 0,0256 m² (de uma diáclase artificial de grande área (4,32 m²) em granito porfiroide do Pontido, Vila Pouca de Aguiar), o mesmo d_p de 0,25 mm para σ_n de 0,05, 0,3 e 0,6 MPa. Contudo, quando σ_n se tornou igual a 1,2 MPa, equivalente a uma cobertura de 45 metros de rocha, encontrou um d_p igual a 0,6 mm. Por isso o d_p calculado a partir das equações (7) e (8) tem de ser visto com precaução porque aparentemente é sobrestimado para descontinuidades rugosas e ajustadas em rochas sãs. Efetivamente, em ensaios com amostras entre 10,5 e 16 cm na direção do deslizamento, este autor mediu d_p com defletómetros e verificou que eles eram cerca de metade dos fornecidos pelas equações (7) e (8), mas muito próximos dos obtidos com a equação (9), para uma tensão normal média na descontinuidade σ_n de 1,2 MPa.

Por outro lado, Asadollahi *et al.* (2010) verificaram que os valores de d_p obtidos através da equação (7) de Barton, para amostras de diáclases em granitos tendo cerca de 5 cm de comprimento,

são cerca de 80% dos valores medidos. Portanto, para essas pequenas escalas, os valores assim calculados são próximos dos medidos.

Karami e Stead (2008) referem o carácter dúctil das curvas de deslocamentos ao corte *versus* tensões tangenciais para σ_n elevados. Todavia as curvas citadas ainda se integram em modelos de deslocamento constantes quando o JRC das juntas é elevado, apresentando ordens de grandeza de d_p próximos dos já acima referidos. Fardin (2008) abordou o mesmo problema sob o ponto de vista do efeito de escala, mas não de forma decisiva para a sua solução. Com efeito, o esclarecimento desta temática exige muitos aperfeiçoamentos porque as regras disponíveis para estimativa de d_p são ainda vagas e incertas.

3.2 – O problema da resistência ao corte das asperezas τ_c

Acerca da resistência ao corte das asperezas τ_c , o seu valor deve ser cerca de JCS/2 (onde JCS é o coeficiente de resistência dos bordos da diáclase no modelo de Barton) embora envolvendo alguma sobrestimação. Porém, o confinamento das asperezas produzido pelo crescimento da tensão normal média nas descontinuidades ajustadas pode inclusivamente pôr o valor de τ_c assim obtido a favor da segurança. Por isso, este processo de o estimar parece aceitável. JCS é facilmente obtido no campo com o auxílio do esclerómetro de Schmidt (Brown, 1981; Ulusay e Hudson, 2007) e é muito próximo da resistência à compressão uniaxial do material dos bordos das diáclases.

3.3 – O problema da dilatância i (ou $\arctg V$)

A dilatância sob tensões normais muito baixas corresponde ao declive morfológico das asperezas i . De acordo com Bandis (1980) deve-se tomar em conta a maior inclinação das asperezas nos bordos da diáclase. Inclusive, se as descontinuidades forem ajustadas, as inclinações das várias ordens de rugosidades e ondulações presentes nos bordos devem ser adicionadas. Mas à medida que σ_n aumenta, ocorrem deformações e desgastes das asperezas nos deslizamentos de que resulta uma redução do efetivo ângulo de dilatância que passa a designar-se por $\arctg V$.

Ladanyi e Archambault (1970) estudaram o problema tendo proposto a função

$$V = [1 - (\sigma_n / \sigma_c)] k_2 \cdot \tan i \quad (10)$$

onde V é a tangente do ângulo de dilatância sob um σ_n significativo, porque quando $\sigma_n \rightarrow 0$, $V \rightarrow \tan i$. Na expressão σ_c é a resistência à compressão uniaxial dos bordos rochosos da diáclase em questão e k_2 um parâmetro com um valor próximo de 4. Contudo k_2 deve ser maior do que 4 para haver ajustamento da equação (10) aos próprios valores publicados por estes autores. Porque quando σ_n é muito baixo, $(1 - (\sigma_n / \sigma_c))$ torna-se muito próximo de 1 e não se obtém o ajustamento de V extraído através da equação (10) usando este k_2 .

Considerando valores publicados por Leal Gomes (1998), k_2 deve ser superior a 100 para uma conveniente descrição da variação da dilatância à medida que σ_n aumenta. Efetivamente, nos já mencionados ensaios sobre amostras da descontinuidade em granito do Pontido, cujos bordos tinham JCS elevado (115 MPa), o valor de i era de cerca de $49,5^\circ$ sob uma tensão normal média na amostra de 1 kPa. Mas sob um σ_n de 1,2 MPa, usando um k_2 de 110 obtém-se um $\arctg V$ de cerca de 20° , ajustado aos valores experimentais.

Deve-se salientar que a expressão de Olsson e Barton (2001)

$$V = (1/M) JRC \log (JCS / \sigma_n) \quad (11)$$

onde M é um coeficiente de degradação dos bordos da descontinuidade que toma o valor de 1 para deslizamentos sob σ_n baixo e de 2 para altas tensões normais médias na descontinuidade, fornece

aproximadamente os mesmos valores para $\arctg V$. Tem sido dada pouca atenção a refinamentos da dilatância sob várias ordens de σ_n e para diferentes escalas, embora parte do trabalho teórico de Barbosa (2009) se lhe tenha dedicado.

A dilatância morfológica i foi muitas vezes usada em condições de σ_n elevado, o que é completamente desajustado porque a rugosidade se deforma e é esmagada à medida que as forças normais e tangenciais atuam, havendo um efeito global de redução da dilatância. Mas, por outro lado, V é, aparentemente, pouco afetado pelo efeito de escala (Leal Gomes, 1998).

3.4 – O problema da estimativa da área cortada nos deslizamentos ($a_s.A$)

Vários autores estudaram o problema da estimativa da área cortada nos deslizamentos ($a_s.A$). Grasselli e Egger (2003) referem um modelo de previsão da potencial área de contacto total dos bordos das diáclases em relação ao ângulo de inclinação aparente da rugosidade na direção do corte. Os valores obtidos em pequenas amostras (Grasselli, 2001) são muito mais elevados do que os encontrados por Bandis (1980) e Leal Gomes e Dinis da Gama (2009). Marache *et al.* (2008), num artigo dedicado ao estudo da rigidez normal, demonstraram que a área de contacto entre os bordos das juntas depende não só da escala mas também, fortemente, de σ_n .

Belem *et al.* (2009) fizeram a revisão dos modelos de degradação da rugosidade existentes, propondo um método para quantificação do desgaste em amostras ensaiadas, afirmando que o grau de desgaste é um bom parâmetro para a estimativa da percentagem do desgaste das superfícies dos bordos mutuamente deslocados no corte (D_w) e que não é fácil concluir a quanto corresponde D_w à medida que σ_n aumenta, pelo menos no caso de réplicas em argamassa de descontinuidades existentes, que estudou. Os valores encontrados de D_w são muito altos e provavelmente colocam ($a_s.A$) a desfavor da segurança.

Barbosa (2009) introduziu um modelo de degradação dos bordos das diáclases que considera vários segmentos nas curvas (tensões de corte *versus* deslocamentos tangenciais). Analisa este problema para descontinuidades ajustadas e desajustadas, concluindo que não é o comprimento da amostra por si mesmo que produz o efeito de escala na resistência ao deslizamento, mas a relativa concentração de tensões entre os bordos das diáclases, por sua vez controlada pela razão entre o número de asperezas que participa no deslizamento e o número total de asperezas nos bordos. Apesar do inegável interesse da abordagem preconizada, o autor não dá subsídios experimentais suficientes para o esclarecimento prático, concreto e definitivo da temática em apreço, isto é, da evolução de a_s em função de A e de σ_n .

Admitindo que ($a_s.A$) é aproximadamente a área efetiva de contacto entre os bordos das juntas nas condições de pico, Yoshinaka *et al.* (1993) provocaram o deslizamento de amostras provenientes de granito de Inada, sob σ_n entre 0,5 e 2 MPa e com A entre 400 e 1600 cm². Observou-se que a_s , por seu lado, variava entre cerca de 1% e 6% de A , aumentando com o crescimento das tensões normais médias. Estes valores foram obtidos detendo os deslizamentos para um dado valor do deslocamento e verificando a descontinuidade desgastada.

Quando Leal Gomes (1998) tentou um procedimento análogo nos já referidos testes sobre amostras da diáclase artificial de 4,32 m² praticada num bloco de granito porfiroide do Pontido, só uma pequena fração da área cortada efetiva correspondente ao estágio de deslizamento alcançado em questão, pôde ser identificada pelo desgaste, dada a dureza da rocha. Por causa desse obstáculo os valores de Yoshinaka *et al.* (1993) obtidos também em granito (a Figura 3 baseia-se nesses valores) podem estar subestimados.

Na verdade a soma das áreas de asperezas desgastadas pode não corresponder exatamente à soma das áreas das asperezas cortadas ($a_s.A$), que é o fator que efetivamente intervém na equação (6), mas provavelmente é muito próxima deste valor. Note-se ainda que ($a_s.A$) é bastante mais pequena

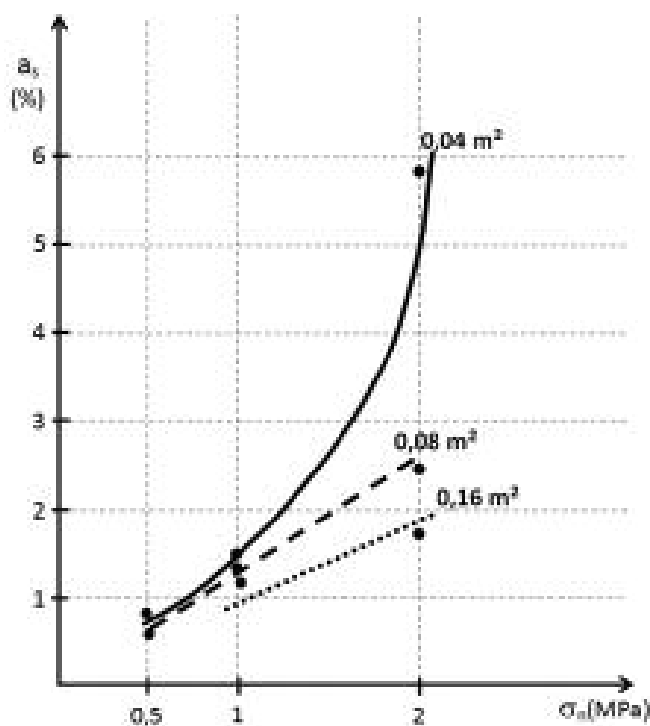


Fig. 3 – Evolução de a_s com σ_n , para diversos valores de A.

do que a área efetiva de contacto entre os bordos das diáclases ajustadas (A_{ef}), exceto se ao ajustamento dos bordos se associar um σ_n muito alto.

De acordo com Ladanyi e Archambault (1970) o fenómeno é descrito pela expressão

$$a_s = 1 - [1 - (\sigma_n / \sigma_c)] k_1 \quad (12)$$

onde k_1 é da ordem de 1,5. Os valores obtidos através desta equação são muito próximos dos sugeridos por Barton e Choubey (1977). Estes autores propõem a_s da ordem de σ_n/JCS nas condições de pico. Com efeito Ladanyi e Archambault afirmam que a_s tende para 1 quando σ_n é suficientemente alto para não existir dilatância. Mas quando $\sigma_n \rightarrow 0$, também $a_s \rightarrow 0$. Em situações intermédias dever-se-ão fazer comparações entre os valores da Figura 3 e o critério acima de Ladanyi e Archambault.

3.5 – Exemplos de aplicação

O Quadro 1 foi construído para material semelhante ao das amostras de diáclases em granito do Pontido como as atrás referidas, usando as equações (6), (9), (10) e (12) e a Figura 3.

Usando as equações (6), (8), (10) e (12) e a Figura 3 nas mesmas amostras consideradas no Quadro 1, obtiveram-se valores de E mais elevados do que os anteriores, porque os d_p usados são maiores (Quadro 2).

Quadro 1 – Parâmetros de amostras da diáclase em granito do Pontido e respetivos E calculados.

σ_n (MPa)	A (m ²)	L (m)	a_s (%)	arc tg V(i, σ_n , k_2) (°)	JRC	$d_{p(Asadollahi)}$ (m.10 ⁻³)	E (Joule)	
0,05	0,0256	0,16	~ 0,1	48	6	0,228	1,18	
					13	0,175	0,91	
	1	1	~ 0,1		6	0,52	105	
					13	0,4	81	
	4	2	~ 0,1		6	0,71	575	
					13	0,55	446	
1,2	0,0256	0,16	2,4	20	6	0,7	41	
					13	0,64	37	
	1	1	1		6	1,6	2354	
					13	1,5	2207	
	4	2	0,95		6	2,2	12695	
					13	2	11541	

$\varphi = 28^\circ$; JCS=115 MPa; $\tau_c = 57,5$ MPa; $k_2 = 110$; $i_{\text{morfológico}} = 49,5^\circ$; $\beta = 0^\circ$

Quadro 2 – Valores aproximados de $E(d_p(\text{Barton}))$ para as mesmas amostras do Quadro 1.

σ_n (MPa)	L (m)	$d_{p(\text{Barton})}$ (m.10 ⁻³)	E (Joule)
0,05	0,16	1,2	6
	1	4,2	850
	2	6,7	5430
1,2	0,16	1,2	70
	1	4,2	6180
	2	6,7	38660

4 – SÍNTESE

Propõe-se um novo critério de verificação da estabilidade de diáclases por comparação entre os valores de energia fornecidos pela equação (6) e o acréscimo de energia de posição G necessário para o bordo superior ultrapassar o bordo inferior, com rugosidade de amplitude h. De acordo com este critério, se G for inferior a E a descontinuidade é estável e em caso contrário, não.

O maior óbice deste modelo de equilíbrio limite de energias de deformação para diáclases está nos baixos valores de E obtidos através da equação (6). Os valores de E do Quadro 1 são da ordem de 1 Joule ou poucos kJoule no deslizamento das amostras mais pequenas, quando o senso comum sugere que os E efetivos devem ser muito mais elevados. Este facto é devido a insuficiente aferição

dos parâmetros, gráficos e equações em que se apoia a relação (6), bem como a perdas de energia ainda não investigadas através do calor desenvolvido por atrito entre os bordos das juntas, redução entre eles das asperezas rompidas a fragmentos cada vez menores e pó, processos de deformação plástica e várias ineficiências do sistema de aplicação das forças tangenciais. No Quadro 2 os valores de E são mais plausíveis. Contudo, Jing *et al.* (1993) afirmam que o montante de calor produzido por fricção é reduzido porque a_s é geralmente pequeno.

Mas admitindo que uma parte significativa da energia acumulada nas amostras antes do pico é aliviada imediatamente depois dele, dependendo da rigidez da máquina de ensaios, a energia Q dissipada após o pico ter sido alcançado é dada por

$$Q/t_p = N \operatorname{tg} \varphi_r \cdot U \quad (13)$$

onde t_p é o intervalo de tempo escoado depois de atingidas as condições de pico, φ_r o ângulo de atrito residual e U a velocidade do bloco superior pós-pico. Considerando $\varphi_r = 30^\circ$ e $U = 0,005$ m/s, para amostras tendo 4 m^2 , sob σ_n igual a $1,2 \text{ MPa}$, Q orça os $13\,900$ Joule no primeiro segundo. Este valor é próximo da ordem de grandeza do valor de energia (dissipado principalmente sob a forma de calor) calculado por De Blasio (2008) para um deslizamento de uma massa rochosa de 20 m de alto ao longo de uma superfície inclinada 45° , três segundos após o seu início (aproximadamente $20\,000 \text{ Joule.m}^2/\text{s}$). Nesta estimativa fez-se φ_r igual a 17° . Portanto os Quadros 1 e 2 não estão dela demasiado distantes e há certa verosimilhança nos seus valores para as amostras maiores. Afinal a discussão aqui realizada sobre os valores de d_p , deixa transparecer que os valores reais de E nos casos estudados, provavelmente encontram-se entre os do Quadro 1 e os do 2.

5 – CONCLUSÃO

A avaliação da estabilidade das diáclases através dos tradicionais modelos de equilíbrio limite de forças é apenas parcial, não se sabendo qual a extensão real da sua eficácia ao considerar apenas aspetos texturais, isto é, parâmetros adimensionais ligados à geometria da rugosidade, em detrimento da consideração da amplitude que é essencial para uma abordagem mais abrangente e completa do fenómeno. Isto só é possível através dos modelos de equilíbrio limite de energias de deformação, como o proposto neste artigo.

Com efeito, o método de avaliação de estabilidade proposto integra nos critérios de resistência convencionais considerações sobre a deformabilidade das descontinuidades em maciços rochosos. Portanto é um avanço na quantificação da estabilidade das diáclases pois com ele chega-se à resistência real das juntas apreciada através de cálculos de energia.

Como a estimativa convencional da estabilidade das diáclases lida com forças em vez de energias, algumas dimensões não estão presentes nas respetivas equações tradicionais. Efetivamente, as energias são mais ricas em dimensões $[L^2MT^{-2}]$ do que as forças $[LMT^{-2}]$ que intrinsecamente contêm menos informação e por isso são um instrumento mais tosco de análise dos problemas ventilados neste artigo (Leal Gomes, 2010). Daí a preferência por este novo conceito baseado em energias de deformação.

6 – AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem a disponibilidade e amável colaboração do Engenheiro Gustavo André Paneiro na preparação do documento final deste artigo.

7 – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Asadollahi, P.; Invernizzi, M.C.A.; Addotto, S.; Tonon, F. (2010). *Experimental validation of modified Barton's model for rock fractures*. Rock Mechanics and Rock Engineering, 43, pp. 597-613.
- Bandis, S. (1980). *Experimental studies of scale effects on shear strength and deformation of rock joints*. PhD Thesis, University of Leeds.
- Barbosa, R.E. (2009). *Constitutive model for small rock joint samples in the lab and large rock joint surfaces in the field*. ROCKENG09, Proceedings of the 3rd CANUS Rock Mechanics Symposium, Toronto.
- Barton, N. (1990). *Scale effects or sampling bias?* Scale Effects in Rock Masses, Loen, Balkema, Rotterdam, pp. 31-55.
- Barton, N.; Choubey, V. (1977). *The shear strength of rock joints in theory and practice*. Rock Mechanics, 10, pp. 1-54.
- Beer, A.J.; Stead, D.; Coggan J. (2002). *A critical assessment of discontinuity roughness characterization*. Rock Mechanics and Rock Engineering, 35, pp. 65-74.
- Belem, T.; Souley, M.; Homand, F. (2009). *Method for quantification of wear of sheared joint walls based on surface morphology*. Rock Mechanics and Rock Engineering, 42, pp. 883-910.
- Brown, E.T. (1981). *Rock characterization, testing & monitoring – ISRM suggested methods*. Pergamon Press, Oxford.
- De Blasio, F.V. (2008). *Production of frictional heat and hot vapour in a model of self-lubricating landslides*. Rock Mechanics and Rock Engineering, 41, pp. 219-226.
- Fardin, N. (2008). *Influence of structural non-stationarity of surface roughness on morphological characterization and mechanical deformation of rock joints*. Rock Mechanics and Rock Engineering, 41(2), pp. 267-297.
- Grasselli, G. (2001). *Shear strength of rock joints on quantified surface description*. PhD Thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- Grasselli, G.; Egger, P. (2003). *Constitutive law for the shear strength of rock joints based on three-dimensional surface parameters*. International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences, 40, pp. 25-40.
- Karami, A.; Stead, D. (2008). *Asperity degradation and damage in direct shear test: a hybrid FEM/DEM approach*. Rock Mechanics and Rock Engineering, 41(2), 229-266.
- Jaeger, J.C. (1971). *Friction of rocks and stability of rock slopes*. Géotechnique, 21, n° 2, pp. 97-134.
- Jing, L.; Stephansson, O.; Nordlund, E. (1993). *Study of rock joints under cyclic loading conditions*. Rock Mechanics and Rock Engineering, 26(3), pp. 215-232.
- Ladanyi, B.; Archambault, G. (1970). *Simulation of shear behavior of a jointed rock mass*. Proc. 11th Symp. on Rock Mech. (AIME), Berkeley, California, pp. 105-125.
- Leal Gomes, M.J.A. (1998). *O efeito de escala em maciços rochosos – o caso da resistência e deformabilidade das descontinuidades*. Tese de Doutoramento, Universidade de Trás-os-Montes e Alto Douro, Vila Real, Portugal.

- Leal Gomes, M.J.A. (2001). *The assessment of safety of rock mass joints considering their amplitude of roughness*. Proceedings of the ISRM Regional Symposium EUROCK 2001, Espoo, Finland, A. A. Balkema, Lisse, pp. 249-254.
- Leal Gomes, M.J.A. (2010). *Lucubrações sobre modelos de equilíbrio limite de resistência de descontinuidades em maciços rochosos*. Geotecnia nº 120, Sociedade Portuguesa de Geotecnia, LNEC, Lisboa, pp. 65-85.
- Leal Gomes, M.J.A.; Dinis da Gama, C. (2007). *New insights on the geomechanical concept of joint roughness*. 11th ISRM Congress, Lisboa, Vol. 1, pp. 347-350.
- Leal Gomes, M.J.A.; Dinis da Gama, C. (2009). *An experimental study on scale effects in rock mass joint strength*. Soils and Rocks, São Paulo, Vol. 32, nº3, pp. 109-122.
- Marache, A.; Riss, J.; Gentier, S. (2008). *Experimental and modeled mechanical behavior of a rock fracture under normal stress*. Rock Mechanics and Rock Engineering, 41, pp. 869-892.
- Olsson, R.; Barton, N. (2001). *An improved model for hydromechanical coupling during shearing of rock joints*. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences, 32, pp. 317-329.
- Patton, F.D. (1966). *Multiple modes of shear failure in rock and related materials*. PhD Thesis, University of Illinois.
- Ulusay, R.; Hudson, J.A. (2007). *The complete ISRM suggested methods for rock characterization, testing and monitoring: 1974-2006*. Commission on Testing Methods, ISRM Turkish National Group, Ankara, Turkey.
- Yoshinaka, R.; Yoshida, J.; Arai, H.; Arisaka, S. (1993). *Scale effects on shear strength and deformability of rock joints*. Scale Effects in Rock Masses, Lisbon, Balkema, Rotterdam, pp. 143-149.