

UMA NOTA SOBRE O USO DO ENFOQUE UNIFICADO NA OBTENÇÃO DO LIMIAR DE PROPAGAÇÃO DE TRINCA

*Marco Antonio Meggiolaro¹
Antonio Carlos de Oliveira Miranda²
Jaime Tupiassú Pinho de Castro³*

Resumo

O chamado Enfoque Unificado (EU) defende que a propagação de trincas por fadiga depende de dois parâmetros básicos, a gama ΔK e o valor máximo K_{max} do fator de intensidade de tensões [1]. Segundo o EU, as trincas só propagariam quando ΔK fosse maior que um limiar ΔK^* e ao mesmo tempo K_{max} fosse maior que outro limiar K^*_{max} . Estes dois limiares de propagação seriam verdadeiras propriedades mecânicas do material, e não dependeriam do tamanho da trinca, da carga média ou do fechamento da trinca de fadiga, enquanto seus mecanismos de propagação permanecessem os mesmos. Por isso, o EU pode ser utilizado para questionar a aplicabilidade dos conceitos de fechamento elberiano como justificativa para os retardos de trincas de fadiga após sobrecargas. O objetivo deste trabalho é demonstrar que o fechamento de trinca poderia justificar fisicamente o comportamento observado pelo EU. Para isso, medidas do limiar de propagação de trinca sob diversas razões R são apresentadas para uma liga de alumínio Al 2219-T6, e comparadas com o comportamento esperado pelo EU.

Palavras-chave: Propagação de trinca; Fechamento; Limiar intrínseco; Enfoque unificado.

60º Congresso Anual da ABM - 25 a 28 de Julho de 2005, Belo Horizonte, MG

¹Eng.Mecânico, Ph.D., Prof. Visitante Dept. Engenharia Mecânica PUC-Rio

²Eng.Civil, Ph.D., Dept. Engenharia Civil PUC-Rio

³Eng.Mecânico, Ph.D., Prof. Dept. Engenharia Mecânica PUC-Rio

1 INTRODUÇÃO

A fase I de propagação de uma trinca por fadiga, que corresponde à cauda da tradicional curva de Paris $\log(da/dN) \times \log(\Delta K)$, vai do limiar de propagação ΔK_{th} até taxas da ordem de 10^{-9} m/ciclo. O limiar de propagação das trincas ΔK_{th} é definido como a maior gama do fator de intensidade de tensões que é incapaz de propagá-las. Assim, enquanto ΔK for menor que ΔK_{th} tem-se da/dN igual a zero.

As taxas de propagação na cauda de uma curva $da/dN \times \Delta K$ são muito pequenas, e.g., são necessários 10^7 ciclos para uma trinca crescer por fadiga apenas 1mm quando $da/dN = 10^{-10}$ m/ciclo. Como o diâmetro atômico dos metais é aproximadamente 0.3nm, as taxas da/dN na fase I são na média menores que ou da ordem de um espaçamento atômico por ciclo. Assim, a propagação da frente da trinca nesta fase, além de muito lenta, é descontínua, pois numa rede cristalina as trincas não poderiam crescer em cada ponto de um valor menor que um diâmetro atômico. Além disso, na fase I a zona plástica reversa que sempre acompanha as pontas das trincas de fadiga é menor que o tamanho do grão típico das ligas estruturais metálicas, que varia de 10 a 100 μ m. Por esse motivo, a modelagem da fase I a partir de propriedades mecânicas macroscópicas não é eficiente.

O crescimento da trinca nesta fase é em geral intragranular, e é muito sensível a qualquer parâmetro que possa alterar tanto a curvatura e a localização da cauda da curva $da/dN \times \Delta K$, quanto o valor de ΔK_{th} . Os principais fatores que podem afetar ΔK_{th} são a carga média, a carga de abertura da trinca, a microestrutura do material, e o meio ambiente [2-3]. Parâmetros microestruturais como vazios e inclusões podem, nas taxas de propagação muito baixas, ancorar ou cegar a ponta da trinca, e assim dificultar o seu progresso e aumentando ΔK_{th} [4]. O meio ambiente pode aumentar ΔK_{th} , pois a oxidação das faces da trinca em meio estagnado pode entupi-la e assim diminuir as taxas de propagação [5], ou pode aumentar da/dN pela interação fadiga-corrosão. A carga média, quantificada pela razão $R = K_{min}/K_{max}$, influi em $\Delta K_{th}(R)$, que decresce quando R cresce [6], pois as cargas trativas tendem a abrir as trincas de fadiga e a expor suas pontas (Figura 1).

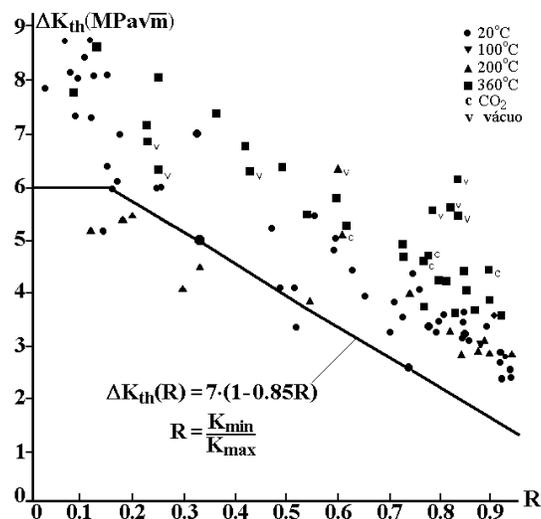


Figura 1. Influência da carga média no ΔK_{th} de diversos aços.

Elber [7-8] descobriu o fechamento das trincas de fadiga ao observar que a rigidez de uma placa trincada variava com a carga. A rigidez decrescia à medida que a carga crescia a partir do zero, até que na chamada carga de abertura da trinca P_{ab} atingia a rigidez teórica da placa trincada, a qual permanecia constante

para cargas (elásticas) P maiores que P_{ab} . A carga de abertura P_{ab} é medida no início do trecho linear da curva $P(\delta)$ (ou da parte horizontal de $P(\delta) - \kappa\delta$), onde P é a carga aplicada, δ é o deslocamento que ela induz na peça trincada e κ é a sua rigidez quando a trinca está toda aberta [9].

A esteira de deformações residuais trativas que envolve as faces das trincas de fadiga seria a principal causa do seu fechamento, vide Figura 2. Por causa dela, o resto da peça, que permanece elástico ao ser descarregado, induz forças compressivas através das faces da trinca ao tentar voltar à sua configuração inicial. Assim, as faces da trinca vão se abrindo paulatinamente (como se descolando) à medida que a carga vai crescendo, até abrirem totalmente quando $P > P_{ab}$.

Deve-se enfatizar que a variação da rigidez observada nas peças trincadas por fadiga ao carregá-las a partir do zero não pode ser devida à sua plastificação macroscópica. Neste caso a rigidez é inicialmente constante (na fase elástica) e depois decresce à medida que a plastificação progride. Mas nos casos das peças trincadas por fadiga a rigidez primeiro decresce para depois permanecer constante quando $P > P_{ab} > 0$, uma característica linear elástica. Após identificar o fechamento, Elber supôs que as trincas de fadiga só poderiam crescer após estarem totalmente abertas, e então que sua taxa de propagação da/dN deveria ser controlada pela gama efetiva $\Delta K_{ef} = K_{max} - K_{ab}$ (e não por ΔK), onde K_{max} e K_{ab} são os fatores de intensidade de tensões associados respectivamente à carga máxima e a P_{ab} .

$$\Delta K_{th}(R > 0) < \Delta K_{th}(R = 0) \equiv \Delta K_0 \leq \Delta K_{th}(R < 0) \quad (1)$$

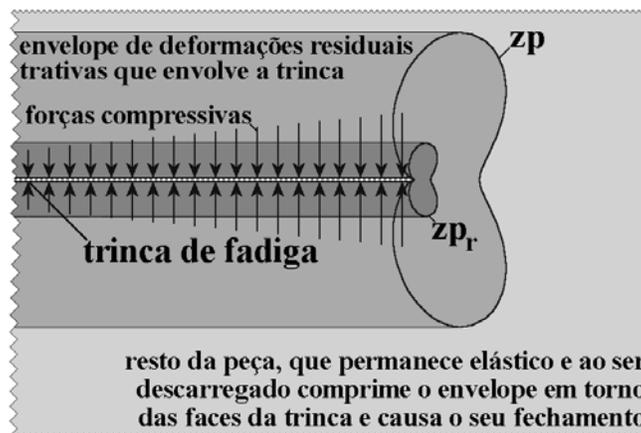


Figura 2. Esquema do fechamento de trinca induzido por plasticidade.

Por outro lado, cargas médias compressivas tendem a fechar as trincas e em geral dificultam a sua propagação. Como as trincas precisam expor suas pontas às cargas de serviço para que possam crescer por fadiga, é comum se desprezar a parte compressiva das cargas de fadiga nos cálculos mais simples da vida residual de peças trincadas. No entanto, esta prática pode ser perigosa se a história apresentar subcargas compressivas significativas, que tendem a acelerar a trinca ao diminuir o efeito do fechamento.

Desse modo, o efeito da carga média está diretamente relacionado ao fechamento das trincas de fadiga, sob cargas de amplitude constante. No entanto, na presença de sobrecargas, a razão R não é suficiente para caracterizar o efeito da carga de abertura, que precisa ser quantificado considerando os efeitos da zona plástica da sobrecarga a cada ciclo.

2 ESTIMATIVAS DO LIMIAR DE PROPAGAÇÃO DE TRINCA

Na ausência de dados experimentais, pode-se estimar os limiares de propagação de trincas das ligas estruturais metálicas a partir de valores típicos dos seus $\Delta K_{th}(R \geq 0)$ que, em $MPa \sqrt{m}$, variam nos intervalos [10-13]:

$$\text{ligas de Al: } 1.2 \cdot (1 - 0.2R) < \Delta K_{th}(R) < 5 \cdot (1 - 0.9R) \quad (2)$$

$$\text{ligas de Cu e de Ti: } 2 \cdot (1 - 0.5R) < \Delta K_{th}(R) < 9.5 \cdot (1 - 0.8R) \quad (3)$$

$$\text{aços e ligas de Ni: } \max[2.2, 6 \cdot (1 - 0.9R)] < \Delta K_{th}(R) < 12 \cdot (1 - 0.8R) \quad (4)$$

As ligas de Al tipicamente têm módulo de elasticidade $68 < E < 78 GPa$, as de Cu $100 < E < 150 GPa$, as de Ti $110 < E < 120 GPa$, os aços $190 < E < 210 GPa$, enquanto as ligas de Ni têm $200 < E < 230 GPa$, logo os $\Delta K_{th}(R)$ crescem com E. A diminuição de ΔK_{th} com R pode ser significativa se $R < 0$, e portanto para R próximos de zero em geral é conservativo estimar $\Delta K_{th}(R < 0) \cong \Delta K_0$, o limiar de propagação em $R = 0$. No entanto, para valores de R muito negativos ou após subcargas compressivas significativas, o uso de ΔK_0 pode ser não-conservativo, pois cargas compressivas podem causar escoamento nas faces da trinca e assim diminuir o efeito do fechamento, acelerando o seu crescimento [14].

Experimentos indicam que não bastaria abrir a ponta da trinca para propagá-la, como originalmente proposto por Elber, e que também seria preciso que a gama efetiva ΔK_{ef} fosse maior que um limiar intrínseco, ΔK_{thin} . Este limiar intrínseco seria uma propriedade do material mensurável com a trinca toda aberta [15], e.g. em testes com razão R suficientemente alta para que não haja qualquer fechamento da trinca. Nestes testes, o valor de ΔK_{th} medido tenderá para o valor de ΔK_{thin} , ou seja

$$\Delta K_{thin} = \Delta K_{th}(R \rightarrow 1) \quad (5)$$

As Equações (2-4) confirmam essa observação, pois resultam em valores de $\Delta K_{th} > 0$ quando $R \rightarrow 1$, caracterizando a existência de um limiar de propagação intrínseco mesmo quando a trinca não fecha em nenhuma parte do ciclo de carga. Há autores [6, 12] que sugerem que os ΔK_{thin} dos aços de baixa liga e das ligas de alumínio são bem estimados por 2.5 e 1.0 $MPa \sqrt{m}$, respectivamente, mas as estimativas da Tabela 1 foram obtidas através de testes sob razões R grandes o suficiente para eliminar a influência do fechamento de trinca [5, 13]. Nota-se uma dependência entre ΔK_{thin} e o módulo de elasticidade E. Com base nesses dados, propõe-se que ΔK_{thin} (em $MPa \sqrt{m}$) seja estimável a partir de E (em GPa) por:

$$\Delta K_{thin} = E/62 \quad (6)$$

Supondo que a gama efetiva ΔK_{ef} controle a propagação de trincas, então pode-se propor uma equação de propagação de trinca:

$$\frac{da}{dN} = A \cdot [\Delta K_{ef} - \Delta K_{thin}]^m \quad (7)$$

Tabela 1. Limiares intrínsecos e módulos de Young de diversos materiais [5, 13].

| material | ΔK_{thin} ($MPa \sqrt{m}$) | E (GPa) |
|--------------------|--------------------------------------|---------|
| liga de Mg | 0.9 | 43 |
| Al 6061 | 1.2 | 70 |
| Al 6061 + SiC | 1.6 | 95 |
| Ti 6Al 5Zr | 2.0 | 120 |
| Fe fundido nodular | 2.7 | 165 |
| aço DOCOL 350 | 3.4 | 210 |

onde A e m são constantes experimentais. McEvily [15] modificou esta equação para modelar também a fase III de propagação, e propôs uma regra da/dN interessante, com apenas um parâmetro ajustável A' :

$$\frac{da}{dN} = \frac{A'}{S_{Ec}E} (\Delta K_{ef} - \Delta K_{thin})^2 \cdot \left(\frac{K_C - K_{ab}}{K_C - K_{max}} \right) \quad (8)$$

onde S_{Ec} é a resistência ao escoamento cíclico e K_C a tenacidade à fratura. Note que ambas as equações acima modelam indiretamente o efeito da carga média através de ΔK_{ef} , pois o efeito do fechamento varia com R .

Assim, pelo menos em teoria, uma curva $da/dN \times \Delta K_{ef}$ obtida num único teste sob R alto (sem fechamento), poderia gerar todas as curvas da/dN para qualquer R . Mas esta não é uma tarefa simples, pois a relação entre ΔK_{ef} e R não é bem conhecida, e pode variar e.g. com o tipo do corpo de prova ou o nível de tensão. Na prática, só medindo diretamente o efeito do fechamento sob várias razões R é que se pode gerar curvas da/dN confiáveis. Devido a esses problemas intrínsecos à modelagem de ΔK_{ef} , há autores [16] que defendem que o fechamento de trinca não influi de forma significativa na taxa da/dN , como discutido a seguir.

3 O ENFOQUE UNIFICADO

Segundo o Enfoque Unificado (EU) [1], a taxa de propagação de trincas por fadiga da/dN seria função de dois parâmetros, ΔK e K_{max} , e a trinca somente se propagaria se ambos fossem maiores que seus limiares respectivos ΔK^* e K_{max}^* , vide Figura 3. Estes dois limiares de propagação seriam verdadeiras propriedades mecânicas do material, que não dependeriam do tamanho da trinca, do seu eventual fechamento ou da razão R ($K_{max}^* > 3.0MPa \sqrt{m}$ e $1.0 < \Delta K^* < 2.0MPa \sqrt{m}$ seriam valores típicos para ligas de alumínio).

Por definição, o valor do limiar da carga máxima K_{max}^* é igual ao limiar ΔK_0 da carga pulsante $R = 0$, pois nesse caso $\Delta K = K_{max}$, e o limiar da gama ΔK^* é medido sob R alto, garantindo-se que K_{max} seja sempre maior que K_{max}^* (logo, o ΔK^* do EU é equivalente ao limiar intrínseco ΔK_{thin} discutido acima). A medição de K_{max}^* pode ser feita sob uma carga de gama constante suficientemente alta (com ΔK maior que ΔK^*), diminuindo-se K_{max} até parar o crescimento da trinca. Um critério de parada sugerido é a não detecção de crescimento em pelo menos 10^7 ciclos [17]. Mas se, ao contrário do que prega o EU, o fechamento da trinca influir significativamente em da/dN , então os K_{max} decrescentes poderiam fazer o papel de sobrecargas aplicadas antes de se atingir o nível K_{max}^* , elevando o valor da carga de abertura em relação àquela que estaria presente sob amplitude constante, mascarando e possivelmente invalidando os resultados medidos dessa forma.

Pelo EU, o retardo no crescimento de trincas de fadiga após sobrecargas seria devido às tensões residuais compressivas geradas nas zonas plásticas à **frente** da ponta da trinca, e não pelo fechamento que ocorre **atrás** dela. Assim, seria necessário aplicar um fator máximo K_{max} maior que o limiar K_{max}^* para vencer essas tensões residuais e permitir que a trinca se propague. Além disso, mesmo tendo superado este limiar, a gama ΔK precisaria ser maior que o outro limiar ΔK^* .

Um argumento do EU [1] contra o fechamento é que ele só teria contribuição significativa se toda a face da trinca estivesse fechada, o que seria refletido em uma derivada infinita na curva carga vs. abertura de boca de trinca, ou $P \times \delta$. Todo o trecho antes de P_{ab} em que as faces da trinca estivessem abrindo já teria influência na propagação. A carga que iniciaria a abertura de uma trinca completamente

fechada seria portanto muito menor que P_{ab} , e com isso o efeito do fechamento seria muito menor do que o previsto.

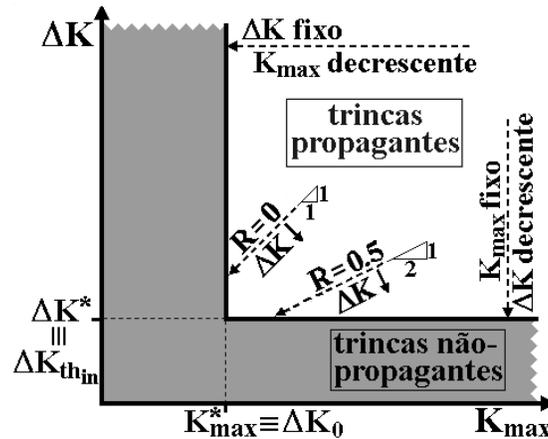


Figura 3. Diagrama $\Delta K \times K_{max}$ do Enfoque Unificado, mostrando que sob ΔK decrescente e R constante as trincas parariam quando atingissem ΔK^* ou K_{max}^* .

Por esse argumento não importa que as faces das trincas de fadiga abram paulatinamente, e que pequenas aberturas das bocas das trincas não abram necessariamente as suas pontas nem causem reversão local do escoamento. Não seria isto que influenciaria seu crescimento. Segundo o EU, o não crescimento das trincas é devido às tensões residuais compressivas à **frente** das suas pontas, que precisariam ser vencidas. Essa explicação seria facilmente aceitável se, ao invés de uma trinca, considerássemos um entalhe pouco afiado sob deformações elastoplásticas. No entanto, os fatores de concentração de tensão de uma trinca de fadiga real são tão altos que, na ausência de fechamento, provocam reversão do escoamento (ou escoamento cíclico) em torno de sua ponta mesmo sob cargas muito baixas, eliminando assim qualquer efeito de tensão residual ali localizado.

Uma aparente falha lógica no argumento mecanístico do EU é que as tensões residuais na ponta da trinca deveriam em princípio afetar ambos K_{max} e K_{min} da mesma forma, e portanto não poderiam afetar a gama ΔK . Desse modo, como as tensões residuais causadas por eventuais sobrecargas aplicadas sobre cargas de gama constante não alterariam o valor subsequente de ΔK , também não poderiam causar retardos na taxa da/dN . Além disso, o EU não é capaz de justificar o efeito de atraso no retardo após sobrecargas (*delayed retardation*), caso ele ocorra.

Não é difícil mostrar que os grandes laços de histerese de um elemento de volume do material logo à frente da ponta da trinca seriam pouco sensíveis a tensões residuais ou a efeitos de carga média. Devido à insensibilidade desses laços à carga média, se não houver outro mecanismo de retardo atuando, como e.g. o fechamento ou a bifurcação da trinca, seria injustificável segundo o EU que da/dN dependesse de algum outro parâmetro da história de carregamento além de ΔK . Porém o EU prega justamente que da/dN depende de ambos ΔK e K_{max} e a existência de um limiar K_{max}^* , o que parece ser incoerente com a sua hipótese física fundamental baseada nas tensões residuais.

Além disso, é importante notar que o uso de ΔK e K_{max} para descrever da/dN não é novidade, pois já havia sido proposto através e.g. da regra de Walker [18]:

$$\frac{da}{dN} = A \cdot \Delta K^m \cdot K_{max}^p \quad (9)$$

onde A , m e p são constantes ajustáveis.

Em suma, o fato de da/dN ser bem descrito pelos parâmetros ΔK e K_{max} não é suficiente para justificar algumas interpretações físicas por trás do EU. Como demonstração deste fato, na próxima seção os diagramas $\Delta K \times K_{max}$ e os limiares ΔK^* e K_{max}^* serão reproduzidos a partir de modelos de fechamento de trinca, apresentando uma outra interpretação física para o mesmo fenômeno.

4 FECHAMENTO COMO INTERPRETAÇÃO PARA O ENFOQUE UNIFICADO

Partindo das Equações (2-4) e do limiar intrínseco ΔK_{thin} , o limiar de propagação de trinca pode ser representado por

$$\Delta K_{th}(R) = \max[\Delta K_0 \cdot (1 - \beta R), \Delta K_{thin}] \quad (10)$$

onde $\max[x, y]$ é a função que retorna o maior valor entre x e y , e β é uma constante ajustável. Como $R = 1 - \Delta K/K_{max}$, a Equação (10) resulta em dois critérios suficientes para a parada de uma trinca de fadiga:

$$\Delta K \leq \Delta K_{thin} \quad \text{ou} \quad (11)$$

$$K_{max} \leq \frac{\Delta K_0 \cdot \beta}{1 - (1 - \beta) \cdot \Delta K_0 / \Delta K} \quad (12)$$

Como discutido acima, o limiar da gama ΔK^* é idêntico ao limiar intrínseco ΔK_{thin} medido na ausência de fechamento. Além disso, o limiar do máximo K_{max}^* só seria constante (e portanto uma propriedade do material, como pregado pelo EU) no caso $\beta = 1$, no qual $K_{max}^* = \Delta K_0$ segundo a Equação (12).

No entanto, segundo as Equações (2-4), os valores de β ajustados para as principais famílias de metais estruturais estão entre 0.2 e 0.9. Isso significa que K_{max}^* não seria uma propriedade do material, pois segundo a Equação (12), no caso geral $\beta \neq 1$, ele depende da gama ΔK do carregamento. Pode-se inclusive reescrever a Equação (12) em função de R ,

$$K_{max} \leq \frac{\Delta K_0 \cdot (1 - \beta R)}{1 - R} \quad (13)$$

resultando assim em uma dependência entre K_{max}^* e R que contradiz o EU. Nesse caso, o critério de parada de trinca $K_{max} \leq K_{max}^*$ é delimitado por uma curva ao invés de uma reta vertical no plano $\Delta K \times K_{max}$. Isto pode ser visto nas Figuras 4 e 5.

A Figura 4 mostra a variação de ΔK_{th} com R para uma liga de alumínio 2219-T6 [19]. Como ΔK_{th} tende a ΔK_{thin} quando $R \rightarrow 1$, a estimativa $\Delta K_{th} = \Delta K_0(1 - \beta R)$ deveria resultar em, no mínimo, um valor $\beta \cong 1 - \Delta K_{thin}/\Delta K_0 = 0.6$, vide Figura 4. Mas um melhor ajuste da região $0 \leq R \leq 0.7$ foi obtido usando $\beta \cong 0.85$, como visto na linha pontilhada. Mas como ΔK_{th} também varia para $R < 0$, é aconselhável usar outra estimativa de β nessa região, pois $\beta(R < 0)$ normalmente é menor que $\beta(R > 0)$, e.g. $\beta(R < 0) = 0.56 < \beta(R > 0) = 0.85$ na Figura 4. A Figura 5 apresenta o diagrama $\Delta K \times K_{max}$ para este material, onde as curvas para $0 \leq R \leq 0.7$ e $0.7 < R < 1.0$ estão representadas em preto e cinza, respectivamente. Note-se que, como esperado neste caso, K_{max}^* não é uma constante. De um modo geral, os critérios de parada de trinca $K_{max} \leq K_{max}^*$ para diversos valores de β possuem um ponto fixo $\Delta K = K_{max} = \Delta K_0$, que ocorre quando $R = 0$, vide Figura 6.

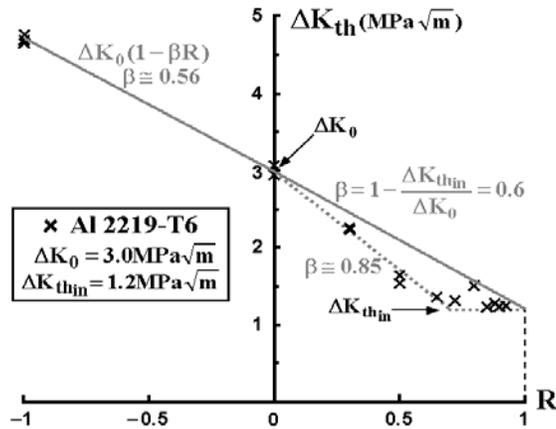


Figura 4. Medições do limiar ΔK_{th} em função de R para uma liga de alumínio [19].

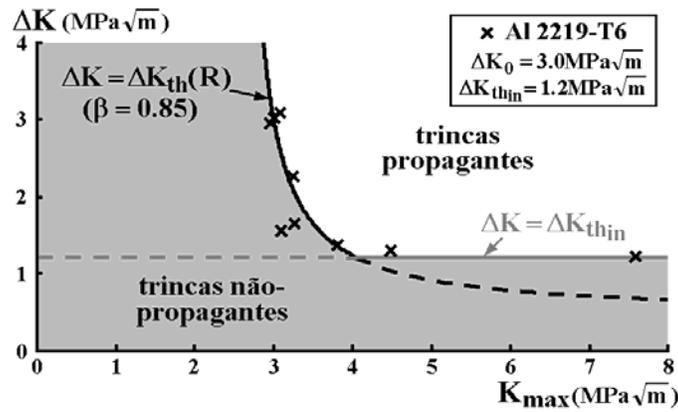


Figura 5. Diagrama $\Delta K \times K_{max}$ resultante da Figura 4.

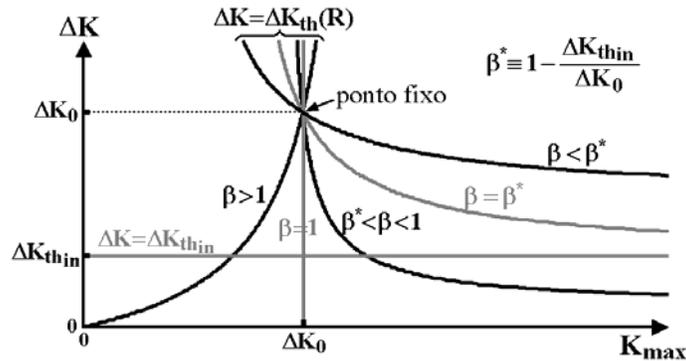


Figura 6. Diagramas $\Delta K \times K_{max}$ para materiais com diferentes valores de β .

Já o critério $\Delta K \leq \Delta K_{thin}$ seria dispensável se:

$$\beta \leq \beta^* \equiv 1 - \frac{\Delta K_{thin}}{\Delta K_0} \quad (14)$$

pois neste caso $\Delta K_{th}(R)$ seria sempre maior que ΔK_{thin} e as curvas nunca se cruzariam, bastando considerar $K_{max} \leq K_{max}^*$. No entanto, fisicamente seria impossível que $\beta < \beta^*$, pois isso implicaria na existência de fechamento quando $R \rightarrow 1$, mesmo com a trinca propagando. O caso $\beta > 1$, apesar de fisicamente possível, não foi observado em nenhum dos materiais estruturais listados na literatura consultada. Conclui-se assim que, tipicamente, $\beta^* < \beta < 1$.

5 CONCLUSÕES

Medições do limiar de propagação de trinca sob diversas razões R comprovaram que os valores obtidos no diagrama $\Delta K \times K_{max}$ podem ser justificados por efeitos de fechamento. Verificou-se a existência de um limiar ΔK_{thin} intrínseco ao material, no entanto para o material estudado concluiu-se que K_{max}^* não é uma constante e sim uma função de R , fato esse justificável por conceitos de fechamento de trinca e conflitante com o Enfoque Universal. A conclusão principal deste trabalho é que um mesmo fenômeno pode ter diversas explicações físicas, portanto não se pode inferir comportamentos físicos apenas de correlações fenomenológicas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 VASUDEVAN, A.K.; SADANANDA, K.; LOUAT, N. A Review of Crack Closure, Fatigue Crack Threshold and Related Phenomena. **Mat. Sci. Eng. A**, v.188, n.1, pp.1-22, 1994.
- 2 MCEVILY, A.; RITCHIE, R.O. Crack Closure and the Fatigue Crack Propagation Threshold as a Function of Load Ratio. **Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct.**, v.21, pp.847-855, 1998.
- 3 CASTRO, J.T.P.; GIASSONI, A.; KENEDI, P.P. Fatigue Propagation of Semi and Quarter-Elliptical Cracks in Wet Welds. **J. Braz. Soc. Mech. Sciences**, v.20, pp.263-277, 1998.
- 4 WASÉN, J.; HEIER, E. Fatigue Crack Growth Thresholds, the Influence of Young's Modulus and Fracture Surface Roughness. **Int. J. of Fatigue**, v.20, pp.737-742, 1998.
- 5 SURESH, S. **Fatigue of Materials**. 2nd Edition, Cambridge 1998.
- 6 BARSOM, J.M.; ROLFE, S.T. **Fracture and Fatigue Control in Structures**. ASTM 1999.
- 7 ELBER, W. Fatigue Crack Closure under Cyclic Tension. **Eng. Frac. Mech.**, v.2(1), pp.37-45, 1970.
- 8 ELBER, W. The Significance of Fatigue Crack Closure. Damage Tolerance of Aircraft Structures, **ASTM STP 486**, pp.230-242, 1971.
- 9 CASTRO, J.T.P. A Circuit to Measure Crack Closure. **Experimental Techniques**, v.17, n.2, pp.23-25, 1993.
- 10 LINDLEY, T.C. Near Threshold Fatigue Crack Growth: Experimental Methods, Mechanisms, and Applications. **Subcritical Crack Growth Due to Fatigue, Stress Corrosion, and Creep**, pp.167-213, Elsevier 1985.
- 11 SCHMIDT, R.A.; PARIS, P.C. Threshold for Fatigue Crack Propagation and Effects of Load Ratio and Frequency. Progress in Flaw Growth and Fracture Toughness Testing, **ASTM STP 536**, pp.79-94, 1973.
- 12 TAYLOR, D. Compendium of Fatigue Thresholds and Growth Rates. **UK Engineering Materials Advisory Services**, 1985.
- 13 LIAW, P.; LEAX, T.; LOGSDON, W. Near-Threshold Fatigue Crack Growth Behaviour in Metals. **Acta Metallurgica**, v.31, n.10, pp.1581-1587, 1983.
- 14 YU, M.T.; TOPPER, T.H.; DUQUESNAY, D.L.; LEVIN, M.S. The Effect of Compressive Peak Stress on Fatigue Behaviour. **Int. J. of Fatigue**, v.8, n.1, pp.9-15, 1986.
- 15 MCEVILY, A.J. Current Aspects of Fatigue. **Metal Science**, v.11, pp.274-284, 1977.
- 16 SADANANDA, K.; HOLTZ, R.L.; VASUDEVAN, A.K. Non-Propagating Fatigue Cracks. **Fatigue 2002**, v.2, pp.1187-1197, Emas 2002.
- 17 LANG, M.; MARCI, G. The Influence of Single and Multiple Overloads on Fatigue Crack Propagation. **Fatigue and Fract. of Eng. Mat. Structures**, v.22, pp.257-271, 1999.
- 18 WALKER, K. In Effects of Environment and Complex Load History on Fatigue Life, **ASTM STP 462**, pp.1-14, 1970.
- 19 FORMAN, R.G.; SHIVAKUMAR, V.; METTU, S.R.; NEWMAN, J.C. **Fatigue Crack Growth Computer Program NASGRO**, Version 3.0, Reference Manual, NASA 2000.

ON THE USE OF THE UNIFIED APPROACH TO OBTAIN THE THRESHOLD STRESS INTENSITY FACTOR

*Marco Antonio Meggiolaro
Antonio Carlos de Oliveira Miranda
Jaime Tupiassú Pinho de Castro*

Abstract

The Unified approach (UA) claims that fatigue crack propagation depends on two basic parameters, the range ΔK and maximum value K_{max} of the stress intensity factor [1]. According to the UA, the cracks could only propagate if ΔK is bigger than a threshold ΔK^* and at the same time K_{max} is bigger than another threshold K_{max}^* , which would be true material mechanical properties, non-dependent on crack size, mean load or crack closure, under constant propagation mechanisms. Thus, the UA can be used to question elberian closure concepts as the cause for overload induced crack retardation. The objective of this work is to show that crack closure can physically justify the behavior described by the UA. Crack propagation thresholds measured under various R ratios for a 2219-T6 Al alloy are presented and compared with the behavior expected by the UA.

Key-words: Crack propagation; Closure; Intrinsic threshold; Unified approach.