

# APLICAÇÃO DIRETA DOS MODELOS DE DANO CRÍTICO PARA PREVER O TRINCAMENTO POR FADIGA<sup>1</sup>

Jorge Rodríguez Durán<sup>2</sup>  
Jaime Tupiassú Pinho de Castro<sup>3</sup>  
Marco Antonio Meggiolaro<sup>3</sup>

## Resumo

Este trabalho demonstra a aplicabilidade direta dos modelos de dano crítico para prever, a partir apenas das propriedades cíclicas do material obtidas em testes tradicionais de iniciação de trincas por fadiga, o crescimento de trincas sob cargas de amplitude lentamente variável. As previsões dos vários modelos foram comparadas com as curvas  $a \times N$  medidas em corpos de prova de aço SAE 4340 de duas espessuras diferentes (3.2 mm e 24 mm). Nas duas espessuras testadas os modelos sobreestimam o tamanho de trinca experimental quando se considera que seu crescimento é controlado por  $\Delta K$ . Já quando se supõe que  $\Delta K_{ef} = \Delta K - \Delta K_{th}$  em vez de  $\Delta K$  é o parâmetro indutor do crescimento da trinca, as previsões do modelo baseado na regra de concentração de deformações de Molski e Glinka para a espessura de 3.2 mm praticamente coincidem com os dados experimentais. Neste caso, a propagação das trincas ocorreu sob condições de tensão plana dominante. Já para a espessura de 24 mm, onde o estado predominante era de deformação plana, as melhores previsões foram feitas pelo modelo baseado na regra Linear.

**Palavras-chave:** Fadiga; Modelagem da propagação de trincas; Mecânica da fratura.

<sup>1</sup> 60th Annual Congress of the Associação Brasileira de Metalurgia e Materiais (ABM), Belo Horizonte (MG), July 25 – 28, 2005

<sup>2</sup> D.Sc. Professor of UFF

<sup>3, 4</sup> Ph.D. Professors of PUC-Rio

## INTRODUÇÃO

As curvas de propagação de trincas por fadiga  $da/dN \times \Delta K$  previstas por modelos de acúmulo de dano por plasticidade cíclica à frente da ponta da trinca, chamados aqui por simplicidade de modelos de dano crítico, reproduzem satisfatoriamente os resultados experimentais obtidos com vários materiais estruturais, como demonstrado em [1-3]. Nestes trabalhos, as três fases das curvas de propagação dos vários materiais estudados foram previstas para cargas de amplitude constante, calculando a constante da equação semi-empírica de McEvily [4, 5], num método que pode ser chamado de *indireto*. Este trabalho serve para demonstrar a aplicabilidade *direta* [6] dos modelos de dano crítico para *prever* as curvas  $a \times N$  em corpos de prova de aço SAE 4340 de duas espessuras diferentes (3.2 mm e 24 mm), submetidos a cargas de amplitude variável.

A modelagem indireta da curva de propagação  $da/dN \times \Delta K$  pelo método do dano crítico, na sua forma mais simples, correlaciona a resistência do material à fadiga oligocíclica de cada ponto da zona plástica cíclica  $z_{p_c}$  (ou a sua vida em número de reversões  $2N(r)$  em função da distância  $r$  deste ponto à ponta da trinca) com o (pequeno) avanço da trinca a cada reversão da carga. Devido a gama da deformação plástica ser muito maior que a elástica dentro da maior parte da  $z_{p_c}$ ,  $\Delta \varepsilon_p \gg \Delta \varepsilon_e$ , o dano causado pelos ciclos de carga naquela região pode ser aproximadamente descrito pela parte plástica da equação de Coffin-Manson  $\Delta \varepsilon_p = 2\varepsilon_c(2N)^c$ . Assim, primeiro se usa uma modificação do campo HRR [7, 8] para descrever as gamas  $\Delta \sigma_p$  e  $\Delta \varepsilon_p$  dentro da  $z_{p_c}$  [9-12], obtendo-se, e.g., em tensão plana no plano da trinca ( $\theta = 0$ ):

$$\Delta \sigma_p(r) = 2S_{Yc} \left[ \frac{\Delta K^2}{4\pi(1+h_c)S_{Yc}^2 \cdot r} \right]^{h_c/(1+h_c)} \quad (1)$$

$$\Delta \varepsilon_p(r) = 2\varepsilon_c \left[ \frac{\Delta K^2}{4\pi(1+h_c)S_{Yc}^2 \cdot r} \right]^{1/(1+h_c)} \quad (2)$$

onde  $S_{Yc}$  é a resistência ao escoamento cíclico,  $\Delta K$  a gama do fator de intensidade de tensões aplicado na peça trincada e  $h_c$  o expoente de encruamento cíclico (parabólico). Mas como nenhum material seria capaz de suportar as tensões e deformações previstas pelo campo HRR, sua singularidade deve ser eliminada antes de usá-lo na previsão de taxas de propagação de trincas por fadiga [1-3, 6, 13].

Para isto pode-se considerar a trinca como um entalhe de ponta muito afiada porém de raio  $\rho \cong \text{CTOD}/2$  *finito*, onde **CTOD** é a abertura da ponta da trinca, cuja gama de deformação  $\Delta \varepsilon_{pt}$  pode ser calculada combinando seu fator de concentração de tensões (linear elástico)  $K_t$  com alguma regra de concentração de deformações (como Neuber, Glinka ou Linear). A distribuição das deformações à frente da trinca pode ser estimada pela equação (2) com a origem deslocada de um valor  $X$  para *dentro* da trinca,  $\Delta \varepsilon_p(r + X)$ , de forma a se obter  $\Delta \varepsilon_p(r = 0) = \Delta \varepsilon_p(X) = \Delta \varepsilon_{pt}$ .

Logo, supõe-se que a propagação da trinca por fadiga ocorre pela fratura seqüencial de elementos de volume EV (ou corpinhos de prova do tipo  $\varepsilon N$ ) de largura  $\Delta a$  constante adjacentes à sua ponta, *porque* eles acumularam o dano requerido para sua quebra (calculado a partir das regras de Coffin-Manson e de Miner) [1-3]:

$$\sum_{i=0}^{z_{pc}/\Delta a} \frac{1}{N(r_i + X)} = \sum_{i=0}^{z_{pc}/\Delta a} \frac{1}{N(z_{pc} - i \cdot \Delta a + X)} = 1 \quad (3)$$

onde  $N(r_i + X) = N(z_{pc} - i \cdot \Delta a + X)$  é a vida à fadiga correspondente à gama  $\Delta \varepsilon_p(r_i + X)$ , que atua no  $i$ -ésimo EV localizado à distância  $r_i$  da ponta da trinca, para o qual

$$N(r_i + X) = \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta \varepsilon_p(r_i + X)}{2\varepsilon_c} \right)^{1/c} = \frac{1}{2} \left[ \frac{S_{Yc}}{E\varepsilon_c} \cdot \left( \frac{z_{pc}}{r_i + X} \right)^{1+h_c} \right]^{1/c} \quad (4)$$

Aproximando a largura finita do EV  $\Delta a$  pela diferencial  $da$  e o somatório de Miner por uma integral, obtém-se

$$\frac{da}{dN} = \int_0^{z_{pc}} \frac{dr}{N(r + X)} \quad (5)$$

Segundo Creager e Paris [13], no caso elástico  $X = \rho/2 = CTOD/4$ . Mas no caso elastoplástico é mais razoável usar o modelo de Creager e Paris para primeiro calcular o  $K_t$  da trinca,  $K_t = 2\Delta K / (\Delta \sigma_n \cdot \sqrt{\pi \rho})$ , a partir do qual se calcula  $\Delta \varepsilon_{pt}$  usando uma regra de concentração apropriada. Assim, pela regra Linear [14]

$$\Delta \varepsilon_{pt} = \frac{K_t \cdot \Delta \sigma_n}{E} = \frac{2\Delta K}{E\sqrt{\pi \cdot CTOD/2}} \quad (6)$$

Já para obter  $\Delta \varepsilon_{pt}$  pela regra de Neuber [15], é preciso resolver o sistema

$$\begin{cases} \Delta \sigma_{pt} \cdot \Delta \varepsilon_{pt} = \frac{(K_t \Delta \sigma_n)^2}{E} = \frac{8\Delta K^2}{E \cdot \pi \cdot CTOD} \\ \Delta \varepsilon_{pt} = 2 \left( \frac{\Delta \sigma_{pt}}{2H_c} \right)^{1/h_c} \end{cases} \quad (7)$$

que pela regra de Molsky and Glinka [16] deve ser modificado para

$$\begin{cases} \frac{2\Delta K^2}{E \cdot \pi \cdot CTOD} = \frac{\Delta \sigma_{pt}^2}{4E} + \frac{\Delta \sigma_{pt}}{1+h_c} \cdot \left( \frac{\Delta \sigma_{pt}}{2H_c} \right)^{1/h_c} \\ \Delta \varepsilon_{pt} = 2 \left( \frac{\Delta \sigma_{pt}}{2H_c} \right)^{1/h_c} \end{cases} \quad (8)$$

Após calcular  $\Delta \varepsilon_{pt}$  por uma destas regras, o deslocamento  $X$  da origem do campo HRR é obtido por

$$\Delta \varepsilon_{pt} = \frac{2S_{Yc}}{E} \cdot \left( \frac{z_{pc}}{X} \right)^{1+h_c} \Rightarrow X = z_{pc} \cdot \left( \frac{2S_{Yc}}{E\Delta \varepsilon_{pt}} \right)^{1+h_c} \quad (9)$$

Assim, pode-se finalmente obter o único parâmetro  $A$  ajustável da regra de propagação de McEvily [4] resolvendo a equação:

$$\frac{da}{dN} = \int_0^{z_{pc}} 2 \cdot \left( \frac{2\varepsilon_c}{\Delta \varepsilon_p(r + X)} \right)^{1/c} dr = A [\Delta K - \Delta K_{th}(R)]^2 \left( \frac{K_c}{K_c - [\Delta K / (1-R)]} \right) \quad (10)$$

onde  $K_c$  é a tenacidade do material e  $\Delta K_{th}(R)$  o seu limiar de propagação de trincas quando a razão de carga é  $R = K_{min}/K_{max}$ . Maiores detalhes podem ser obtidos nas

referências [1-3], incluindo uma série de resultados experimentais que comprovam que todas as 3 fases das curvas  $da/dN \times \Delta K$  características de vários materiais estruturais são bem previstas por esta modelagem indireta.

Curvas  $a \times N$  obtidas sob cargas de amplitude variável (CAV) podem ser previstas a partir das curvas  $da/dN \times \Delta K$  obtidas como descrito acima. Mas neste caso é bem mais conveniente usar o modelo de dano crítico de forma *direta*, considerando que a trinca propaga por fadiga fraturando em seqüência EV de largura *variável* [6]. Como os efeitos de seqüência da carga podem ser muito significativos nestes casos, usando (e.g.) as regras de Morrow e Linear para descrever a influência da tensão média  $\sigma_m$  na vida  $\varepsilon N$  para prever a vida do EV distante  $r$  da ponta da trinca, obtém-se:

$$N(r+X) = \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta \varepsilon_p(r+X)}{2\varepsilon_c} \left( 1 - \frac{\sigma_m}{\sigma_c} \right)^{-c/b} \right)^{1/c} \quad (11)$$

onde  $\sigma_c$  é o coeficiente elástico de Coffin-Manson. Para separar as influências do dano e do fechamento no crescimento da trinca, na ausência de medidas confiáveis da carga de abertura da trinca, pode-se modelar efeitos similares ao do fechamento Elberiano [17] para filtrar os ciclos com  $R > 0$  que não causam dano no EV, supondo que o crescimento da trinca por fadiga seja controlado por

$$\Delta K_{ef} = \Delta K - \Delta K_{th}(R) \quad (12)$$

e que o dano  $D_i(r)$  causado pelo  $i$ -ésimo evento da CAV possa então ser obtido por

$$D_i(r+X_i) = \frac{1}{N_i(r+X_i)} \quad (13)$$

onde  $X_i$  agora é variável, pois depende da amplitude da carga naquele evento.

Se o material à frente da ponta da trinca for virgem, então o incremento  $\Delta a_1$  causado pelo primeiro evento da carga é igual ao valor  $r = r_1$  que iguala o dano a 1:

$$D_1(r_1+X_1) = 1 \Rightarrow \Delta a_1 = r_1 \quad (14)$$

Mas em geral o incremento da trinca também depende do dano causado por todos os eventos anteriores, logo pode variar a cada ciclo da CAV como esquematizado na Figura 1. No segundo evento o incremento da trinca  $\Delta a_2$  é igual à distância à frente da trinca onde o dano acumulado  $D_2(r+X_2) + D_1(r+r_1+X_1) \geq 1$ , e assim por diante. Maiores detalhes desta modelagem podem ser encontrados em [6].

## RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Testaram-se corpos de prova (CP) de aço SAE 4340 de duas espessuras bem diferentes ( $B = 3.2 \text{ mm}$  e  $B = 24 \text{ mm}$ ), para avaliar se as taxas de propagação  $da/dN$  eram controladas pela gama  $\Delta K$  aplicada, ou pela gama efetiva  $\Delta K_{ef} = \Delta K - \Delta K_{th}(R)$ , para simular os efeitos de fechamento da trinca.

Nos ensaios o  $\Delta K$  aplicado foi lentamente aumentado e diminuído tantas vezes quantas a largura do CP ( $w = 50 \text{ mm}$ ) permitisse, para medir  $da/dN$  sob um mesmo  $\Delta K$  em diferentes tamanhos de trinca, seguindo a norma ASTM E647 para minimizar eventuais efeitos de retardo. Os CPs tipo *Disk-Shaped Compact-Tension* DC(T) foram pré-trincados por fadiga sob  $\Delta K = 20 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  até  $a/w = 0.26$ , e as trincas foram propagadas até  $a/w = 0.7$ , numa máquina servo-hidráulica de 100kN, operada sob controle de carga mantendo  $R = K_{min}/K_{max} = 0.05$ . O tamanho da trinca foi

monitorado de duas formas: (i) opticamente, usando um microscópio acoplado a um micrômetro de 10  $\mu\text{m}$  de resolução; e (ii) pela técnica da deformação da face traseira [18- 20], usando um *strain-gage* de 120 $\Omega$  e 5mm colado na face traseira do CP.

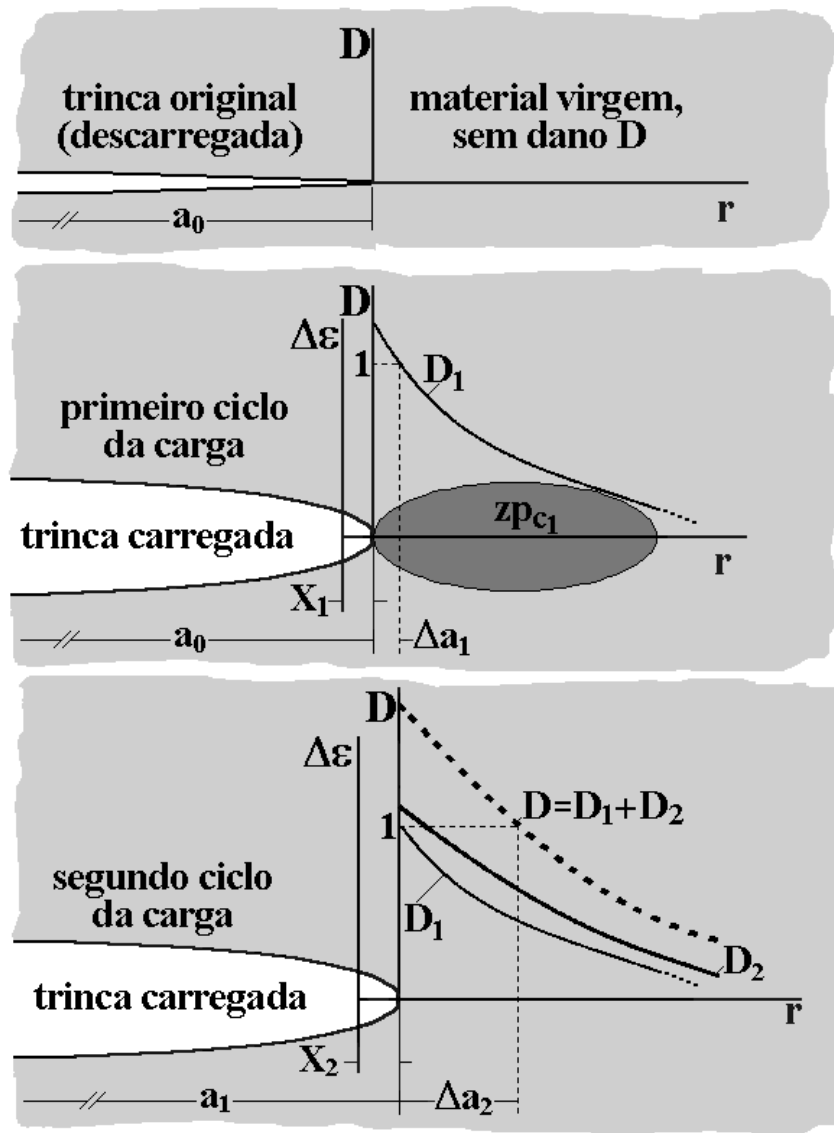


Figura 1. Esquema do crescimento da trinca sob cargas de amplitude variável.

Um código foi especialmente desenvolvido para calcular as curvas  $a \times N$  previstas por cada modelo de dano crítico, cujas variáveis de entrada são as propriedades cíclicas do material (ver Tabela 1) e a força motriz da propagação,  $\Delta K$ . A simulação foi também feita usando  $\Delta K_{\text{ef}}$  em vez de  $\Delta K$ , supondo que  $\Delta K_{\text{th}} = 10 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  e

$$\Delta K_{\text{ef}} = \Delta K - \Delta K_{\text{th}} \quad (15)$$

Tabela 1. Propriedades cíclicas do aço SAE 4340 [17].

| Material | $\sigma_c$ (MPa) | b     | $\varepsilon_c$ | c     | $H_c$ (MPa) | $h_c$ | $S_{Yc}$ (MPa) |
|----------|------------------|-------|-----------------|-------|-------------|-------|----------------|
| Aço 4340 | 1713             | -0.95 | 0.83            | -0.65 | 1760        | 0.146 | 724            |

As Figuras 2 e 3 mostram as curvas  $a \times N$  medidas e as previstas pelos modelos de dano crítico, considerando na 2 que  $\Delta K$  e na 3 que  $\Delta K_{ef}$  controla o crescimento da trinca (usando o limiar para simular o efeito do fechamento elberiano).

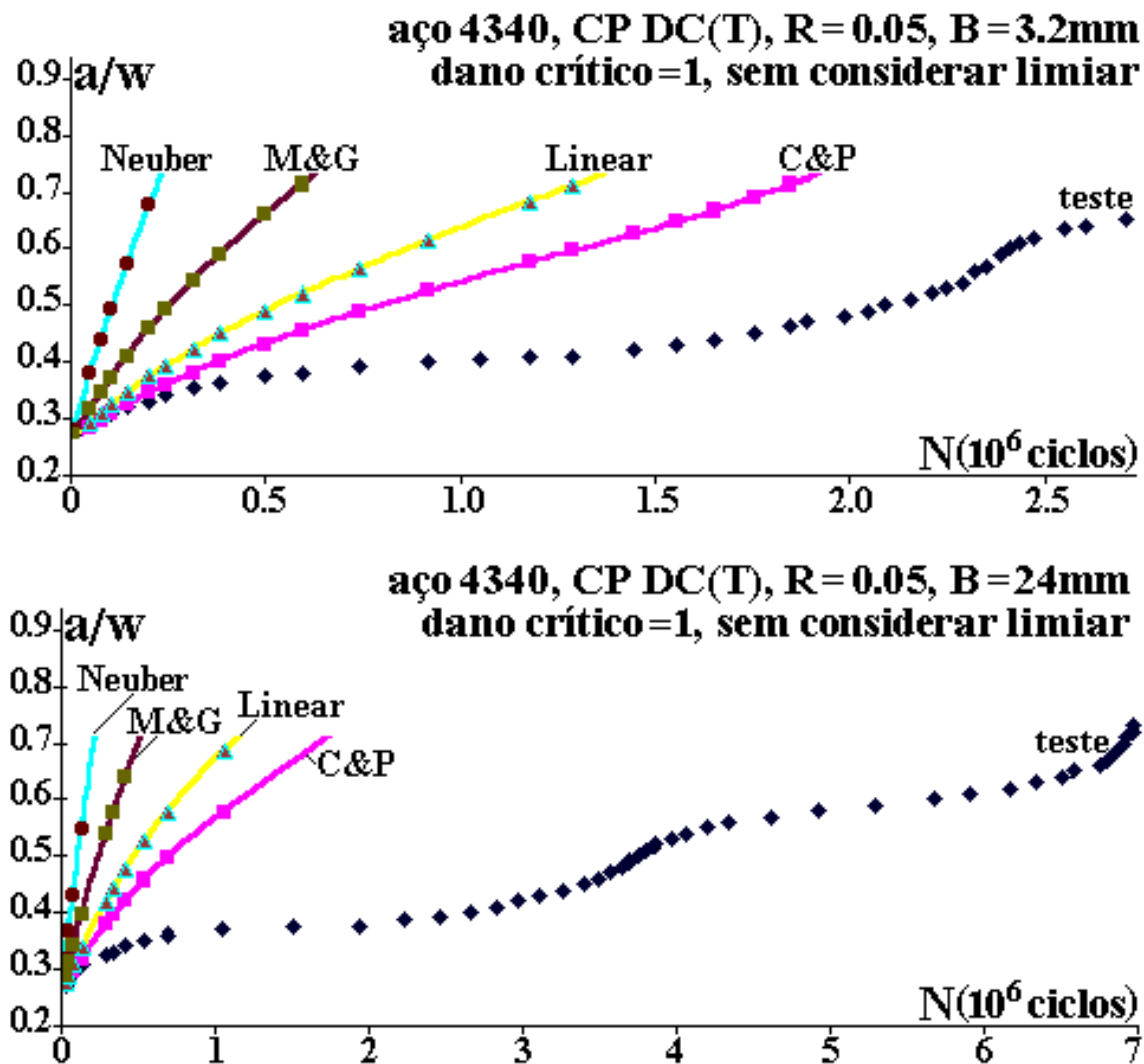


Figura 2. Curvas  $a \times N$  medidas e previstas *sem considerar* os efeitos do limiar em  $da/dN$ , para as duas espessuras (a)  $B = 3.2$  mm e (b)  $B = 24$  mm testadas.

## DISCUSSÃO

Os resultados experimentais mostram que o modelo de dano crítico baseado na regra de Neuber aproxima de forma conservadora (i.e., superestima) todas as curvas  $a \times N$  medidas neste trabalho. Resultados similares foram reportados em [21].

As estimativas de  $\Delta \epsilon_{pt}$  pela regra de concentração de tensões e deformações elasto-plásticas de Molski e Glinka [18] são menos conservadoras que as de Neuber e, como se observa nas Figuras 2 e 3, o modelo de dano crítico baseado nesta regra (chamado de M&G nas figuras) prevê, como esperado, curvas  $a \times N$  que ficam abaixo das previstas pelo modelo baseado em Neuber. No caso da Figura 3(a), onde se considera o efeito do limiar de propagação de trincas por fadiga, as previsões baseadas neste modelo são tão boas que praticamente não se consegue visualizar os pontos experimentais.

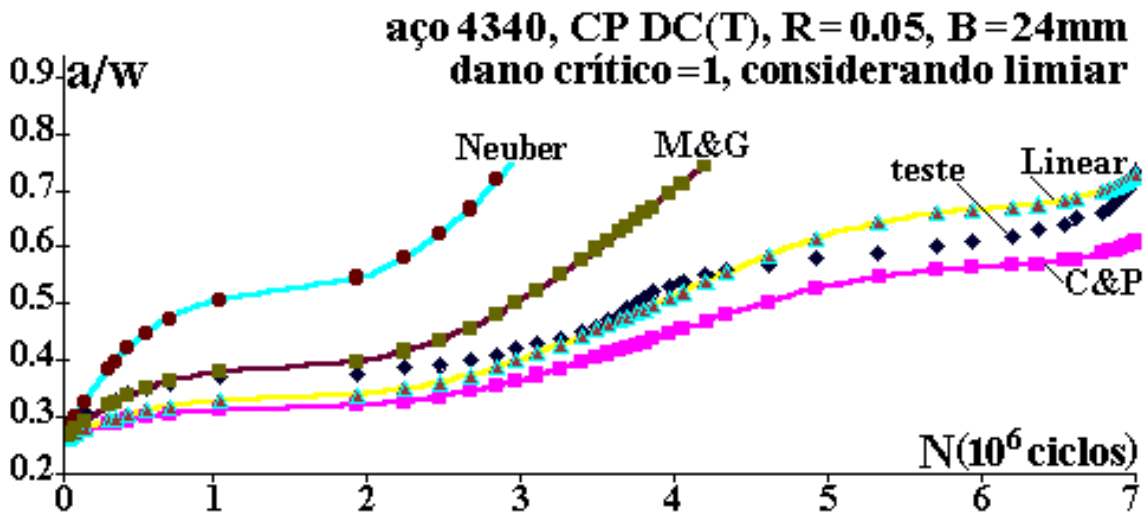
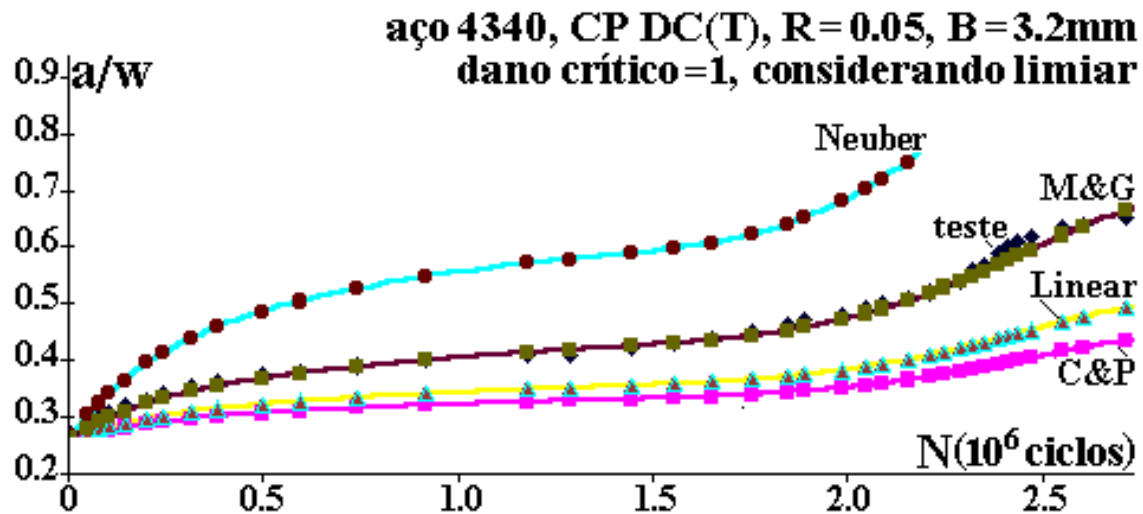


Figura 3 – Curvas  $a \times N$  medidas e previstas *considerando* o efeito do limiar, para as duas espessuras (a)  $B = 3.2 \text{ mm}$  e (b)  $B = 24 \text{ mm}$  testadas.

Isto indica que o modelo de dano crítico baseado na regra de Molski e Glinka parece descrever de forma satisfatória a propagação de trincas por fadiga quando o estado de tensões dominante na ponta da trinca é de tensão plana, e quando se supõe que a propagação é controlada pela gama efetiva dada por  $\Delta K_{ef} = \Delta K - \Delta K_{th}$ .

A regra Linear prevê  $\Delta \epsilon_{pt}$  menor que as regras de Neuber e de M&G e, segundo Stephens [14], é a mais apropriada para descrever os efeitos da concentração de tensões e deformações elasto-plásticas em entalhes cuja ponta esteja sob um estado de deformação plana dominante. E o modelo de dano crítico baseado nesta regra de fato previu melhor as taxas de propagação do CP mais espesso na Figura 3(b), onde se considera que  $\Delta K_{ef} = \Delta K - \Delta K_{th}$  controla a propagação da trinca por fadiga.

As previsões do modelo de dano crítico baseado na regra (elástica) de Creager e Paris foram sempre não-conservadoras, confirmando que esta hipótese simplista não deve ser usada em problemas elasto-plásticos.

Por último deve-se destacar a importância do uso de  $\Delta K_{ef}$  na modelagem do crescimento da trinca por plasticidade cíclica [22]. Como pode ser visto nas Figuras 2(a) e 2(b), ao se usar  $\Delta K$  sem considerar o efeito do limiar nos vários modelos de

dano crítico, sempre se obtiveram previsões muito conservadoras, i.e, todas as curvas  $a \times N$  previstas ficaram bem acima dos resultados *medidos*. Isto indica que, pelo menos nos testes aqui relatados, a verdadeira força motriz da trinca parece realmente ser  $\Delta K_{ef} = \Delta K - \Delta K_{th}$  e não  $\Delta K$ .

Mas deve-se também enfatizar que isto *não* significa que o fechamento elberiano seja o mecanismo controlador de  $\Delta K_{ef}$ , pois *não* se pode assumir que em todos os casos acima a carga de abertura da trinca  $K_{ab}$  fosse igual ao limiar de propagação  $\Delta K_{th}$ . Na realidade, as cargas de abertura foram *medidas* durante estes testes, mas a gama elberiana efetiva por elas gerada,  $\Delta K_{ef,elber} = K_{max} - K_{ab}$  não gerou uma correlação tão boa quanto a apresentada acima, como será discutido alhures.

## CONCLUSÕES

Foi possível prever de forma satisfatória as curvas  $a \times N$  medidas em testes de propagação de trincas por fadiga sob cargas de amplitude lentamente variável (para evitar efeitos de retardo) usando modelos de dano crítico aplicados de forma direta, supondo que a força motriz da trinca seja  $\Delta K_{ef} = \Delta K - \Delta K_{th}$ . As melhores previsões foram obtidas usando o modelo baseado na regra de Molski e Glinka no caso da propagação sob condições de tensão plana dominante, e o modelo Linear no caso de deformação plana dominante.

## Agradecimentos

Os autores agradecem ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico **CNPq** pelo suporte financeiro para a realização das pesquisas.

## Referências Bibliográficas

- 1 CASTRO, J.T.P. KENEDI, P.P. "Correlação Entre a Taxa de Fadiga e o Laço de Histerese Elastoplástico", **Anais do 1º Seminário de Mecânica da Fratura**, p.281-295, ABM 1995
- 2 DURÁN, J.R., CASTRO, J.T.P. PAYÃO, J.C. (2003). "Fatigue Crack Propagation Prediction by Cyclic Plasticity Damage Accumulation Models". **Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures**, v.26, p.137-150.
- 3 DURÁN, J.R. CASTRO, J.T.P. PAYÃO, J.C. (2002). "Modelagem  $\epsilon N$  bi-axial da Propagação de Trincas por Fadiga". **Anais do 57º Congresso Anual Internacional da Associação Brasileira de Metalurgia e Materiais**, em CD, ISSN 1516-392X.
- 4 McEVILY, A.J. (1977) "Current Aspects of Fatigue". **Metal Science** v.11, p. 274-284
- 5 SCHWALBE, K.H. (1974). "Comparison of Several Fatigue Crack Propagation Laws with Experimental Results". **Engineering Fracture Mechanics**, v.6, p. 325-341.
- 6 DURÁN, J.R. CASTRO, J.T.P. MEGGIOLARO M.A. (2004). "A Modified Critical Damage Model to Predict Fatigue Crack Growth under Variable Amplitude Loading Based on Low Cycle Fatigue Data", **Proceedings SAE Fatigue 2004**, paper 2004-01-2220, em CD.



- 7 HUTCHINSON, J.W. (1968). "Singular Behavior at the End of a Tensile Crack in a Hardening Material". **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v.16, p.13-31.
- 8 RICE, J.R. ROSENGREN, G.F. (1968). "Plane Strain deformation near a crack tip in a power law hardening material". **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, v.16, p.1-12.
- 9 MAJUMDAR, S. MORROW, J. (1974). "Correlation Between Fatigue Crack Propagation and Low Cycle Fatigue Properties". In: **Fracture Toughness and Slow-Stable Cracking**, ASTM STP 559, p.159-182.
- 10 KUJAWSKI, D. ELLYIN, F. (1987). "A fatigue crack growth model with load ratio effects". **Engineering Fracture Mechanics**, v.28, p.367-378.
- 11 SCHWALBE, K.H. (1973). "Approximate calculation of fatigue crack growth". **Engineering Fracture Mechanics**, v.9, p.381-395.
- 12 GLINKA, G. (1982). "A cumulative Model of fatigue crack growth". **International Journal of Fatigue**, v.4, p.59-67.
- 13 CREAGER, M. PARIS, P.C. (1967). "Elastic Field Equations for Blunt Cracks with Reference to Stress Corrosion Cracking". **International Journal of Fracture Mechanics**, v.3, p.247-252.
- 14 STEPHENS, R.II FATEMI, A. STEPHENS, R.R. FUCHS, H.O. (2000) **Metal Fatigue in Engineering**. Interscience.
- 15 NEUBER H. (1961) "Theory of Stress Concentration for Shear-Strained Prismatical Bodies with an Arbitrary Non-Linear Stress-Strain Law". **Journal of Applied Mechanics** v.28, p.544-551
- 16 MOLSKI, K. GLINKA, G. (1981). "A method of Elastic-Plastic and Strain Calculation at a Notch Root". **Materials Science and Engineering**, v.50, p.93-100.
- 17 ELBER, W. (1970). "Fatigue Crack Closure Under Cyclic Tension". **Engineering Fracture Mechanics**, v.2, p.37-45.
- 18 DEANS, W.F. and RICHARDS, C.E. (1979). "A simple and sensitive method of monitoring crack length and load in compact fracture mechanics specimens using strain gages". **Journal of Testing and Evaluation**, v.7, p.147-154.
- 19 SHAW, W.J.D. and ZHAO, W. (1994). "Back Face Strain Calibration for Crack Length Measurements". **Journal of Testing and Evaluation**, v.22, p.512-516.
- 20 CASTRO, J.T.P. (1985) "Some Critical Remarks on the Use of Potential Drop and Compliance Systems to Measure Crack Growth in Fatigue Experiments". **Brazilian Journal of Mechanical Sciences** v.7, p.291-314.
- 21 CONLE, A. NOWACK, H. (1977). "Verification of a Neuber-based notch analysis by the companion specimen method". **Experimental Mechanics**, v.17, p. 57.
- 22 PARIS, P.C. TADA, H. DONALD, J.K. (1999). "Service load fatigue damage – a historical perspective". **International Journal of Fatigue**, v.21, p.S35 –S 46.

# DIRECT APPLICATION OF THE CRITICAL DAMAGE MODELS TO PREDICT FATIGUE CRACK PROPAGATION<sup>1</sup>

*Jorge Rodríguez Durán  
Jaime Tupiassú Pinho de Castro  
Marco Antonio Meggiolaro*

## **Abstract**

This work demonstrates that the critical damage model is directly applicable to predict, using only cyclic properties measured in traditional fatigue crack initiation tests, the crack growth under slowly variable amplitude loads. The predictions of the various models were compared to **a x N** curves measured in SAE 4340 steel specimens of two thicknesses, 3.2 mm and 24 mm. In both cases, the models overestimate the measured crack sizes when the crack growth was assumed controlled by  $\Delta K$ . But when the crack growth was supposed controlled by  $\Delta K_{ef} = \Delta K - \Delta K_{th}$  instead of by  $\Delta K$ , the predictions made by the model based on the Molski and Glinka strain concentration rule for the 3.2 mm thickness practically coincided with the measured values. In this case, the crack growth occurred under dominantly plane stress conditions. For the 24 mm thickness, where the dominant condition was plane strain, the best predictions were made by the model based on the Linear rule.

**Key-words:** Fatigue; Fatigue crack propagation modeling; Fracture mechanics.