

## MODELO MICROMECAÁNICO DE CRECIMIENTO DE GRIETAS PEQUEÑAS POR FATIGA: UNA APROXIMACIÓN BASADA EN DOS CONDICIONES UMBRALES

C. Vallellano, J. Vázquez, A. Navarro, J. Domínguez

Departamento de Ingeniería Mecánica y de los Materiales, E.T.S. de Ingenieros Industriales,  
Universidad de Sevilla, Camino de los Descubrimientos s/n,  
41092, Sevilla, Spain.  
E-mail: carpofof@us.es

### RESUMEN

Este trabajo presenta una descripción micromecánica del proceso de crecimiento de grietas pequeñas por fatiga basada en los sucesivos bloqueos de las zonas plásticas monotónica y cíclica en las barreras microestructurales (*e.g.* bordes de grano, límites de fase, etc). Esto permite establecer dos umbrales para el crecimiento de grietas por fatiga: uno relacionado con capacidad de la zona plástica monotónica para superar las sucesivas barreras del material (*umbral máximo*), y el otro asociado con la capacidad de la zona plástica cíclica para vencer también tales barreras (*umbral cíclico*). Esta descripción conecta de manera natural con las recientes tendencias en fatiga basadas en el uso de dos parámetros ( $K_{\max}$  y  $\Delta K$ ) para describir el proceso de propagación de las grietas.

### ABSTRACT

This paper presents a micromechanical description of small fatigue crack growth based on the successive blocking of the monotonic and the cyclic plastic zone at the microstructural barriers (*e.g.* grain boundaries, phase limits, etc). Two fatigue crack growth thresholds can be established: one is related to the capability of the monotonic plastic zone to overcome the successive material barriers (*maximum threshold*), and other it is associated to the ability of the cyclic plastic zone to overcome such barriers too (*cyclic threshold*). This model connects in a natural way with recent advances in fatigue based on the use of two parameters ( $K_{\max}$  and  $\Delta K$ ) to describe the crack propagation process.

**PALABRAS CLAVE:** Fatiga, Crecimiento de grietas pequeñas, Condiciones umbrales.

### 1. INTRODUCCIÓN

Existe recientemente una tendencia, que cobra cada vez más fuerza, a describir el crecimiento de grietas por fatiga con modelos basados en dos parámetros independientes: uno relacionado con el rango de carga aplicada, *e.g.*  $\Delta K$ , y otro proporcional al nivel máximo de la carga, *e.g.*  $K_{\max}$  [1-2]. Dichos modelos están superando en capacidad de predicción a los modelos tradicionales de un único parámetro ( $\Delta K$ ). No obstante, las propuestas planteadas hasta el momento son fundamentalmente fenomenológicas, y la mayoría se centran en el régimen de grietas grandes.

El actual trabajo presenta una descripción del crecimiento de grietas por fatiga desde el rango de grieta pequeña al de grieta grande, aportando como novedad el empleo de sendas condiciones umbrales, basadas en el rango y en el máximo, en la descripción del proceso global de propagación. El modelo permite describir físicamente el patrón oscilante de crecimiento de las grietas pequeñas y su interacción con la microestructura, conectando de manera natural con los modelos basados en dos parámetros y dando explicación a algunos de los resultados de estos últimos.

### 2. HIPÓTESIS DE TRABAJO

Antes de presentar el modelo es importante establecer con claridad las hipótesis de partida:

1. La carga cíclica es la principal responsable del daño por fatiga. Así, la velocidad de crecimiento ( $da/dN$ ) será función del rango de dicha carga o sus variables derivadas, *e.g.*  $\Delta\sigma$ ,  $\Delta K$ ,  $\Delta\phi$  (rango de apertura en el frente de la grieta), etc. En este trabajo se supondrá  $da/dN$  función de  $\Delta\phi$ .
2. Las características microestructurales del material, tales como, bordes de grano, límites de fase e inclusiones, actúan como barreras al deslizamiento plástico, conteniendo la extensión de las zonas plásticas monotónica (ZPM) y cíclica (ZPC) delante de la grieta.
3. La ZPM evoluciona bloqueándose en las sucesivas barreras microestructurales. La capacidad de que la ZPM pueda extenderse más allá de una determinada barrera dependerá de la posibilidad de generar o no deslizamiento plástico detrás de la barrera. Dicha capacidad será función de los niveles máximos de carga aplicada (*e.g.*  $\sigma_{\max}$ ,  $K_{\max}$ , etc).

4. La ZPC se extiende siempre dentro de la ZPM y su tamaño depende del rango de la carga aplicada (e.g.  $\Delta\sigma$ ,  $\Delta K$ , etc.). Las sucesivas barreras microestructurales existentes en la ZPM y previamente superadas por ésta, actuarán también como barreras para la ZPC. La capacidad para que la ZPC supere o no dichas barreras dependerá del rango de la carga aplicada (e.g.  $\Delta\sigma$ ,  $\Delta K$ , etc.).
5. No es posible que una grieta crezca por fatiga si no existe ZPC delante de ella. En efecto, dicha zona es donde se produce el daño cíclico en el material, asociado a irreversibilidades en el movimiento de las dislocaciones, a la acumulación y/o aniquilación de las mismas, etc., provocando así el progresivo avance de la grieta.

### 3. FORMULACIÓN DEL MODELO

El modelo matemático que se plantea tiene sus orígenes en el modelo de crecimiento de grietas por fatiga desarrollado por Navarro y de los Rios [3], el cual permite caracterizar la interacción de la grieta con las barreras microestructurales del material. La idea básica de dicho modelo es considerar que la zona plástica de la grieta progresa bloqueándose en las sucesivas barreras microestructurales del material. De esta manera, la grieta sólo podrá crecer más allá de dichas barreras si es capaz de activar deslizamiento plástico en los granos adyacentes; en caso contrario, se parará al alcanzar la barrera. A diferencia del modelo de los citados autores, el modelo actual plantea las expresiones matemáticas tanto para el proceso de carga, como para el proceso de descarga, lo que permite establecer dos condiciones umbrales independientes para la propagación de la grieta, más acorde con la evidencia experimental.

Supóngase una grieta de longitud  $2a$  que atraviesa un cierto número de granos de un policristal cuando está sometida a la máxima tensión del ciclo. La zona plástica monotónica se supone bloqueada por una barrera genérica  $i$  (véase figura 1 para la notación). Por simplicidad se considera un tamaño de grano igual a  $D$  constante, y que sólo actúan como barreras los bordes de grano. La grieta propiamente dicha, su zona plástica y la zona de la barrera se modelan mediante una distribución continua de dislocaciones. Las dislocaciones de borde, situadas en el plano de la grieta (como en el esquema de la figura 1), permiten simular el Modo II de apertura, y situadas perpendicular a dicho plano, modelan el Modo I. Para reproducir el Modo III se emplean dislocaciones de tornillo. En general, la grieta soporta una oposición a la apertura de sus caras representada por una tensión  $\sigma_1^i$ , usualmente considerada despreciable. En la ZPM, que se extiende desde el frente de grieta hasta la barrera donde se encuentra bloqueada, actúa una tensión  $\sigma_2^i$ , que representa la oposición al deslizamiento plástico o resistencia a la fluencia del material. Por último, la barrera se considera como una pequeña zona extra de longitud  $r_0^i$  ( $r_0^i \ll D$ ), que representa el tamaño típico

de la interfase entre granos o límites de fase adyacentes. En esta zona se considera que actúa una tensión  $\sigma_3^i$ , la cual representa la presión que soporta la barrera microestructural. El equilibrio de las dislocaciones requiere cumplir la denominada *condición de existencia* [3], la cual suponiendo  $\sigma_1^i \approx 0$  y  $n_2^i \approx 1$ , toma la forma

$$\frac{\pi}{2} \sigma_{\max} - \sigma_2^i \cos^{-1} n_1^i - \sigma_3^i \cos^{-1} n_2^i = 0 \quad (1)$$

donde  $n_1^i = a/iD/2$  y  $n_2^i = iD/2/(iD/2+r_0^i) \approx 1$ . El índice  $i=1,3,5\dots$  marca la posición teórica de las sucesivas barreras.

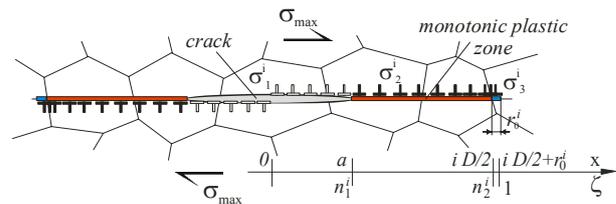


Figura 1. Esquema de la grieta, zona plástica monotónica y la barrera en la máxima tensión (Modo II).

Suponiendo una grieta creciendo en Modo I, el desplazamiento de apertura en el frente de la grieta en el máximo punto del ciclo se expresa como [3]

$$\phi_{\max}^i = \frac{8}{\pi^2 E'} \frac{K_{\max}^2}{\sigma_{\max}} \left\{ \left( \frac{\sigma_2^i}{\sigma_{\max}} \right) \ln \left( \frac{1}{n_1^i} \right) + \frac{\pi \sqrt{1-(n_1^i)^2}}{2 n_1^i} \left[ 1 - \frac{2}{\pi} \left( \frac{\sigma_2^i}{\sigma_{\max}} \right) \cos^{-1} n_1^i \right] \right\} \quad (2)$$

donde  $K_{\max} = \sigma_{\max} \sqrt{\pi a}$ . En deformación plana  $E' = E/(1-\nu^2)$  y en tensión plana  $E' = E$ .

Al comenzar la descarga, comenzará a generarse una zona plástica cíclica (ZPC) en el frente de la grieta, dentro de la ZPM, extendiéndose tanto más cuanto mayor sea el decremento de la carga, i.e.  $\Delta\sigma$  (véase figura 2). La ZPC comprende básicamente aquellas dislocaciones de la ZPM que han podido invertir su movimiento y tienden a retroceder hacia la grieta, así como por nuevas dislocaciones emitidas desde el frente de grieta, de sentido contrario a las originales (figura2).

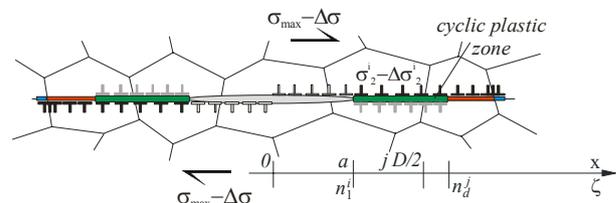


Figura 2. Representación esquemática de la grieta y zona plástica cíclica durante la descarga (Modo II).

Al igual que en el caso anterior, las barreras microestructurales actuarán bloqueando el avance de la ZPC. Se deben distinguir dos casos: (a) que la ZPC no esté bloqueada por una barrera (figura 2), o bien, (b)

que la ZPC haya alcanzado una barrera y se encuentre bloqueada por ella. En el primer caso, el tamaño de la ZPC,  $d$ , debe cumplir la expresión:

$$\frac{\pi}{2} \Delta\sigma - \Delta\sigma_2^i \cos^{-1} n_d = 0 \rightarrow n_d = \frac{a}{d} = \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_2^i}\right) \quad (3)$$

donde  $\Delta\sigma_2^i$  es el decremento que debe producirse en la tensión  $\sigma_2^i$  para invertir el flujo plástico. Suponiendo un endurecimiento local puramente cinemático  $\Delta\sigma_2^i \approx 2\sigma_2^i$ . El segundo caso, en el que la ZPC se encuentra bloqueada en una barrera genérica  $j$  ( $j \leq i$ ), es similar a la de máxima carga, y por tanto se deberá cumplir igualmente una *condición de existencia* pero expresada ahora en términos de incrementos:

$$\frac{\pi}{2} \Delta\sigma - \Delta\sigma_2^j \cos^{-1} n_d^j - \Delta\sigma_3^j \cos^{-1} n_{d2}^j = 0 \quad (4)$$

donde  $n_d^j = a/(jD/2)$  y  $n_{d2}^j = jD/2/(jD/2 + r_0^j) \approx 1$ . El decremento de tensión  $\Delta\sigma_3^j$  simula la presión que las dislocaciones de la ZPC ejercen sobre dicha barrera.

El rango del desplazamiento de apertura en el frente de la grieta es similar a la ecuación (2), sin más que sustituir valores máximos por rango y  $n_1^i$  por  $n_d$ .

$$\Delta\phi^i = \frac{8}{\pi^2 E'} \frac{\Delta K^2}{\Delta\sigma} \left\{ \left( \frac{\Delta\sigma_2^i}{\Delta\sigma} \right) \ln\left(\frac{1}{n_d}\right) + \frac{\pi \sqrt{1-(n_d)^2}}{n_d} \left[ 1 - \frac{2}{\pi} \left( \frac{\Delta\sigma_2^i}{\Delta\sigma} \right) \cos^{-1} n_d \right] \right\} \quad (5)$$

### 3.1 Evolución de la tensión $\sigma_2^i$ .

La tensión  $\sigma_2^i$  cuantifica la resistencia a la fluencia, esto es, la oposición al movimiento de las dislocaciones en el material. Inicialmente, cuando la ZPM está embebida dentro del primer grano dicha tensión ( $\sigma_2^1$ ) será del orden de la tensión de fluencia de un monocristal. A medida que la ZPM cubre cada vez un mayor número de granos, cada uno de ellos aleatoriamente orientados, la resistencia a la fluencia irá aumentando. En particular, cuando el número de granos abarcados sea suficientemente grande y las propiedades mecánicas medias en la ZPM sean parecidas a las del material policristalino, se tendrá que  $\sigma_2^{i \rightarrow \infty} \approx \sigma_Y$ , donde  $\sigma_Y$  es el límite de fluencia macroscópico del material.

Los trabajos de Chan and Lankford [4] proponen una ley de variación para  $\sigma_2^i$  lineal a trozos como la mostrada en la figura 3. En el presente trabajo se ha propuesto una variación más progresiva (figura 3)

$$\sigma_2^i = \sigma_Y \sqrt{i / \left( i^g + \left( \sigma_2^1 / \sigma_Y \right)^{2g} - 1 \right)^{\frac{1}{g}}} \quad (6)$$

donde  $i$  es el tamaño adimensional de la ZPM. Para el exponente  $g$ , que controla la rapidez en la transición entre  $\sigma_2^1$  y  $\sigma_Y$ , se propone un valor 2.5. Finalmente, se ha supuesto un valor de 0.25 para el cociente  $\sigma_2^1 / \sigma_Y$ , el cual es apropiado para aleaciones de aluminio [4].

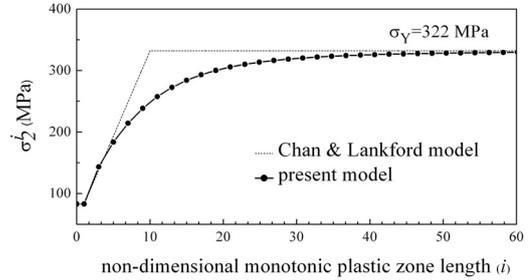


Figura 3. Tensión  $\sigma_2^i$  en función del tamaño de la ZPM.

## 4. CONDICIONES UMBRALES.

De acuerdo con las hipótesis de partida 1. y 5., una grieta por fatiga se parará cuando no haya ZPC en su frente. Esto es posible en dos situaciones: (a) que la zona plástica cíclica no pueda superar alguna de las barreras microestructurales a medida evoluciona dentro de la ZPM. En este caso la grieta crecerá hasta llegar a dicha barrera, agotando la ZPC y con ello su capacidad para seguir creciendo. Y (b) que la ZPM no pueda superar una determinada barrera microestructural. En efecto, aunque la ZPC pueda superar todas las barreras de la ZPM, si esta última está bloqueada, llegará un momento en que la grieta alcance dicha barrera, agotando la ZPC y deteniéndose. Estas dos situaciones permiten establecer dos condiciones umbrales de crecimiento por fatiga bien diferenciadas.

### 4.1 Evolución de la ZPM. Umbral máximo.

Como en modelos anteriores [3], se asume que la ZPM evoluciona a saltos, esto es, bloqueándose en las sucesivas barreras microestructurales. Este bloqueo origina que a medida que la grieta crece se produzca un continuo apilamiento de dislocaciones en dicha la barrera, lo que hace que  $\sigma_3^i$  aumente paulatinamente. Cuando dicha tensión alcanza un determinado valor crítico  $\sigma_3^i|_c$  que posibilita la activación de fuentes de dislocaciones dentro del grano vecino, o bien que las dislocaciones de la zona plástica penetren a través de la barrera. Así, la ZPM se extenderá rápidamente a través del nuevo grano hasta bloquearse en la siguiente barrera. El valor de  $\sigma_3^i|_c$ , dependerá principalmente de las diferentes orientaciones cristalográficas entre granos/fases adyacentes a la barrera  $i$  y de la tensión crítica para activar deslizamiento plástico en el material.

En este contexto, el mínimo valor de tensión máxima necesario para superar la barrera microestructural  $i$  se obtendrá cuando el frente de grieta esté justo en el

borde de grano (i.e.  $n_1^i = a/iD/2 \approx 1$ ) y  $\sigma_3^i$  alcance su valor crítico. A partir de (1), dicha tensión máxima umbral se expresa como

$$\sigma_{thi}^* = \sigma_3^i \Big|_C \cos^{-1} n_2^i \quad (7)$$

Sustituyendo (7) en (1) obtiene la longitud crítica de grieta adimensional ( $n_1^i \Big|_C$ ) para superar una barrera genérica  $i$ , para una determinada tensión máxima

$$n_1^i \Big|_C = \cos \left( \frac{\pi}{2} \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{thi}^*}{\sigma_2^i} \right) \quad (8)$$

La ecuación (8) se expresa también en función del FIT

$$n_1^i \Big|_C = \cos \left( \frac{\pi}{2} \frac{\sigma_{\max}}{\sigma_2^i} \left( 1 - \frac{K_{thi}^*}{K_{\max}} \right) \right) \quad (9)$$

En la práctica la evolución de  $\sigma_{thi}^*$  o  $K_{thi}^*$  con la longitud de grieta se obtiene del conocido diagrama de Kitagawa del material. A falta de datos experimentales pueden emplearse expresiones semiempíricas como las discutidas por Vallellano *et al.* [5].

Como se desprende de (9) la condición de superación de una barrera por parte de la ZPM está controlada exclusivamente por el valor máximo de la tensión o del FIT. De acuerdo con lo expuesto, la condición umbral se obtiene cuando  $n_1^i \Big|_C \approx 1$ , lo que según (9) conduce a

$K_{\max} = K_{thi}^*$ . En adelante se denominará a  $K_{thi}^*$  como *umbral máximo* (para una grieta bloqueada por una barrera genérica  $i$ ).

#### 4.2 Evolución de la ZPC. Umbral cíclico.

Como ya se ha comentado, la ZPC progresa dentro de la ZPM, donde los bordes de grano actúan también como barreras microestructurales a su progresión. La diferencia ahora es que se asume que la ZPC puede evolucionar de forma estable dentro de un grano, sin necesidad de que esté bloqueada por una barrera microestructural. En efecto, a diferencia que en el caso anterior, las dislocaciones de la ZPC encuentran no sólo la oposición del material sino la de las dislocaciones ya existentes en la ZPM, las cuales pueden ser capaces de retenerlas en equilibrio antes de alcanzar alguna barrera microestructural. En este caso, la extensión de la ZPC dependerá exclusivamente del decremento de tensión aplicado  $\Delta\sigma$ .

No obstante, a medida que la grieta crece y la ZPC avanzando con ella, se irán alcanzando las sucesivas barreras microestructurales dentro de la ZPM. Dado que ya existen fuentes de dislocaciones activas, en este caso, la resistencia al deslizamiento plástico de dichas barreras proviene principalmente de la desorientación cristalográfica entre granos/fases adyacentes. Una vez

superada una barrera, la ZPC se extiende súbitamente hasta ser contenida nuevamente, bien por las propias dislocaciones de la ZPM o bien por la siguiente barrera.

Siguiendo la metodología del caso anterior, el mínimo rango de tensión necesario para superar una barrera genérica  $j$  ( $j \leq i$ ) se obtendrá cuando el frente de grieta esté justo en dicha barrera ( $n_d = a/jD/2 \approx 1$ ) y el decremento de tensión  $\Delta\sigma_3^j$  alcance un cierto valor crítico. Es posible obtener entonces una expresión, análoga a (9), que determina el instante de salto de una barrera genérica  $j$  por parte de la ZPC

$$n_d^j \Big|_C = \cos \left( \frac{\pi}{2} \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_2^j} \left( 1 - \frac{\Delta K_{thj}^*}{\Delta K} \right) \right) \quad (10)$$

A la vista de (10), la condición mínima para que la ZPC supere una determinada barrera  $j$  ( $j \leq i$ ) está controlada exclusivamente por el rango de la carga aplicada. El mínimo rango de carga necesario para superar dicha barrera se obtiene cuando  $n_d^j \Big|_C \approx 1$ , es decir, cuando

$$\Delta K = \Delta K_{thj}^* .$$

Para que una grieta pueda crecer más allá de una determinada barrera  $i$ , deberá ser capaz de superar todas y cada una las sucesivas barreras  $j$ . Así, la condición umbral para el crecimiento queda finalmente como  $\Delta K = \Delta K_{thi}^* \equiv \max_{j \leq i} \{ \Delta K_{thj}^* \}$ . En adelante nos referiremos

a  $\Delta K_{thi}^*$  como *umbral cíclico* (para una grieta bloqueada por una barrera genérica  $i$ ).

A tenor de lo anterior, para que una grieta pueda crecer por fatiga se deben superar separadamente el *umbral máximo* y el *umbral cíclico*. Esto delimita sendas regiones de propagación y de parada en el diagrama  $\Delta K - K_{\max}$  mostrado en la figura 4. Este resultado conecta muy bien con los resultados obtenidos para grietas grandes (véase [6]) (figura 4). Dichas observaciones han sido explicadas por Vasudevan *et al.* [6], argumentando que existen dos condiciones umbrales de crecimiento independientes, una controlada por el FIT umbral de grieta grande en el máximo ( $K_{th\infty}^*$ ), que es responsable de lo que los autores denominan “daño estático” en el material; y otra controlada por el rango del FIT umbral ( $\Delta K_{th\infty}^*$ ), causante del denominado “daño cíclico”.

## 5. LEY DE CRECIMIENTO

En el presente trabajo se propone una ley de velocidad crecimiento que varía de forma potencial de la forma  $da/dN = B_\sigma (\Delta\phi)^m$ , donde  $B_\sigma$  y  $m$  son parámetros a determinar experimentalmente.

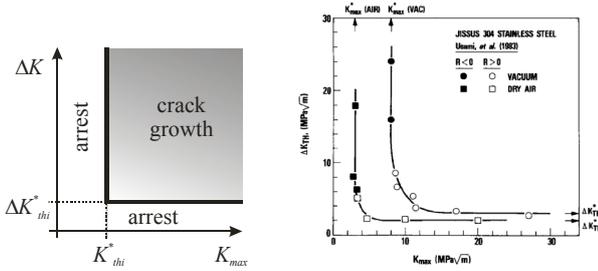


Figura 4. Diagrama  $\Delta K - K_{max}$  predicho para grietas cortas (*dcha.*) y experimental para grietas grandes (*izq.*).

En la figura 5 se muestra la evolución esquemática de la ley anterior para una grieta creciendo desde el régimen de grieta pequeña al de grieta grande bajo carga de amplitud constante. Como se puede comprobar, la velocidad de crecimiento exhibe el típico patrón de deceleraciones y aceleraciones característico de las grietas pequeñas. Las deceleraciones son consecuencia de los sucesivos bloqueos de la ZPC en las barreras del material, los cuales provocan una reducción en  $\Delta\phi$  a medida que la grieta crece. Las aceleraciones por su parte son el resultado del súbito incremento en la extensión de la ZPC al superar dichas barreras. Éste se traduce igualmente en un súbito incremento de  $\Delta\phi$ . Se puede observar así mismo que a medida que la grieta se hace mayor, el patrón oscilante se va reduciendo, dando paso a una velocidad de crecimiento más uniforme propia del régimen de grietas grandes.

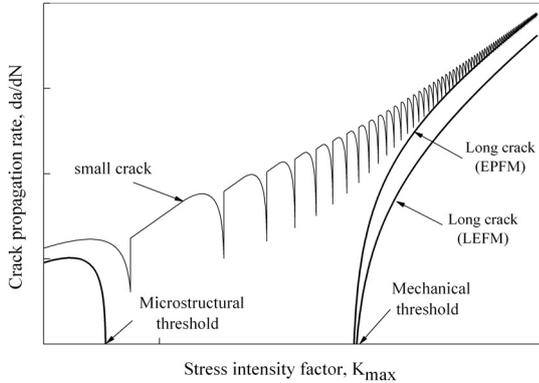


Figura 5. Ley de crecimiento para grietas pequeñas. Curvas clásicas de grietas grandes (EPFM y LEFM).

A partir del modelo planteado es directo obtener las expresiones clásicas de Mecánica de la Fractura para grietas grandes. En efecto, una grieta grande se caracteriza porque abarca un gran número de granos, presentando un comportamiento insensible a la microestructura ( *semejanza microestructural* ) y a las propiedades mecánicas locales ( *semejanza mecánica* ). En las expresiones del modelo esto se consigue haciendo  $i$  y  $j$  suficientemente grandes (típicamente  $i, j \rightarrow \infty$ ). Esto conlleva que los valores de las longitudes de grieta adimensionales  $n_i^i = a/iD/2$  y  $n_d = a/d$  sean aproximadamente constantes y próximos a sus valores críticos de salto

$$n_i^\infty \approx n_i^\infty|_C = \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\sigma_{max}}{\sigma_Y} \left(1 - \frac{K_{th}^*}{K_{max}}\right)\right) \tag{11}$$

$$n_d \approx n_d^\infty|_C = \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\Delta\sigma}{\Delta\sigma_Y} \left(1 - \frac{\Delta K_{th}^*}{\Delta K}\right)\right)$$

donde  $K_{th}^*$  y  $\Delta K_{th}^*$  son respectivamente los umbrales máximo y cíclico de grieta grande. Según se ha indicado anteriormente, se puede suponer  $\Delta\sigma_Y \approx 2\sigma_Y$ . La curva resultante se corresponde con la curva de crecimiento de grieta grande de la Mecánica de la Fractura Elasto-Plástica (véase figura 5). Asimismo, la curva de crecimiento de la Mecánica de la Fractura Elástica Lineal se obtiene imponiendo simplemente plasticidad a pequeña escala en el frente de la grieta, tanto en la ZPM como en la ZPC, esto es,  $n_i^\infty \approx n_i^\infty|_C \sim 1$  y  $n_d \approx n_d^\infty|_C \sim 1$ . Dicha curva se muestra también en la figura 5.

Por último, cabe notar que, a medida que se reduce el FIT aplicado, ambas curvas de grieta grande se aproximan al correspondiente FIT umbral de grieta grande (figura 5). Este umbral ha sido denominado por algunos autores “Umbral Mécánico” [7]. De igual forma, en el rango de microgrieta se predice también otro umbral clásico, denominado “Umbral Microestructural” [7] (figura 5). Este umbral se corresponde con aquella situación en la que una microgrieta dentro de un grano no es capaz de superar ni siquiera la primera barrea microestructural, quedándose bloqueada en ella.

### 6. APLICACIÓN PRÁCTICA. DISCUSIÓN

Para validar el modelo propuesto se presenta a continuación su aplicación a los resultados de grietas pequeñas Akiniwa *et al.* [8] obtenidos con probetas lisas de Al2024-T3. El tamaño medio de grano en la dirección de crecimiento era de 27  $\mu m$ . El valor máximo del límite de fatiga para  $R = -1$  fue de 145 MPa y el límite de fluencia de 322 MPa. El FIT umbral en el máximo ( $K_{th}^*$ ) fue de 3.15 MPa  $m^{1/2}$ , y se asume, a falta de mejores resultados, un FIT umbral cíclico,  $\Delta K_{th}^*$ , de igual valor. Los resultados analizados corresponden a ensayos de carga de amplitud constante con  $R = -1$  y para dos niveles de tensión máxima, 150 y 230 MPa respectivamente.

La determinación de los parámetros del material de la ley de crecimiento se ha realizado a partir del ajuste del modelo a los datos de grieta grande. La figura 6 muestra el ajuste realizado, donde  $B_0 = 32$  y  $m = 1.59$ . Para el régimen de grieta pequeña se ha mantenido el mismo exponente  $m = 1.59$ . En cambio, como es habitual cuando no existe plasticidad a pequeña escala, el parámetro  $B_\sigma$  se ha supuesto variable con la tensión aplicada. En particular, se ha comprobado que una

relación del tipo  $B_{\sigma} = B_0 / \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\sigma_{\max}}{\sigma_y}\right)$  permite obtener buenos resultados.

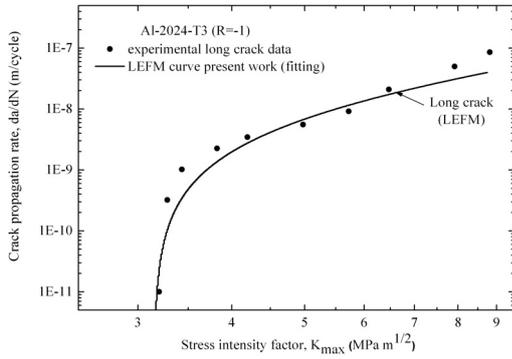


Figura 6. Ajuste del crecimiento de grieta grande.

Las figuras 7 y 8 comparan el modelo de crecimiento propuesto con la evolución experimental de las grietas pequeñas para ambos niveles de carga [8]. Así mismo, las predicciones de vida obtenidas y observadas se muestran en la tabla 1. Como se puede observar, tanto las estimaciones de vida como la evolución del crecimiento se ajustan notablemente a los resultados analizados.

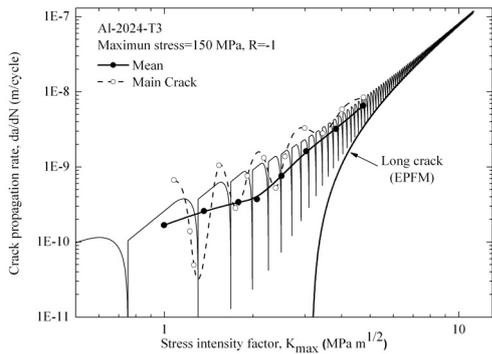


Figura 7. Ley de crecimiento para grietas pequeñas predicha y experimental ( $\sigma_{\max} = 150 \text{ MPa}$ ).

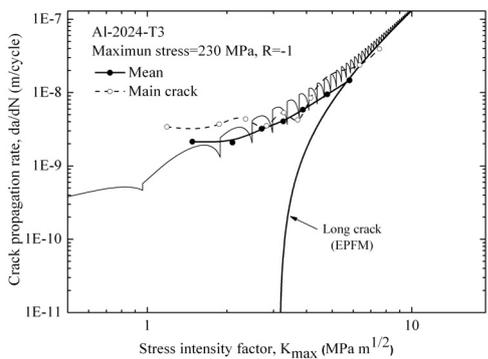


Figura 8. Ley de crecimiento para grietas pequeñas predicha y experimental ( $\sigma_{\max} = 230 \text{ MPa}$ ).

## 7. CONCLUSIONES

El modelo propuesto realiza una descripción micromecánica del crecimiento de grietas pequeñas

acorde con la evidencia experimental. Este modelo permite explicar y diferenciar entre dos umbrales de crecimiento, uno controlado por los niveles máximos de carga aplicada (*Umbral máximo*) y otro gobernado por el rango de la carga aplicada (*Umbral cíclico*). Las predicciones cualitativas y cuantitativas obtenidas se encuentran en razonable acuerdo con la evidencia experimental.

Tabla 1. Predicciones de vida

Maximum Stress (MPa)	Lifetime cycles	
	Experimental (Akiniwa <i>et al.</i> )	Predicted ( $a_f = 3 \text{ mm}$ )*
150	750.000	747.171
230	100.000	88.338

\* crack length at fracture

## AGRADECIMIENTOS

Los autores desean agradecer al Ministerio de Educación y Ciencia la financiación de este trabajo a través del proyecto DPI2006-06921.

## REFERENCIAS

- [1] Sadananda K., Vasudevan A.K., *Crack tip driving forces and crack growth representation under fatigue*, Int. J. of Fatigue, 26, pp. 39-47, 2004.
- [2] Shyam, A., Allison, J.E. *et al.*, *Small fatigue crack growth in metallic materials*, Acta Materialia, 55, pp. 6606-6616, 2007.
- [3] Navarro, A., Rios, E.R., *Fatigue crack growth modelling by successive blocking of dislocations*, Proc. R. Soc. Lond. A, 437, pp. 375-390, 1992.
- [4] Chan, K.S. and Lankford, J., *The role of microstructural dissimilitude in fatigue and fracture of small cracks*, Acta Metall., 36, pp. 193-206, 1988.
- [5] Vallellano, C., Navarro, A., Domínguez, J., *Fatigue crack growth threshold conditions at notches*. Fat. Fract. Engng. Mat. Struct., 23, pp. 113-121, 2000.
- [6] Vasudevan, A.K., Sadananda, K., Louat, N., *Review of crack closure, fatigue crack threshold and related phenomena*. Mat. Sci. Engng. A, 188, pp. 1-22, 1994.
- [7] Miller, K.J., *The three thresholds for fatigue crack propagation*, ASTM, 1296, pp. 267-286, 1997.
- [8] Akiniwa, Y., Tanaka, K., Matsui, E., *Statistical characteristics of propagation of small fatigue cracks in smooth specimens of 2024-T3*, Mat. Sci. Engng. A104, pp. 105-115 1988.