

## Obtención de la tenacidad de fractura dinámica de iniciación de materiales elastoplásticos a velocidades de deformación intermedias<sup>(\*)</sup>

José Fernández-Sáez\*, Susana de Luna\*, Lourdes Rubio\*, José Luis Pérez-Castellanos\*  
y Carlos Navarro\*

### Resumen

En un trabajo previo se han expuesto las técnicas experimentales aplicables a la determinación de las propiedades de fractura en condiciones dinámicas de materiales elásticos y lineales. En este trabajo se describen las más utilizadas para la determinación de las propiedades de fractura en condiciones dinámicas de materiales elastoplásticos. El estudio se restringe a la determinación de la tenacidad de fractura dinámica de iniciación a velocidades de deformación intermedias (del orden de  $10^2 \text{ s}^{-1}$ ), caso en el que las condiciones son tales que las fuerzas de inercia son despreciables y, por tanto, son aplicables las soluciones estáticas. Esta premisa permite utilizar como base de análisis la metodología de los ensayos en condiciones estáticas. La diferencia fundamental con el caso estático estriba en la influencia de la velocidad de deformación en las propiedades del material.

### Palabras clave

Fractura dinámica. Tenacidad de fractura. Materiales elastoplásticos. Técnicas experimentales. Velocidad de deformación intermedia.

### Determination of dynamic fracture initiation toughness of elastic-plastic materials at intermediate strain rates

### Abstract

An earlier paper dealt with the experimental techniques used to determine the dynamic fracture properties of linear elastic materials. Here we describe those most commonly used as elastoplastic materials, limiting the study to the initiation fracture toughness at the intermediate strain rate (of around  $10^2 \text{ s}^{-1}$ ). In this case the inertial forces are negligible and it is possible to apply the static solutions. With this stipulation, the analysis can be based on the methods of testing in static conditions. The dynamic case differs basically, from the static one, in the influence of the strain rate on the properties of the material.

### Keywords

Dynamic fracture. Fracture toughness. Elastoplastic materials. Experimental techniques. Intermediate strain rate.

## 1. INTRODUCCIÓN

En un trabajo anterior de los autores<sup>[1]</sup> se han revisado las técnicas experimentales aplicables a la obtención de las propiedades de fractura en condiciones dinámicas de materiales cuyo comportamiento puede ser considerado elástico lineal. En determinadas situaciones, las sollicitaciones son tales que las zonas donde las deformaciones superan las puramente elásticas son lo suficientemente grandes como para invalidar las soluciones obtenidas con la Teoría de la Elasticidad Lineal. En estos casos

deberán utilizarse ecuaciones constitutivas del material que tengan en cuenta la aparición de estas deformaciones inelásticas.

Como ya se mencionó<sup>[1]</sup>, la diferencia entre un problema estático y uno dinámico estriba, fundamentalmente, en la consideración en el segundo caso de la presencia de efectos inerciales, así como de la posible influencia de la velocidad de deformación en las propiedades del material. En el caso de que la sollicitación dinámica sea tal que, transcurrido un cierto intervalo de tiempo desde su aplicación, las fuerzas de inercia puedan considerarse

(\*) Trabajo recibido el día 21 de agosto de 2000 y aceptado en su forma final el día 7 de febrero de 2001.

(\*) Departamento de Ingeniería Mecánica. Universidad Carlos III de Madrid. Avda. de la Universidad, 30. 28911 Leganés (Madrid).

despreciables, la solución para las tensiones, deformaciones y desplazamientos coincide, en la práctica, a partir de ese instante, con las del caso estático.

En este trabajo se describen las técnicas experimentales más utilizadas para la determinación de las propiedades de fractura en condiciones dinámicas de materiales elastoplásticos, en aquellos casos en los que la propagación de la fisura comienza una vez que las fuerzas de inercia son despreciables y, por tanto, se pueden aplicar las soluciones estáticas para su análisis. La diferencia fundamental con el caso estático está, pues, en la influencia de la velocidad de deformación en las propiedades del material y, por tanto, éstas deberán ser evaluadas en condiciones lo más parecidas posible a las de operación del componente. Hay que resaltar, también, que el estudio se limita a las técnicas de obtención de la tenacidad de fractura dinámica de iniciación, dado que, en lo que respecta a la propagación de fisuras, aunque existen soluciones del campo de tensiones y deformaciones en las proximidades de una fisura contenida en un material elastoplástico que se propaga tanto en régimen cuasiestático<sup>[2-4]</sup> como en régimen estrictamente dinámico (se considera el efecto de las fuerzas de inercia)<sup>[5 y 6]</sup>, las técnicas experimentales para caracterizar esta propagación son muy complejas y están muy poco desarrolladas hasta el momento.

Para la determinación de la tenacidad de fractura dinámica de materiales dúctiles no existe normativa en la actualidad, aunque diferentes organismos internacionales (ESIS, DYMAT) están impulsando estudios que conduzcan al establecimiento de recomendaciones para la realización e interpretación de ensayos que permitan obtener esa característica del material.

En los siguientes apartados se exponen las bases teóricas que justifican la utilización de la integral  $J$  de Rice<sup>[7]</sup> como parámetro de fractura y se reseñan las técnicas para evaluar la tenacidad de fractura dinámica de iniciación. Finalmente se describen brevemente algunos modelos micromecánicos de rotura dúctil que permiten explicar la influencia de la velocidad de deformación en la tenacidad de fractura.

## 2. CRITERIO DE FRACTURA

Se considera un sólido bidimensional que contiene una fisura estacionaria (longitud constante) sometido a un sistema de cargas, de tal manera que los labios de la fisura se deforman en modo I. El mate-

rial del sólido es homogéneo e isótropo y sus ecuaciones constitutivas son:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{3}{2} \varepsilon_0 \left( \frac{\sigma_e}{\sigma_0} \right)^{n-1} \frac{s_{ij}}{\sigma_0} \quad (1)$$

donde  $\varepsilon_{ij}$  y  $s_{ij}$  son, respectivamente, las componentes del tensor de deformaciones y del tensor desviador de tensiones,  $\sigma_0$  es una tensión de referencia,  $\varepsilon_0$  es la deformación elástica asociada a dicha tensión, (es decir,  $\varepsilon_0 = \sigma_0 / E$ , siendo  $E$  el módulo de elasticidad del material),  $n$  es el coeficiente de endurecimiento por deformación y  $s_e$  es la tensión equivalente de Von Mises, que está relacionada con la deformación equivalente,  $\sigma_e$ , mediante la ley de Ramberg-Osgood:

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_e}{\sigma_0} + \alpha \left( \frac{\sigma_e}{\sigma_0} \right)^n \quad (2)$$

siendo  $\alpha$  una constante que depende del material.

La solución para las tensiones  $\sigma_{ij}$  y los desplazamientos  $u_i$  en el extremo de la fisura, válida exclusivamente en el entorno  $r = 0$ , puesto que es el primer término de la solución completa, referida a un sistema de coordenadas  $x$ - $y$ , cuyo origen coincide con el extremo de la fisura y el eje  $x$  con la dirección de ésta, se puede expresar como<sup>[8 y 9]</sup>:

$$\sigma_{ij} = \sigma_0 \left( \frac{EJ}{\alpha \sigma_0^2 I_n r} \right)^{\frac{n}{n+1}} \sigma_{ij}(\theta; n) \quad (3)$$

$$u_i = \frac{\alpha \sigma_0}{E} \left( \frac{EJ}{\alpha \sigma_0^2 I_n} \right)^{\frac{n}{n+1}} r^{\frac{1}{n+1}} u_i(\theta; n) \quad (4)$$

En las expresiones anteriores,  $r$  y  $\theta$  indican la posición del punto material en el que se calculan las tensiones y los desplazamientos, (ver figura 1),  $I_n$  es una función que depende del exponente de endurecimiento por deformación del material,  $n$ , y del estado tensional considerado (tensión plana o deformación plana) y  $\hat{\sigma}_{ij}(\theta; n)$  y  $\hat{u}_i(\theta; n)$  son funciones adimensionales que dependen de la coordenada  $q$  y del exponente de endurecimiento por deformación,  $n$ , y que se pueden encontrar tabuladas en la literatura<sup>[10]</sup>; finalmente, la variable  $J$ , se define como una integral de línea cuya expresión es<sup>[7]</sup>:

$$J = \int_{\Gamma} \left( \alpha dy - \sigma_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x} n_j ds \right) \quad (5)$$

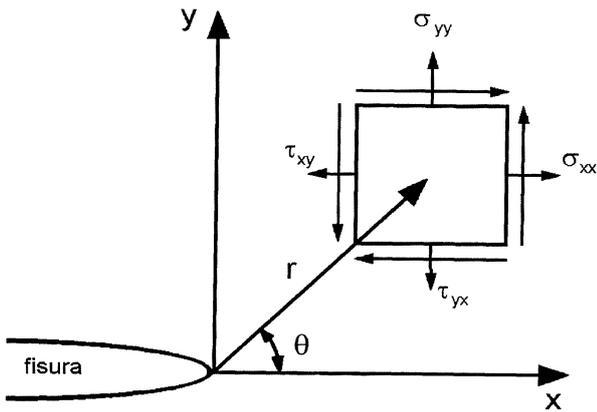


Figura 1. Definición del sistema de referencia.

Figure 1. Reference system definition.

donde  $\Gamma$  es un camino arbitrario alrededor del fondo de la fisura (Fig. 2),  $\omega$  es la densidad de energía de deformación,  $n_j$  son las componentes del vector unitario normal a la curva  $\Gamma$  y contenido en su plano,  $u_i$  son las componentes del vector desplazamiento y  $s$  es la variable espacial asociada al camino de integración.

En materiales elásticos no lineales cuyas ecuaciones constitutivas vengan dadas por (1) y (2), dicha integral es nula cuando se calcula a lo largo de un camino de integración cerrado<sup>[7]</sup>. Haciendo uso de esta propiedad y del hecho de que los labios de la fisura son superficies libres de tensiones, se puede demostrar que la integral  $J$  toma valores independientes del camino de integración cuando éste rodea el extremo de la fisura.

La solución para las tensiones, ecuación (3), es singular, es decir, predice valores infinitos en el mismo extremo de fisura ( $r = 0$ ), y la integral  $J$  representa la amplitud de esta singularidad. Por este motivo, la integral  $J$  se puede usar como indicador del inicio de la propagación de la fisura. Así, el cri-

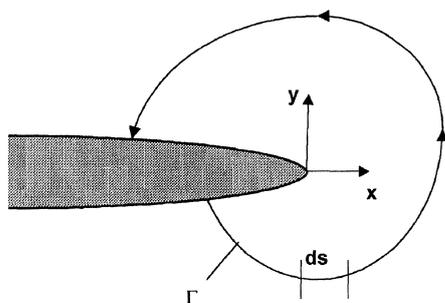


Figura 2. Camino de integración alrededor del extremo de la fisura para el cálculo de la integral  $J$ .

Figure 2. Integration path surrounding the crack tip to calculate the  $J$  integral.

terio de fractura normalmente utilizado consiste en suponer que la fisura comenzará a propagarse cuando  $J$  alcance un valor crítico ( $J_c$ ).

Ese mismo criterio puede plantearse partiendo de consideraciones energéticas, ya que, en un medio elástico (lineal o no lineal), la integral  $J$  definida mediante la ecuación (5) coincide con la energía específica disponible por unidad de área para propagar la fisura<sup>[7]</sup>. Por tanto, cuando dicho valor de energía disponible, que dependerá de la geometría del sólido, de sus propiedades elásticas y de las sollicitaciones exteriores, alcance el valor de la energía necesaria para que la fisura propague (parámetro que dependerá del material), tendrá lugar la propagación de la fisura.

Aunque la formulación anterior es estrictamente válida para un sólido constituido por un material elástico no lineal, se utiliza también para describir el comportamiento de materiales elastoplásticos, debido a la mayor simplicidad matemática que presenta esta teoría con relación a la teoría de la plasticidad propiamente dicha. Desde un punto de vista físico, esta aplicación no es correcta, dado que en la formulación no se recoge el hecho de que las deformaciones plásticas sean irreversibles. No obstante, en estados de carga monótonos crecientes y proporcionales, Budianski<sup>[11]</sup> demostró que la solución basada en la teoría de la elasticidad no lineal es apropiada para modelizar el comportamiento elastoplástico.

Cuando el sólido está sometido a cargas dinámicas, el criterio que establece el comienzo de la propagación de la fisura contenida en el mismo es:

$$J_1(t) = J_{Id}(\dot{\epsilon}, T) \quad (6)$$

donde  $J_1(t)$  se calcula a partir de las fuerzas exteriores aplicadas sobre el sólido, su geometría y las ecuaciones constitutivas del material, las cuales dependerán, en general, de la velocidad de formación,  $\dot{\epsilon}$ , y de la temperatura,  $T$ , y  $J_{Id}$  representa la tenacidad de fractura dinámica de iniciación, que depende, también, de la velocidad de deformación y de la temperatura.

En caso de que la iniciación de la propagación de la fisura se produzca cuando las fuerzas de inercia sean despreciables, se pueden utilizar los métodos experimentales desarrollados originalmente para el caso estático, como base para la determinación de la tenacidad de fractura dinámica de iniciación de un material.

### 3. MÉTODOS EXPERIMENTALES PARA LA DETERMINACIÓN DE LA TENACIDAD DE FRACTURA DINÁMICA

Para la determinación de la tenacidad de fractura dinámica a velocidades de deformación intermedias de materiales con comportamiento elastoplástico, se han utilizado diversas técnicas experimentales. Esencialmente, esta determinación se ha llevado a cabo mediante ensayos de flexión dinámica realizados en péndulo Charpy instrumentado o en torre de caída de peso, aunque algunos autores<sup>[12]</sup> han utilizado, como alternativa, un dispositivo especial en el que el sistema impactador permanece fijo y es el sistema de apoyos el que se lanza contra la probeta.

En la actualidad, no existe normativa aplicable a la determinación de las propiedades de fractura en condiciones dinámicas. No obstante, como ya se ha indicado en el apartado anterior, los métodos empleados en los ensayos cuasiestáticos constituyen una base de partida para el desarrollo de metodologías aplicables al caso dinámico<sup>[13]</sup>. En condiciones estáticas los métodos para la determinación de la tenacidad de fractura de un material elastoplástico se encuentran recogidos en diferentes normas y recomendaciones<sup>[14-16]</sup>. En los siguientes apartados se esbozan los criterios generales que se deben aplicar y se describen las diferentes técnicas aplicables.

#### 3.1. Procedimiento general

El procedimiento general para la obtención de la tenacidad de fractura de un material con comportamiento elastoplástico consiste en deformar en modo I una probeta fisurada y detectar el instante en el que se inicia la propagación de la fisura. El valor que toma la integral  $J$  en ese instante puede ser considerado el valor crítico que se pretende medir. A diferencia de lo que ocurre en el caso de comportamiento elástico lineal, la propagación es, en estos casos, estable y resulta difícil detectar su comienzo. En cualquier caso, para poder aplicar la solución cuasiestática, hay que comprobar que la propagación de la fisura se inicia transcurrido un tiempo tal que las fuerzas de inercia son, ya, despreciables. Este tiempo depende de la sollicitación exterior, así como de la geometría y de las propiedades elásticas de la probeta de ensayo. Para el caso de una probeta sometida a un ensayo de flexión en tres puntos, Nakamura y otros<sup>[17 y 18]</sup> definieron un "tiempo de transición",  $t_t$ , como el tiempo que

transcurre desde que comienza la aplicación de la carga hasta que se igualan las energías de deformación y cinéticas de la probeta. Este valor se puede estimar mediante un modelo simple que considera la probeta de flexión en tres puntos como una viga de Euler-Bernoulli, siendo  $t_t$  la solución de la ecuación:

$$\left( \Lambda \frac{W \dot{\Delta}(t)}{c_0 \Delta(t)} \right)^2 = 1 \quad (7)$$

donde  $c_0$  es la velocidad de propagación de ondas longitudinales en el material,  $\Delta(t)$  y  $\dot{\Delta}(t)$  el desplazamiento y la velocidad de desplazamiento del punto de aplicación de la carga respectivamente,  $W$  es el canto de la probeta y  $\Lambda$  un factor cuyo valor es:

$$\Lambda = \sqrt{\frac{SBEC}{W}} \quad (8)$$

donde  $B$  y  $S$  son, respectivamente, el espesor y la distancia entre apoyos de la probeta,  $E$  es el módulo de elasticidad del material y  $C$  es la flexibilidad de la probeta fisurada ensayada a flexión en tres puntos.

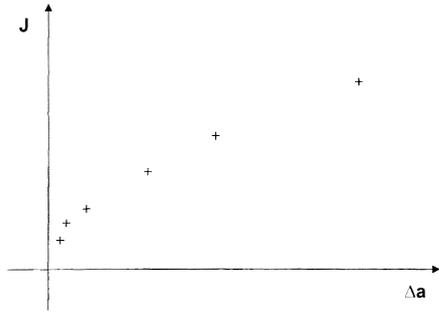
Un criterio que Nakamura y otros<sup>[18]</sup> han establecido, para aceptar que la integral  $J$  se puede evaluar utilizando fórmulas cuasiestáticas, es que la iniciación de la propagación se produzca transcurrido un tiempo que supere el doble del tiempo característico,  $t_t$  evaluado mediante la ecuación (7).

#### 3.2. Métodos basados en la construcción de la curva $J - \Delta a$

Estos métodos consisten en inferir el valor de la tenacidad de fractura de iniciación a partir de datos de variación de la integral  $J$  con el crecimiento estable de la fisura (curva  $J - \Delta a$ ), (Fig. 3). La curva  $J - \Delta a$  se puede construir mediante ensayos de varias probetas o con el ensayo de una única probeta utilizando los procedimientos que se citan a continuación.

##### 3.2.1. Método basado en el ensayo de varias probetas

Este método consiste en ensayar varias probetas con las mismas dimensiones nominales, imponiendo, en cada una de ellas, un desplazamiento diferente del punto de carga, para conseguir con ello diferentes magnitudes del crecimiento estable de



**Figura 3.** Curva  $J - \Delta a$ , a partir de la cual se puede obtener el valor de la integral  $J$  de iniciación de la propagación de la fisura.

*Figure 3. Schematic view of a  $J - \Delta a$  curve. From this curve, the  $J$  integral value of initiation of crack propagation can be obtained.*

la fisura. La integral  $J$  se puede evaluar a partir de la energía entregada a la probeta durante el ensayo<sup>[19 y 20]</sup>. El crecimiento estable de la fisura,  $\Delta a$ , se mide según indican las normas antes mencionadas, sobre la propia superficie de fractura de las probetas ensayadas, por lo que antes de proceder a la rotura total del ligamento de la probeta será necesario marcar, con algún método, el final de dicho crecimiento. Esto se suele hacer produciendo la oxidación de la superficie de fractura, o bien aplicando ciclos de fatiga para hacer crecer ligeramente la fisura con una topografía bien diferenciada de la del crecimiento dúctil. La rotura final de la probeta se realiza a muy baja temperatura para conseguir que ésta sea por clivaje y resulte fácilmente reconocible en una observación fractográfica.

Así, de cada una de las probetas ensayadas se obtiene como resultado un punto de la curva  $J - \Delta a$ . Con todos los puntos disponibles se puede ajustar una curva que servirá de base para la determinación de la tenacidad de fractura del material.

En ensayos estáticos es fácil controlar el desplazamiento máximo que se impone en cada probeta. Sin embargo, cuando se realizan ensayos dinámicos de flexión en tres puntos, con péndulo Charpy, para conseguir diferentes crecimientos estables de fisura es necesario lanzar el martillo con diferentes velocidades iniciales sin que se produzca la rotura total de la probeta. En este tipo de ensayos (ensayos "Low blow") la velocidad de impacto varía, normalmente, entre 1 y 2 m/s debiéndose tener en cuenta que el martillo, una vez que detiene su movimiento, rebota, por lo cual hay que evitar posteriores impactos sobre la probeta.

Otra técnica para generar crecimientos controlados de la fisura consiste en lanzar el martillo contra la probeta y limitar el desplazamiento del pun-

to de carga de la probeta colocando unos topes que impidan el posterior avance de aquel ("Stop Block Test"). Este es un sistema experimental que requiere un equipamiento más complejo.

### 3.2.2. Métodos basados en el ensayo de una única probeta

Con estos métodos se obtiene, mediante un único ensayo de flexión en tres puntos en el que la probeta se rompe completamente, la información necesaria para construir la curva  $J - \Delta a$ . Esto supone, no sólo un ahorro del material sino también una reducción importante del tiempo que se necesita para realizar los ensayos. La velocidad de impacto en estos casos varía, normalmente, entre 3 y 5,5 m/s.

Un método de este tipo es el de la curva básica (Key Curve), originalmente desarrollado por Ernst y otros<sup>[21]</sup> para ensayos estáticos y, posteriormente, adaptado a condiciones dinámicas por Jones<sup>[22]</sup>, Brüninghaus y otros<sup>[23]</sup> y Joyce y Hackett<sup>[24]</sup>. Con este procedimiento, a partir del registro carga-desplazamiento obtenido en el ensayo y de curvas de calibración obtenidas numéricamente, se puede construir la curva  $J - \Delta a$ . Este método tiene el inconveniente de que el crecimiento de fisura se estima por medio de un procedimiento indirecto.

### 3.2.3. Iniciación de la propagación de fisura: proceso de embotamiento

Una vez obtenida una curva de ajuste,  $J - \Delta a$ , como se ha indicado, bien a partir del ensayo de varias probetas o del de una única, podría pensarse que el valor de la integral  $J$  crítica de iniciación de la propagación estable de la fisura se debe obtener extrapolando la curva de ajuste a un valor de crecimiento de fisura nulo, es decir,  $\Delta a = 0$ . Sin embargo, es bien conocido el hecho de que en materiales elastoplásticos se produce una incurvación del extremo de la fisura (inicialmente agudo) que es previo al crecimiento por desgarramiento dúctil del material. Este es un proceso que induce importantes deformaciones en el extremo de la fisura, sin que se creen nuevas superficies libres. Por tanto, no se puede hablar, en rigor, de crecimiento estable de la fisura, sino de un crecimiento aparente de la misma. Este fenómeno de deformación previo a la propagación se conoce con el nombre de proceso de embotamiento y se representa esquemáticamente en la figura 4.

El conocimiento de este proceso inicial de deformación es fundamental para determinar el

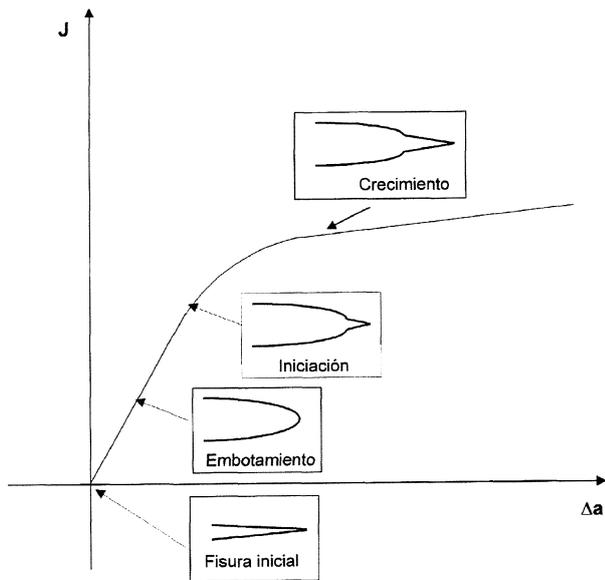


Figura 4. Esquema del proceso de embotamiento.

Figure 4. Schematic of the blunting process.

instante en el que se inicia la propagación. En condiciones estáticas, se acepta la existencia de una relación lineal que liga la integral  $J$  y el crecimiento aparente de fisura (recta de embotamiento). La integral  $J$  crítica de iniciación se puede obtener como intersección entre la curva  $J - \Delta a$  obtenida en los ensayos experimentales y la recta de embotamiento.

Landes y Begley<sup>[25]</sup> sugirieron un modelo para representar el embotamiento en el que se considera que el fondo de la fisura adopta una forma de semicircunferencia (Fig. 5), cuyo radio coincide con el crecimiento aparente de fisura, denominado  $\Delta a_B$ , y el diámetro es la abertura que sufren los labios de la fisura en el fondo de la misma,  $\delta_t$ , denominado CTOD (*Crack Tip Opening Displacement*).

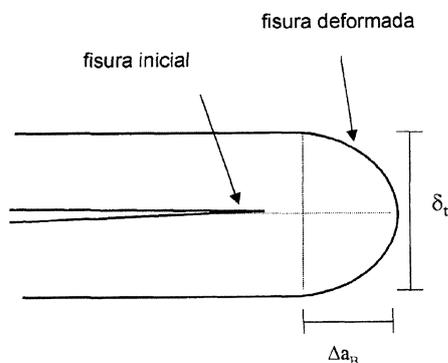


Figura 5. Modelo de embotamiento del extremo de la fisura en forma de semicircunferencia.

Figure 5. Blunting model. The blunted crack tip becomes a semicircular shape.

La expresión propuesta por Landes y Begley<sup>[25]</sup> para la recta de embotamiento es:

$$J = 2 \cdot m \cdot \sigma_Y \cdot \Delta a_B \quad (9)$$

donde  $m$  es una constante que, para un material elástico perfectamente plástico, vale la unidad y  $\sigma_Y$  es el límite elástico del material.

Para tener en cuenta la presencia de endurecimiento por deformación del material, la norma ASTM E813<sup>[14]</sup> propone la siguiente expresión para la recta de embotamiento:

$$J = 2 \cdot m \cdot \sigma_f \cdot \Delta a_B \quad (10)$$

donde  $\sigma_f$  es una tensión que se calcula como semi-suma del límite elástico,  $\sigma_Y$ , y de la resistencia a tracción del material,  $\sigma_u$ . Sin embargo, hay suficiente evidencia experimental para afirmar que la aplicación de esta ecuación a materiales con un exponente de endurecimiento por deformación, relativamente elevado, conduce a resultados que sobrestiman la tenacidad de fractura del material.

Shih<sup>[26]</sup> estableció una relación entre la integral  $J$  y el CTOD, basándose en la solución de tensiones y deformaciones propuesta por Hutchinson<sup>[8]</sup>, y Rice y Rosengren<sup>[9]</sup> cuya expresión es:

$$\delta_t = \frac{d_n J}{\sigma_0} \quad (11)$$

donde  $d_n$  es una variable que depende fundamentalmente del exponente de endurecimiento por deformación,  $n$  y, aunque en menor medida, de  $\sigma_0/E$ ,  $\sigma_0$  es una tensión de referencia (ver ecuaciones (1) y (2)) y  $E$  es el módulo de elasticidad. A partir de esta expresión se puede obtener una ecuación para la recta de embotamiento, habida cuenta de la relación existente entre  $\delta_t$  y  $\Delta a_B$ .

Posteriormente, Cornec y otros<sup>[27]</sup> proponen una expresión para la línea de embotamiento que viene dada por:

$$\Delta a_B = 0,4 d_n^* \frac{J}{E} \quad (12)$$

donde la constante de proporcionalidad  $d_n^*$  es una función de  $n$  y  $\sigma_0/E$ . Esta expresión para la línea de embotamiento fue adoptada por ESIS e incluida en la norma ESIS P1-90<sup>[15]</sup>. El cálculo de la pendiente de esa recta aparece detallado en el apéndice 5 de la citada norma. En dicho apéndice se ofrece, también, un método para estimar los

parámetros  $n$  y  $\sigma_0$  a partir del conocimiento, únicamente, del límite elástico,  $\sigma_y$ , y de la resistencia a tracción del material,  $\sigma_u$ .

Se puede obtener una estimación experimental de la pendiente de la línea de embotamiento realizando medidas del ancho de la llamada zona extendida (“*Stretch Zone Width*”, SZW). Esta zona es una franja situada entre el final de la fisura generada por fatiga y el comienzo del crecimiento dúctil propiamente dicho. La topografía que presenta esta zona es diferente a las de las otras dos mencionadas, de tal manera que se puede medir su ancho con ayuda de un microscopio electrónico de barrido. La intersección entre la curva  $J - \Delta a$  y una recta vertical  $\Delta a = \text{SZW}$  corresponde al valor de  $J$  para el cual se inicia la propagación de la fisura. Uniendo este punto con el origen de coordenadas se obtiene una recta que se puede considerar la recta de embotamiento obtenida experimentalmente.

En condiciones dinámicas a velocidades de deformación intermedias no hay un estudio definitivo que establezca la pendiente de la recta de embotamiento. No obstante, el comité ESIS TC5 propuso en el contexto de un “*Round Robin*” europeo organizado en 1996, la utilización de la línea de embotamiento sugerida originalmente por Cornec y otros<sup>[27]</sup>, con la variante de utilizar el límite elástico y la resistencia a tracción obtenidos experimentalmente en condiciones dinámicas.

### 3.3. Métodos no basados en la construcción de la curva $J - \Delta a$

Con estos métodos no se obtiene la curva  $J - \Delta a$ , sino solamente el valor crítico de la integral  $J$  que marca la iniciación de la propagación de la fisura. Dentro de este grupo de métodos cabe mencionar los siguientes.

#### 3.3.1. Método de la energía consumida hasta carga máxima

El valor de la integral  $J$  de iniciación se calcula a partir de la energía consumida hasta carga máxima,  $E_m$ <sup>[28]</sup>. En un ensayo de flexión en tres puntos dicho valor de iniciación se calcula como:

$$J_{Id} = \frac{2 \cdot E_m}{B(W - a_0)} \quad (13)$$

siendo  $a_0$  la longitud inicial de la fisura, generada por fatiga.

#### 3.3.2. Método de la energía consumida hasta carga máxima corregida

Zhang y Shi<sup>[29]</sup> han puesto de manifiesto que el método de la energía consumida hasta carga máxima sobrestima los valores de tenacidad de fractura dinámica de iniciación. En muchos materiales elastoplásticos la fisura comienza a propagarse antes de que se alcance la carga máxima en el ensayo. Por este motivo, la energía que se utiliza en la ecuación (13) se corrige mediante la expresión<sup>[30]</sup>:

$$(E_m)_c = E_m - \left( \frac{P_m^2}{2} \right) \left[ \frac{V_0 \cdot t_y}{P_y} - \frac{V_0^2 \cdot t_y^2}{8 \cdot E_0} - \frac{C}{B \cdot E} \right] \quad (14)$$

donde  $P_m$  es la carga máxima,  $P_y$  es la carga hasta plastificación del material,  $t_y$  es el tiempo que transcurre hasta que se alcanza la carga  $P_y$ ,  $V_0$  es la velocidad inicial de impacto,  $E_0$  es la energía total que puede entregar el péndulo de acuerdo con la velocidad de lanzamiento,  $B$  es el espesor de la probeta,  $E$  es el módulo de elasticidad y  $C$  es la flexibilidad de la probeta.

#### 3.3.3. Método de la variación efectiva de la flexibilidad

Kobayashi y otros<sup>[31]</sup> utilizan la técnica de la variación efectiva de la flexibilidad para detectar el instante en el que se inicia el crecimiento estable de la fisura. La variación efectiva de la flexibilidad,  $(\Delta C)_{ef}$ , se define como:

$$(\Delta C)_{ef} = \frac{C - C_e}{C_e} \quad (15)$$

donde  $C$  es la flexibilidad de la probeta en un instante genérico del ensayo (que se determina dividiendo el desplazamiento entre la carga correspondientes a ese instante) y  $C_e$  es la flexibilidad inicial. Experimentalmente, el valor de  $C_e$  se determina en el instante en el que se produce la plastificación de la probeta. Según el planteamiento de Kobayashi y otros<sup>[31]</sup>, si se representa la variable  $(\Delta C)_{ef}$  frente al tiempo o frente al desplazamiento del martillo impactador, el instante de iniciación de la propagación se asocia a un cambio abrupto de la pendiente de la curva representada. El valor de la integral  $J$  de iniciación se calcula mediante la ecuación (13), donde  $E_m$  es el valor de la energía consumida hasta el instante en el que se produce el citado cambio de pendiente.

### 3.3.4. Método de la medida de la zona extendida

Este método consiste en la medida, mediante un microscopio electrónico de barrido, del ancho de la zona extendida que aparece entre la fisura inicial generada por fatiga y la zona de crecimiento dúctil. Para pasar del valor medido del ancho de la zona extendida al valor de la integral  $J$  de iniciación hay que utilizar alguna formulación que ligue dicho ancho con el CTOD y éste, a su vez, con la integral  $J$  [15].

### 3.3.5. Método de detección directa del instante del comienzo de la propagación

Lenkey y Winkler [32] han propuesto un método para detectar directamente, durante la realización del ensayo, el comienzo de la iniciación de la propagación de la fisura mediante medidas de la variación de la permeabilidad magnética provocada por el crecimiento de la misma. Este método necesita un dispositivo experimental más complejo que los anteriores.

Como resumen, se puede decir que la determinación de la tenacidad de fractura de iniciación se lleva a cabo mediante ensayos de impacto, a velocidades entre 1 m y 5,5 m/s, utilizando, fundamentalmente, péndulos Charpy instrumentados. Las probetas más utilizadas son Charpy prefisuradas por fatiga y se considera que, con este tipo de ensayos a las velocidades de impacto reseñadas, la velocidad de deformación en el extremo de la fisura, aunque distinta en cada caso, puesto que depende, para un material dado, de la velocidad de impacto, entra dentro del intervalo de velocidades de deformación intermedias (del orden de  $100 \text{ s}^{-1}$ ) [13]. Las técnicas experimentales basadas en el uso de una única probeta son las más utilizadas por la mayoría de los investigadores, debido al ahorro de material y de trabajo de laboratorio respecto al necesario cuando se usan métodos que requieren varias probetas. Sin embargo, la medida del crecimiento dúctil en el método de una única probeta está basado en procedimientos indirectos, mientras que en el de varias probetas las medidas se realizan directamente sobre cada una de las probetas ensayadas, por lo que se considera que los resultados obtenidos están sujetos a menos incertidumbre.

## 4. INFLUENCIA DE LA VELOCIDAD DE DEFORMACIÓN EN LA TENACIDAD DE FRACTURA DINÁMICA

Experimentalmente se ha comprobado que en materiales cuyas propiedades son sensibles a la veloci-

dad de deformación, y en condiciones donde el mecanismo de fractura dominante da lugar a una rotura de tipo dúctil, la tenacidad de fractura tiende a aumentar cuando aumenta la velocidad de deformación [33-36].

Una posibilidad para explicar el efecto de la velocidad de deformación sobre los valores de tenacidad de fractura es la utilización de modelos micro-mecánicos aplicables a un modo de rotura definido. A continuación, se recuerdan los conceptos fundamentales acerca de los mecanismos que gobiernan la rotura de tipo dúctil y se exponen brevemente algunos modelos cuantitativos aplicables a este tipo de rotura.

Los estudios clásicos de Tipper [37], Puttick [38] y Rogers [39] han establecido que cuando se produce una fractura dúctil es como resultado de tres procesos distintos: nucleación de huecos, crecimiento y coalescencia de éstos para producir superficies libres y rotura final. Una excelente revisión de los mecanismos responsables de la fractura dúctil se puede encontrar en el trabajo de Van Stone y otros [40].

Los tres procesos responsables de la fractura dúctil ocurren simultáneamente en el material, es decir que mientras ciertos huecos crecen y terminan coalesciendo, se están nucleando nuevos huecos que van "alimentando" el proceso hasta la rotura final. Para tener en cuenta el proceso de nucleación, se han desarrollado diversos modelos cuantitativos, entre los que cabe destacar el de Gurland y Plateau [41] y el de Argon y otros [42 y 43], en los que se establece la condición de nucleación a partir de una tensión crítica, y el de Goods y Brown [44] que establece que la nucleación tendrá lugar cuando se supere una deformación crítica.

El crecimiento de huecos se produce por una fuerte deformación plástica. Se estima que la mayoría de la energía consumida en el proceso de fractura dúctil corresponde a esta fase de crecimiento. Diferentes estudios realizados sobre probetas ensayadas a tracción han puesto de manifiesto la gran influencia que tiene la triaxialidad del campo de tensiones, evaluada ésta como el cociente entre la tensión hidrostática y la tensión de Von Mises, en el desarrollo de los huecos [45-47].

El proceso final de la fractura dúctil consiste en la coalescencia de los huecos formados en la matriz plástica. El mecanismo de coalescencia depende mucho de la distribución de tamaños de segundas fases, de las tensiones de interfase entre matriz plástica e inclusión no metálica y de las características deformacionales de la propia matriz.

Como ya se dijo anteriormente, la fase de crecimiento de huecos es la que consume más energía dentro del proceso general de fractura dúctil. Por tal motivo, este fenómeno ha sido estudiado por diferentes autores para tratar de obtener leyes que predigan la evolución del tamaño de los huecos de un sólido sometido a un campo tensional determinado.

El primer modelo cuantitativo se debe a McClintock<sup>[48]</sup>, quien estudió el caso de huecos cilíndricos de sección elíptica sometidos a un campo bidimensional de tensiones. Posteriormente, Rice y Tracey<sup>[49]</sup> analizaron el crecimiento de una cavidad inicialmente esférica contenida en un material elastoplástico y sometida a un campo triaxial de tensiones. Según sus resultados, la evolución del radio medio de la citada cavidad se puede expresar mediante<sup>[49]</sup>:

$$\ln\left(\frac{R}{R_0}\right) = D = \int_0^{\varepsilon_p} 0,283 \exp\left(\frac{3}{2} \cdot \frac{\sigma_H}{\sigma_e}\right) d\varepsilon_p \quad (16)$$

donde  $R$  es el radio medio actual de la cavidad,  $R_0$  es el radio inicial de ésta,  $\sigma_H$  es la tensión hidrostática,  $\sigma_e$  es la tensión equivalente de Von Mises y  $\varepsilon_p$  es la deformación plástica equivalente. Este modelo, a pesar de su sencillez, recoge los aspectos fundamentales presentes en el proceso de fractura dúctil que son: la influencia de la deformación plástica y la de la triaxialidad del campo de tensiones.

Barnby, Shi y Nadkarni<sup>[50]</sup> propusieron una ley basada en resultados experimentales que predice un crecimiento más lento que el que predice la ley teórica de Rice y Tracey<sup>[49]</sup>.

Estos modelos están centrados exclusivamente en el análisis del proceso de crecimiento de huecos que, aun siendo el que más energía consume, no es el único que tiene lugar en el proceso de fractura dúctil. Un intento de abordar el análisis cuantitativo de los procesos básicos que constituyen la fractura dúctil desde el punto de vista de la Mecánica de los Medios Continuos ha sido considerar el material como un medio poroso. Para ello es necesario establecer correctamente unas leyes constitutivas para un material de este tipo. Dentro de esta clase de teorías cabe destacar la de Gurson<sup>[51]</sup>, (modificada posteriormente por Tvergaard<sup>[52]</sup> y Tvergaard y Needleman<sup>[53]</sup>), la de Rousselier<sup>[54]</sup>, y las basadas en la teoría de la Mecánica del Daño<sup>[55]</sup>. Los modelos anteriormente citados tienen en común la consideración de las interacciones

entre el campo de tensiones y deformaciones y la presencia y evolución de huecos. Todos ellos contabilizan dicha presencia a partir de una variable interna que representa el daño dúctil en forma de fracción volumétrica de huecos y no consideran, por tanto, cada hueco de una manera individualizada. Por esa razón, con ninguno de estos modelos se puede abordar el análisis del proceso de coalescencia, ya que éste es un proceso gobernado por una compleja interacción entre los propios huecos. Tratando de solventar esta dificultad, Thomason<sup>[56]</sup> planteó un criterio de rotura que tiene en cuenta la forma y distancia entre huecos. Para obtener la información sobre tamaño y forma de los mismos, Thomason<sup>[56]</sup> utilizó el modelo de Rice y Tracey<sup>[49]</sup>.

Estos métodos se emplean utilizando, además, la hipótesis de que la fisura empieza a crecer cuando la variable que marca la evolución del daño dúctil (fracción volumétrica de huecos en el caso del modelo de Gurson o tamaño medio del hueco en el modelo Rice y Tracey) alcanza un valor crítico. Una justificación completa del efecto de la velocidad de deformación en la tenacidad de fractura requeriría analizar la influencia de dicho parámetro, no sólo en las leyes de crecimiento de huecos, sino también en las condiciones críticas de nucleación y coalescencia de éstos. Sin embargo, recurriendo exclusivamente a los modelos de crecimiento ya descritos, en los que la evolución de la variable que define el daño dúctil (que depende del estado de tensiones y deformaciones) se verá afectada por la velocidad de deformación y asumiendo, además, que el valor crítico del daño es independiente de la velocidad de deformación<sup>[57 y 36]</sup>, se pueden interpretar las observaciones experimentales que indican que la tenacidad de fractura aumenta en condiciones dinámicas<sup>[33-36]</sup>.

## 5. CONSIDERACIONES FINALES

En este trabajo se ha realizado una revisión de las técnicas experimentales que se utilizan para la determinación de la tenacidad de fractura de iniciación de materiales elastoplásticos a velocidades de deformación intermedias (del orden de  $10^2 \text{ s}^{-1}$ ). En estas condiciones, la iniciación de la propagación de la fisura suele producirse una vez que las fuerzas de inercia pueden ser consideradas despreciables, de tal manera que los ensayos que se realizan para la determinación de la tenacidad de fractura pueden interpretarse utilizando soluciones cuasiestáticas. Dado que en la actualidad no existe

normativa para la realización de estos ensayos, las investigaciones en este campo son de indudable interés científico y tecnológico. Por último, se han mencionados diferentes análisis basados en modelos micromecánicos que permiten explicar la influencia de la velocidad de deformación en la tenacidad de fractura de estos materiales que se observa experimentalmente.

## Agradecimiento

Los autores desean expresar su agradecimiento a la Dirección General de Enseñanza Superior e Investigación Científica (DGESIC) por la financiación del Proyecto PB98-0027. También a Jesús Chao Hermida del Centro Nacional de Investigaciones Metalúrgicas por sus valiosos comentarios acerca del contenido de este trabajo.

## REFERENCIAS

- [1] J. FERNÁNDEZ-SÁEZ, S. DE LUNA, L. RUBIO, J.L. PÉREZ-CASTELLANOS y C. NAVARRO, *Rev. Metal. Madrid* 37 (2001) 34-48.
- [2] L.I. SLEPYAN, *Mechanika Tverdogo Tela* 9 (1974) 57-67.
- [3] J.C. AMAZIGO y J.W. HUTCHINSON, *J. Mech. Phys. Solids* 25 (1977) 81-97.
- [4] J.R. RICE, W.J. DRUGAM y T.L. SHAM, *ASTM STP 700*, American Society of Testing and Materials, Philadelphia, USA, 1980, pp. 189-221.
- [5] Y.C. GAO, *Int. J. Fract.* 29 (1985) 171-180.
- [6] Y.C. GAO, *Int. J. Fract.* 34 (1987) 111-129.
- [7] J.R. RICE, *J. Appl. Mech.* 35 (1968) 379-386.
- [8] J.R. HUTCHINSON, *J. Mech. Phys. Solids* 16 (1968) 13-31.
- [9] J.R. RICE y G.F. ROSENGREEN, *J. Mech. Phys. Solids* 16 (1968) 1-12.
- [10] C.F. SHI, *Tables of Hutchinson-Rice-Rosengren Singular Field Quantities*, Brown University Report MRL E-147, Providence, Rhode Island, USA, 1983.
- [11] B. BUDIANSKI, *J. Appl. Mech.* 26 (1959) 259-264.
- [12] R. RINTAMAA, Tesis Doctoral, Universidad de Helsinki, Finlandia, 1993.
- [13] H.J. MCGILLIVRAY y G.B. LENKEY, *Proc. ECF11*, vol III, Poitiers, Francia, 1996, J. Petit (Ed.) Emas, Londres, Inglaterra, 1996, pp 2025-2030.
- [14] *ASTM E 813-89*, Annual Book of ASTM Standards. vol. 03.01. 1994.
- [15] EGF P1-90. European Group on Fracture, 1990.
- [16] K.H. SCHALWE, N.K. NEALE y J. HEERENS, *EFAM GTP 94*, GKSS Report 94/E/60, 1994.
- [17] T. NAKAMURA, C.F. SHIH y L.B. FREUND, *Eng. Fract. Mech.* 25, (1986) 323-339.
- [18] T. NAKAMURA, C.F. SHIH y L.B. FREUND, *ASTM STP 995*, vol I, American Society of Testing and Materials, Philadelphia, 1989, pp. 217-241.
- [19] J.D.G. SUMPTER y C.E. TURNER, *ASTM STP 601*, American Society of Testing and Materials, Philadelphia, USA, 1976, pp. 1-14.
- [20] H.A. ERNST, P.C. PARIS, J.C. LANDES, *ASTM STP 743*, American Society of Testing and Materials, Philadelphia, USA, 1981, pp. 476-502.
- [21] H.A. ERNST, P.C. PARIS, M. ROSSOW y J.W. HUTCHINSON, *ASTM STP 677*, American Society of Testing and Materials, Philadelphia, USA, 1979, pp. 581-599.
- [22] R.L. JONES y P.C. DAVIES, *Fatig. Fract. Eng. Mater. Struct.* 12 (1989) 423-437.
- [23] K. BRÜNINGHAUS, J. FALK, M. TWICKLER y W. DAHL *Eng. Fract. Mech.* 34 (1989) 989-1000.
- [24] J. A. JOYCE y E.M. HACKETT, *ASTM STP 995*, American Society of Testing and Materials, Philadelphia, USA, 1989, pp. 298-317.
- [25] J.D. LANDES y J.A. BEGLEY, *ASTM STP 560*, American Society of Testing and Materials, Philadelphia, USA, 1974, pp. 170-186.
- [26] C.F. SHIH, *J. Mech. Phys. Solids* 29 (1981) 231-245.
- [27] A. CORNEC, J. HEERENS y K.H. SCHWALBE, *GKSS Report 86/E/15*, 1986.
- [28] J.J. DEL COZ DÍAZ, Tesis Doctoral, Escuela Ingenieros Industriales, Universidad de Oviedo, 1994.
- [29] X.P. ZHANG y Y.W. SHI, *Int. J. Fract.* 81 (1996) 195-204.
- [30] X.P. ZHANG y Y.W. SHI, *Int. J. Pressure Vessel Piping* 65 (1996) 187-192.
- [31] T. KOBAYHASI, I. YAMAMOTO y M. NIIMI, *Eng. Fract. Mech.* 24 (1986) 773-782.
- [32] G.B. LENKEY y S. WINKLER, *Fatig. Fract. Eng. Mater. Struct.* 20 (1997) 143-150.
- [33] R. MINES y S. MCPARLAND, *J. Phys. IV* 8 (1994) 753-758.
- [34] P. ROUDIER y D. FRANCOISE, *Fatig. Fract. Eng. Mater. Struct.* 19 (1996) 1317-1327.
- [35] J.A. JOYCE y E.M. HACKETT, *ASTM STP 905*, American Society of Testing and Materials, Philadelphia, USA, 1984, pp. 741-774.
- [36] S. DE LUNA, Tesis Doctoral, Escuela Politécnica Superior, Universidad Carlos III de Madrid, 1999.
- [37] C.F. TIPPER, *Metallurgia* 39 (1949) 133-137.
- [38] K.E. PUTTICK, *Philos. Mag.* 4 (1959) 964-969.
- [39] H. C. ROGERS, *Met. Trans. AIME* 218 (1960) 498-506.
- [40] R.H. VAN STONE, T.B. COX, J.R. LOW y J.A. PSIODA, *Int. Met. Rev.* 30 (1985) 157-179.
- [41] J. GURLAND y J. PLATEAU, *Trans. Am. Soc. Met.* 56 (1963) 442-453.
- [42] A.S. ARGON, J. IM y A. NEEDLEMAN, *Metall. Trans. A* 6A (1975) 815-824.
- [43] A.S. ARGON, J. IM y R. SAFLOGU, *Metall. Trans. A* 6A (1975) 825-837.

- [44] S.H. GOODS y L.M. BROWN, *Acta Metall.* 27 (1979) 1-15.
- [45] J.W. HANCOCK y A.C. MACKENZIE, *J. Mech. Phys. Solids* 24 (1976) 147-169.
- [46] A.C. MACKENZIE, J.W. HANCOCK y D.K. BROWN, *Eng. Fract. Mech.* 9 (1977) 167-188.
- [47] G. LE ROY, J.D. EMBURY, D. EDWARDS y M.F. ASBHY, *Acta Metall.* 29 (1981) 1509-1522.
- [48] F.A. McCLINTOCK, *J. Appl. Mech.* 35 (1968) 363-371.
- [49] J.R. RICE y D.M. TRACEY, *J. Mech. Phys. Solids* 17 (1969) 201-217.
- [50] J.T. BARNBY, Y.W. SHI y A.S. NADKARNI, *Int. J. Fract.* 25 (1984) 273-283.
- [51] A.L. GURSON, *J. Eng. Mater Technol.* 99 (1977) 357-381.
- [52] V. TVERGAARD, *Int. J. Fract.* 17 (1981) 389-407.
- [53] V. TVERGAARD y A. NEEDLEMAN, *Acta Metall.* 32 (1984) 157-169.
- [54] G. ROUSSELIER, *Finite deformation constitutive relations including ductile fracture damage, Three Dimensional Constitutive Relations and Ductile Fracture*, Ed. S. Nemat-Nasser, North Holland Publishing Company. Amsterdam, Holanda 1981, pp. 331-355.
- [55] J. LEMAITRE, *J. Eng. Mater Technol.* 107 (1985) 143-150.
- [56] P.F. THOMASON, *Ductile Fracture of Metals*, Pergamon Press, Oxford, Reino Unido, 1990.
- [57] V. TVERGAARD y A. NEEDLEMAN, *Int. J. Fract.* 59 (1993) 53-67.