EVOLUCIÓN CÍCLICA DEL FACTOR DE INTENSIDAD DE TENSIONES GENERALIZADO EN PROBLEMAS DE FRETTING CON CONTACTO COMPLETO

E. Giner*, D.A. Hills[+], M. Tur*, A. Mugadu[+]

*** Departamento de Ingeniería Mecánica y de Materiales,**
Universidad Politécnica de Valencia, Camino de Vera, s/n, 46022-Valencia

[+] Department of Engineering Sciences,
Oxford University, Parks Road, Oxford OX1 3PJ, UK

Resumen. En este trabajo se modela mediante elementos finitos un ensayo de fretting fatiga con contacto completo. Se pretende obtener la respuesta del conjunto probeta-indentador frente a ciclos de carga y descarga, provocados por cargas normales y tangenciales sobre el indentador y cargas axiales sobre la probeta variables con el tiempo. Se obtiene así la evolución del estado de las zonas en contacto (adhesión, deslizamiento total o parcial o separación), los órdenes de la singularidad existentes y el grado de intensidad de dichas singularidades a través de los denominados FITG (factores de intensidad de tensiones generalizados). De esta forma se puede conocer cuáles son los estados más críticos y el instante del ciclo en que se producen.

Abstract. A fretting fatigue test for a complete contact problem is modelled using the finite element method. The objective is to obtain the response of the system specimen-indenter under loading-unloading cycles. These loading cycles are generated by variable normal and tangential loads applied to the indenter and a variable bulk load applied to the specimen. The evolution of the contact zone state (sticking, partial slip, global sliding, opening) is obtained, as well as the order of the singularity present at the left and right corners and their intensity measured through the GSIF (generalised stress intensity factor). In this way the most critical states during the cycle can be determined.

1. INTRODUCCIÓN

En fretting fatiga es frecuente llevar a cabo ensayos experimentales que representen condiciones similares a las de servicio y evaluar la vida total del componente. Como en otros problemas de fatiga se distinguen las fases de iniciación y propagación de grieta, siendo la primera de ellas mucho más difícil de evaluar que la segunda, lo que a menudo obliga a la realización de ensayos. Los ensayos de contacto completo presentan la ventaja de ser adecuados para la determinación de los periodos de iniciación de grieta [1]. Además muchos problemas de fretting fatiga corresponden a este tipo de contacto: la Fig. 1 muestra el contacto completo que se produce entre los dientes de ejes acanalados como los utilizados en turbinas de aviación. También aparece este tipo de contacto en las uniones por interferencia cubo-eje.

Cuando el contacto entre los cuerpos es completo, el campo de tensiones es frecuentemente singular. El orden de la singularidad depende del estado de cargas aplicado, el coeficiente de rozamiento, del ángulo entre los elementos de contacto y de las propiedades de los materiales. Además, dependiendo de estos factores, la zona de contacto entre ambos cuerpos puede presentar un estado de adhesión o un estado de deslizamiento total o parcial entre las superficies. Estos dos estados diferenciados (adhesión y deslizamiento) dan lugar a sendos campos de tensiones singulares. Cada uno de los dos estados lleva asociado un orden de la singularidad λ diferente. La distribución espacial de ambos campos es también diferente y queda definida a través de las correspondientes funciones trigonométricas.

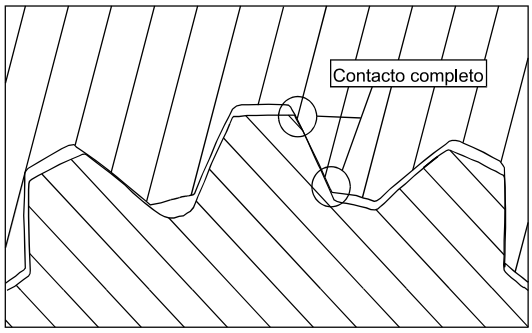


Fig. 1. Contacto singular en ejes acanalados.

En este trabajo se modela mediante elementos finitos un ensayo de fretting fatiga con contacto completo. Se pretende obtener la respuesta del conjunto probeta-indentador frente a ciclos de carga y descarga, provocados por cargas normales y tangenciales sobre el indentador y cargas axiales sobre la probeta variables con el tiempo. Se obtiene así la evolución del estado de las zonas en contacto (adhesión, deslizamiento total o parcial o separación), los órdenes de la singularidad existentes y el grado de intensidad de dichas singularidades a través de los denominados FITG (factores de intensidad de tensiones generalizados). De esta forma se podrá conocer cuáles

son los estados más críticos y el instante del ciclo en que se producen.

2. CAMPOS ANALÍTICOS DE TENSIONES

El campo de tensiones en las zonas próximas a los dos extremos de la zona de contacto probeta-indentador es, en general, singular. A continuación se recogen las soluciones analíticas considerando dos estados posibles: estado de adhesión y estado de deslizamiento.

2.1. Contacto con adhesión. Solución de Williams.

Cuando el indentador no desliza sobre la probeta (estado de adhesión) se puede considerar que el conjunto probeta-indentador es a todos los efectos un sólido con una entalla en V [2], ver Fig. 2. La solución de este problema elástico singular en el entorno de la entalla fue dada por Williams [3]. De acuerdo con el sistema de referencia polar de la Fig. 2, el estado de tensiones se puede descomponer en dos partes: una solución simétrica respecto de $\theta = 0$ y otra antisimétrica. La primera tiene la siguiente forma:

$$\begin{Bmatrix} \sigma_{rr} \\ \sigma_{\theta\theta} \\ \sigma_{r\theta} \end{Bmatrix}_{\mathrm{I}} = \sum_{j=1}^{\infty} K_{\mathrm{I},j}\, r^{\lambda_{\mathrm{I},j}-1}\, f_{\mathrm{I}}\left(\theta, \lambda_{\mathrm{I},j}\right) \tag{1}$$

$$f_{\mathrm{I}}(\theta,\lambda_{\mathrm{I}}) = \lambda_{\mathrm{I}} \begin{Bmatrix} (2+\lambda_{\mathrm{I}}\cos 2\alpha + \cos 2\lambda_{\mathrm{I}}\alpha)\cos(\lambda_{\mathrm{I}}-1)\theta - \\ -(\lambda_{\mathrm{I}}-1)\cos(\lambda_{\mathrm{I}}-3)\theta \\ (2-\lambda_{\mathrm{I}}\cos 2\alpha - \cos 2\lambda_{\mathrm{I}}\alpha)\cos(\lambda_{\mathrm{I}}-1)\theta + \\ +(\lambda_{\mathrm{I}}-1)\cos(\lambda_{\mathrm{I}}-3)\theta \\ -(\lambda_{\mathrm{I}}\cos 2\alpha + \cos 2\lambda_{\mathrm{I}}\alpha)\sin(\lambda_{\mathrm{I}}-1)\theta + \\ +(\lambda_{\mathrm{I}}-1)\sin(\lambda_{\mathrm{I}}-3)\theta \end{Bmatrix} \tag{2}$$

Los autovalores $\lambda_{\mathrm{I},j}$ se calculan obteniendo los ceros de la ecuación característica:

$$\lambda_{\mathrm{I}} \sin 2\alpha + \sin 2\lambda_{\mathrm{I}}\alpha = 0 \tag{3}$$

El campo antisimétrico viene dado por:

$$\begin{Bmatrix} \sigma_{rr} \\ \sigma_{\theta\theta} \\ \sigma_{r\theta} \end{Bmatrix}_{\mathrm{II}} = \sum_{j=1}^{\infty} K_{\mathrm{II},j}\, r^{\lambda_{\mathrm{II},j}-1}\, f_{\mathrm{II}}\left(\theta, \lambda_{\mathrm{II},j}\right) \tag{4}$$

$$f_{\mathrm{II}}(\theta) = \lambda_{\mathrm{II}} \begin{Bmatrix} -(2+\lambda_{\mathrm{II}}\cos 2\alpha - \cos 2\lambda_{\mathrm{II}}\alpha)\sin(\lambda_{\mathrm{II}}-1)\theta + \\ +(\lambda_{\mathrm{II}}-1)\sin(\lambda_{\mathrm{II}}-3)\theta \\ (-2+\lambda_{\mathrm{II}}\cos 2\alpha - \cos 2\lambda_{\mathrm{II}}\alpha)\sin(\lambda_{\mathrm{II}}-1)\theta - \\ -(\lambda_{\mathrm{II}}-1)\sin(\lambda_{\mathrm{II}}-3)\theta \\ -(\lambda_{\mathrm{II}}\cos 2\alpha - \cos 2\lambda_{\mathrm{II}}\alpha)\cos(\lambda_{\mathrm{II}}-1)\theta + \\ +(\lambda_{\mathrm{II}}-1)\cos(\lambda_{\mathrm{II}}-3)\theta \end{Bmatrix} \tag{5}$$

En este caso la ecuación característica es:

$$\lambda_{\mathrm{II}} \sin 2\alpha - \sin 2\lambda_{\mathrm{II}}\alpha = 0 \tag{6}$$

Notar que en este problema, únicamente los dos primeros autovalores de cada modo provocan un campo de tensiones singular.

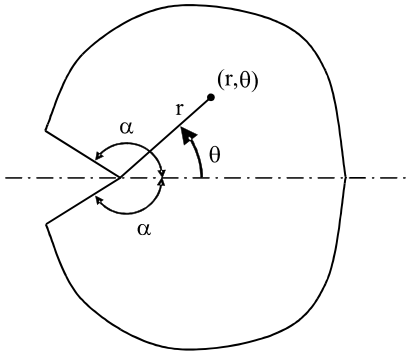


Fig. 2. .Entalla en V en un semiespacio infinito.

2.2 Contacto con deslizamiento

En Mugadu *et al.* [1] se recoge una solución para el campo de tensiones en la zona final del contacto con deslizamiento de un indentador plano con un semiplano infinito basada en los análisis de Comninou [4] y Gdoutos y Theocaris [5]. La Fig. 3 muestra la zona del final del contacto entre un indentador plano y un semi-plano infinito. El indentador forma un ángulo ψ con la superficie libre del semi-plano y desliza en la parte final del contacto con un coeficiente de rozamiento de Coulomb *f*. El campo de tensiones en esta zona puede ser singular dependiendo del coeficiente de rozamiento, geometría del indentador y material de los cuerpos en contacto.

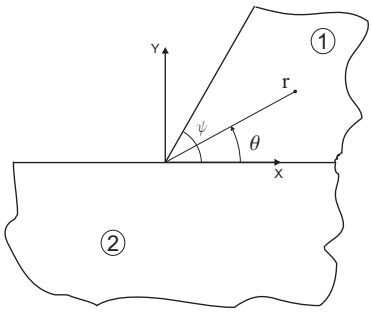


Fig. 3. Problema de un indentador plano deslizando sobre un semiplano infinito.

El problema planteado se resuelve encontrando la función de Airy que cumpla las ecuaciones de compatibilidad de desplazamientos y las condiciones de contorno en cada uno de los dos cuerpos en contacto. La expresión del campo de tensiones en el entorno del vértice bajo condiciones de deslizamiento depende del cuerpo analizado (indentador o probeta) y en general es de la forma:

$$\begin{Bmatrix} \sigma_{rr} \\ \sigma_{\theta\theta} \\ \sigma_{r\theta} \end{Bmatrix}_{\mathrm{d}}^{\text{cuerpo (i)}} = \sum_{j=1}^{\infty} K_{\mathrm{d},j}\, r^{\lambda_{\mathrm{d},j}-1}\, \Psi_j^{(i)}\left(\theta, \lambda_{\mathrm{d},j}\right) \tag{7}$$

El orden de la singularidad en deslizamiento λ_{d} es la raíz de la siguiente ecuación característica [4]:

$$\Delta(\lambda) = \cos(\lambda\pi)\left(\sin^2\lambda\psi - \lambda^2\sin^2\psi\right) + \\ + 0.5\sin(\lambda\pi)(\sin 2\lambda\psi + \lambda\sin 2\psi) + \\ + f\lambda(1+\lambda)\sin(\lambda\pi)\sin^2\psi = 0 \qquad (8)$$

En general existen dos valores de λ_d según el deslizamiento se produzca hacia la derecha ($f > 0$) o hacia la izquierda ($f < 0$). La función Ψ depende de los autovectores y se calcula para cada cuerpo como:

$$\Psi^{(i)}(\theta,\lambda) = \begin{Bmatrix} \begin{bmatrix}\lambda(\lambda+1)(-a_i\sin(\lambda+1)\theta - b_i\cos(\lambda+1)\theta) + \\ + c_i\lambda(\lambda-3)\sin(\lambda-1)\theta - d_i\cos(\lambda-1)\theta\end{bmatrix} \\ \lambda(\lambda+1)\begin{bmatrix}a_i\sin(\lambda+1)\theta + b_i\cos(\lambda+1)\theta + \\ + c_i\sin(1-\lambda)\theta + d_i\cos(\lambda+1)\theta\end{bmatrix} \\ -\lambda\begin{bmatrix}a_i(\lambda+1)\cos(\lambda+1)\theta - b_i(\lambda+1)\sin(\lambda+1)\theta + \\ + c_i(1-\lambda)\cos(1-\lambda)\theta - d_i(1-\lambda)\sin(1-\lambda)\theta\end{bmatrix} \end{Bmatrix} \qquad (9)$$

Las ocho constantes a_i, b_i, c_i, d_i, i=1,2 se determinan resolviendo un sistema de ocho ecuaciones simultáneas proveniente de aplicar la transformada de Mellin al problema analítico planteado [1].

3. MODELO DE ELEMENTOS FINITOS

La Fig. 4 muestra un esquema del ensayo de fretting modelado mediante elementos finitos en este trabajo. El ángulo ψ es 121º, el coeficiente de rozamiento f = 0.6, el material de probeta e indentador es acero (se supone con comportamiento elástico). Estos datos se aproximan al problema real de un eje acanalado (Fig. 1). El semiespesor de la probeta es 5.0 mm, la anchura del indentador en la base de contacto es 10.1 mm y la altura entre la base de contacto y el punto de aplicación de las acciones es 14.0 mm. La profundidad es 10.0 mm y se ha supuesto un estado de deformación plana.

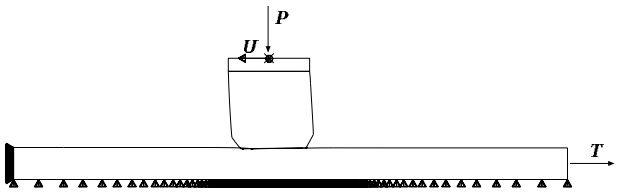


Fig. 4. Modelo del ensayo de fretting analizado mediante EF (deformada al final 2º paso de carga).

Las acciones aplicadas son: carga normal sobre el indentador de valor P_{max}= 17.65 kN; desplazamiento impuesto al indentador $U_{max/min}$= ±25 μm; carga axial sobre la semiprobeta T_{max}= 29.00 kN y T_{min}= 0.50 kN. La evolución de las acciones aplicadas frente al tiempo se muestra en la Fig. 5.

Notar que se ha optado por imponer un desplazamiento U al indentador (control en desplazamientos) para garantizar la convergencia numérica del problema en las situaciones de deslizamiento global. Se observan cuatro pasos de carga: 1º) aplicación de carga normal P; 2º) primer crecimiento en carga T y desplazamiento del indentador hacia la izquierda; 3º) descenso de la carga T y desplazamiento del indentador hacia la derecha; 4º) repetición del 2º paso de carga. Se comprobó que la aplicación de posteriores pasos de carga daba lugar a respuestas idénticas a las obtenidas en 3º) y 4º).

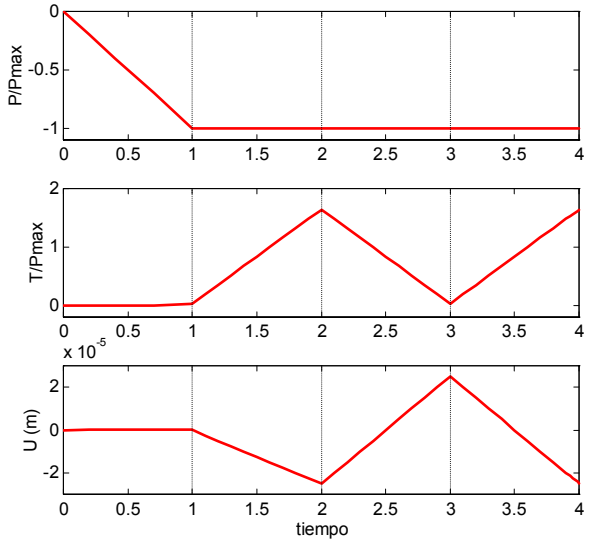


Fig. 5. Evolución temporal de las acciones aplicadas sobre el indentador y la probeta.

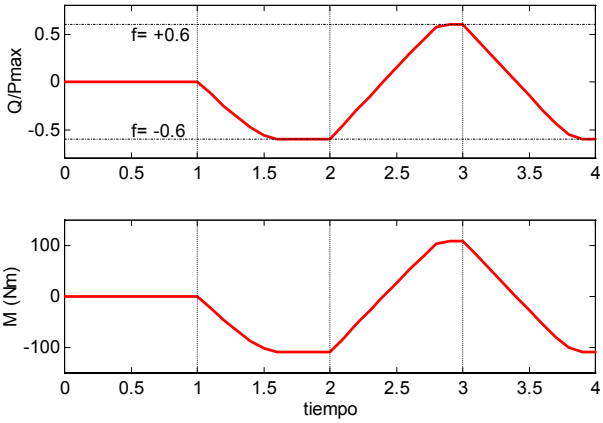


Fig. 6. Evolución temporal de la reacción Q al desplazamiento impuesto U y del momento de reacción M.

En la Fig. 6 se muestra la evolución tanto de la reacción Q al desplazamiento impuesto U como del momento de reacción M necesario para garantizar la que la parte superior del indentador no experimente giro alguno, obtenidas tras el análisis de elementos finitos. Nótese que el valor de Q/P_{max} en los periodos de deslizamiento global corresponde al coeficiente de fricción f.

La Fig. 7 muestra una porción de la malla de elementos finitos generada mediante el programa ABAQUS. Se han utilizado elementos cuadriláteros cuadráticos de ocho nodos. Además se han utilizado elementos rígidos en la parte superior del indentador para garantizar la aplicación uniforme de las cargas y desplazamientos y restringir con facilidad el giro del mismo. Notar que aunque en principio no es recomendable utilizar elementos cuadráticos por las oscilaciones que exhiben en las fuerzas nodales en contacto, capturan mucho

mejor que los elementos lineales los elevados gradientes de la singularidad en puntos que no pertenezcan a la superficie de contacto.

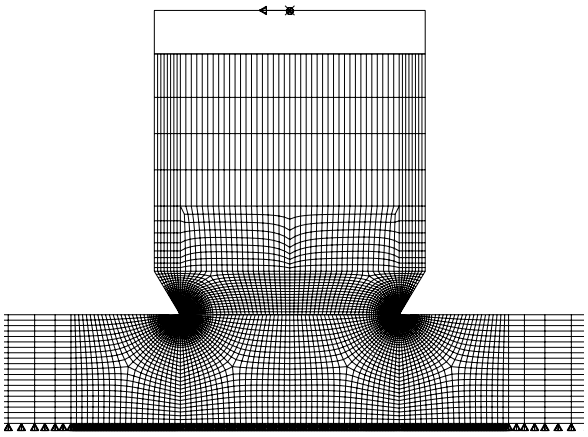


Fig. 7. Porción de la malla utilizada en el análisis.

4. ÓRDENES DE LA SINGULARIDAD Y OBTENCIÓN DE LOS FITG

Dada la geometría del indentador y fijado el coeficiente de fricción *f* es posible calcular los órdenes de singularidad esperados a través de las ecuaciones (3), (6) y (8). Para el estado de adhesión se obtiene $\lambda_I = 0.51160$ y $\lambda_{II} = 0.72583$. La singularidad en la esquina izquierda cuando el indentador desliza hacia la izquierda viene dada por $\lambda_{d,izq} = 0.46908$ y cuando desliza hacia la derecha $\lambda_{d,der} = 0.66208$. Lógicamente los valores se permutan cuando se trata del estudio del deslizamiento de la esquina derecha. Como se observa, es más crítico el estado simétrico que el antisimétrico y el deslizamiento hacia la izquierda que hacia la derecha (para la esquina izquierda). Cabe señalar que para estos datos, los órdenes de singularidad en los casos de adhesión y deslizamiento son diferentes, no siendo posible encontrar una equivalencia entre el estado de deslizamiento y el de una entalla en V equivalente (como se propone en [2]).

Se han calculado los valores de las funciones trigonométricas correspondientes a dos ángulos: el ángulo de la bisectriz ($\theta = 0$ en la Fig. 2) y el ángulo del plano de contacto ($\theta = 0$ en la Fig. 3). Para el estado de adhesión, la componente de la tensión $\sigma_{\theta\theta}$ en el plano de contacto viene dada por

$$\sigma_{\theta\theta}^{\text{cont}} = K_I r^{\lambda_I - 1}(0.98043) + K_{II} r^{\lambda_{II} - 1}(-0.82791) \qquad (10)$$

En el estado de adhesión, para la bisectriz se tiene:

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta\theta}^{\text{bisec}} &= K_I r^{\lambda_I - 1}(1.09831) \\ \sigma_{r\theta}^{\text{bisec}} &= K_{II} r^{\lambda_{II} - 1}(1.03858) \end{aligned} \qquad (11)$$

Se observa que la dirección de la bisectriz permite el desacoplamiento de los modos simétrico y antisimétrico. Para el estado de deslizamiento hacia la izquierda, el valor de $\sigma_{\theta\theta}$ en el plano de contacto junto a la esquina izquierda es:

$$\sigma_{\theta\theta}^{\text{cont}} = K_{d,izq} r^{\lambda_{d,izq} - 1}(0.66904) \qquad (12)$$

y para el estado de deslizamiento hacia la derecha en el plano de contacto junto a la esquina izquierda

$$\sigma_{\theta\theta}^{\text{cont}} = K_{d,der} r^{\lambda_{d,der} - 1}(4.14456) \qquad (13)$$

La estimación de los FITG se ha realizado mediante extrapolación de tensiones a partir de los valores obtenidos mediante elementos finitos. Para el estado de adhesión se han utilizado las ecs. (11) mientras que para el caso de deslizamiento se han utilizado las ecs. (12) y (13). En este último caso, se han utilizado los valores de tensiones en los puntos de Gauss extrapolados a los nodos de contacto para tener una precisión óptima con elementos cuadráticos. En el caso de deslizamiento, también se ha estimado el valor de $K_{d,izq}$, $K_{d,der}$ a través de los valores en la bisectriz mediante ecuaciones análogas a (12) y (13), no recogidas aquí. Las estimaciones de los FITG obtenidas a partir de la bisectriz se aproximaron a las obtenidas a partir de (12) y (13), aunque la calidad del ajuste fue menor.

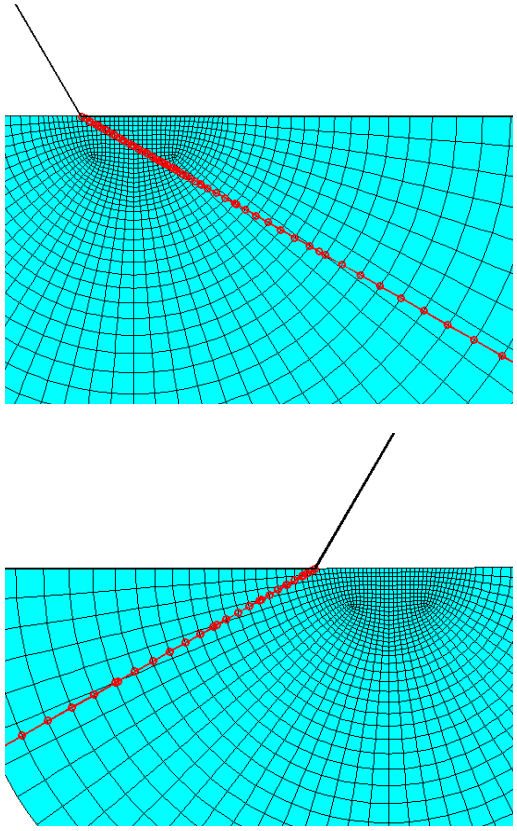


Fig. 8. Posición de la esquina izquierda y derecha en el quinto incremento del tercer paso de carga. Notar los puntos de corte de las bisectrices utilizados en la extrapolación para los estados de adhesión.

La búsqueda de la evolución de los FITG a lo largo de los ciclos de carga y descarga implica desplazamientos relativos de las mallas del indentador y de la probeta cuando hay deslizamientos. Esto impide diseñar una malla con nodos permanentemente situados a lo largo de la bisectriz, por lo que la extrapolación de tensiones se realizó a partir de interpolación a partir de valores nodales en los puntos de corte de la bisectriz (Fig. 8). Además esta problemática supuso la necesidad de generar una malla muy refinada, como se observa en las figuras. Cabe señalar que en esta situación no es posible utilizar elementos singulares para modelar mejor el comportamiento singular, como los presentados en [6].

5. RESULTADOS

5.1 Evolución del estado en la zona de contacto

Las Figs. 9 presentan los resultados obtenidos en cada incremento de los cuatro pasos de carga para las esquinas izquierda (EI) y derecha (ED), respectivamente. A continuación se detalla la evolución del estado de la zona de contacto frente al tiempo obtenida tras el análisis por elementos finitos:

1er paso de carga: Durante este paso (aplicación de la carga normal *P*) los dos sólidos permanecen unidos, estando toda la superficie de contacto en estado de adhesión (A). El conjunto se comporta como una entalla en V.

2º paso de carga: La EI ve aumentar la presión de contacto debido a la acción del desplazamiento impuesto hacia la izquierda *U* y la carga axial *T* creciente en la probeta. Por ello, el estado de adhesión se mantiene en esta esquina en la primera mitad del paso de carga, mientras que en la ED la menor presión de contacto y la acción de la fuerza axial *T* provocan el deslizamiento parcial de la ED hacia la izquierda (I). Hacia mitad del paso de carga se produce el deslizamiento global de todo el indentador hacia la izquierda (I), coincidiendo con la separación (S) de la ED (despegue).

3er paso de carga: Al invertir el sentido del desplazamiento impuesto *U* se produce la adhesión inmediata de una gran parte de la zona de contacto. Sin embargo la EI sigue deslizando parcialmente hacia la izquierda debido a que soporta menor presión de contacto. Por idéntico motivo desliza parcialmente la ED hacia la derecha, a lo que contribuye la disminución de *T*. Sólo hacia el final del paso de carga se produce el deslizamiento global de todo el indentador hacia la derecha, coincidiendo con el despegue de la EI. Es interesante señalar que la zona de adhesión interna que existe durante casi todo el paso de carga impide el retorno a la posición inicial relativa a la probeta, produciéndose un efecto de trinquete.

4º paso de carga: Al invertir el desplazamiento impuesto se produce la adhesión de la EI junto con gran parte de la zona de contacto. La ED sigue deslizando parcialmente hacia la derecha debido a la presión local decreciente. Al final se produce el deslizamiento global hacia la izquierda coincidiendo con la separación de la ED.

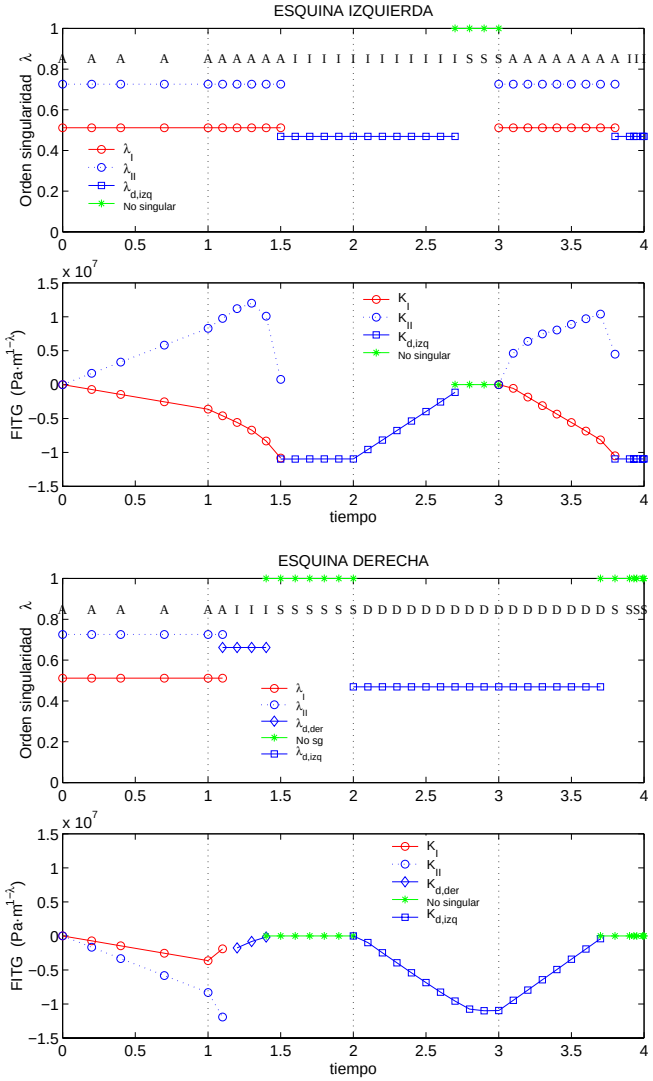


Fig. 9. Orden de la singularidad y estado en las esquinas izquierda y derecha: A = adhesión, I = deslizamiento hacia la izquierda, D = deslizamiento hacia la derecha, S = separación (despegue). Se representan también los correspondientes valores del FITG para cada incremento de los cuatro pasos de carga.

5.2 Evolución de los FITG

Los valores de los FITG se representan en la Fig 9 para la EI y ED. Para ello se ha aplicado la técnica de extrapolación de tensiones en cada incremento de cada paso de carga según las ecuaciones descritas en la Sección 4 y teniendo en cuenta el estado en cada esquina. Notar que aunque aparezcan representados en la misma gráfica, los valores de K_I, K_{II}, $K_{d,izq}$ y $K_{d,der}$ no son comparables, ya que corresponden a órdenes de singularidad diferentes (no tienen las mismas dimensiones) y el escalado de la función trigonométrica es también diferente.

Con el fin de cuantificar (aunque de forma simplista) cuál de los estados combinados orden de la singularidad + FITG puede ser más perjudicial, se han reconstruido los campos de tensiones $\sigma_{\theta\theta}$ según (10), (12), (13) y se han evaluado a lo largo del tiempo en la dirección del plano de contacto para dos valores de r diferentes: $r_1=10^{-7}$ m y $r_2=10^{-3}$ m. La evolución de $\sigma_{\theta\theta}$ para la EI y ED se representa en las Figs. 10 y 11 respectivamente.

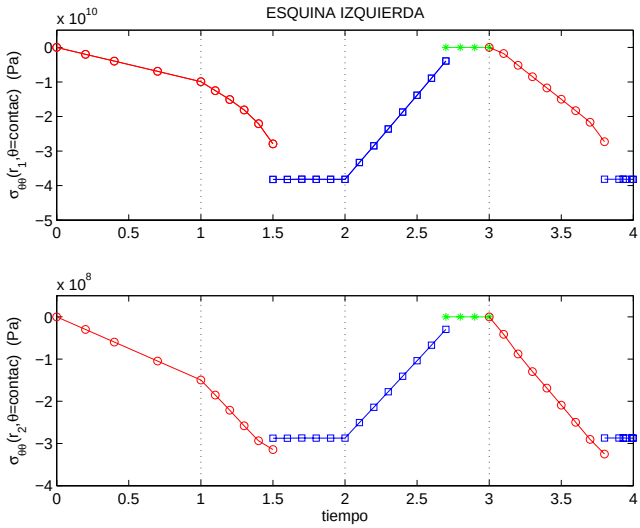


Fig. 10. Evolución de $\sigma_{\theta\theta}$ para la esquina izquierda en el plano de contacto y para los valores de $r_1=10^{-7}$ m y $r_2=10^{-3}$ m.

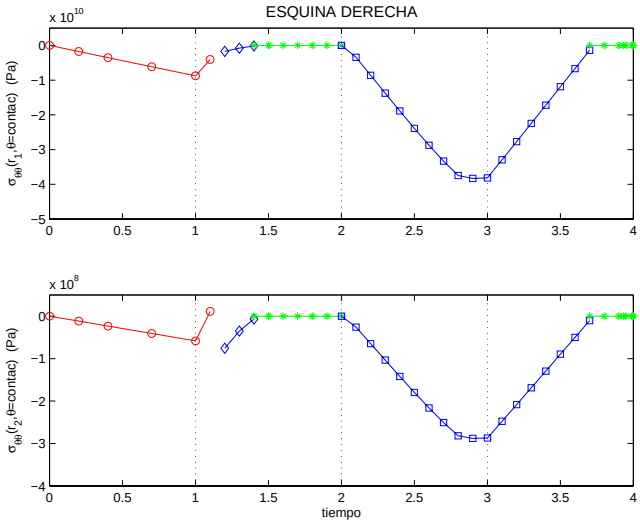


Fig. 11. Evolución de $\sigma_{\theta\theta}$ para la esquina derecha en el plano de contacto y para los valores de $r_1=10^{-7}$ m y $r_2=10^{-3}$ m.

En general, se observa que los estados asociados con deslizamiento total dan lugar a un valor absoluto de $\sigma_{\theta\theta}$ mayor. Tanto la EI como la ED dan lugar a niveles de tensiones similares cuando se produce el deslizamiento total. Análogas conclusiones se obtuvieron estudiando $\sigma_{\theta\theta}$ en la dirección de la bisectriz (no incluida aquí). Sin embargo, las tensiones originadas en los estados de adhesión son del mismo orden de magnitud e incluso pueden llegar a superarlas (ver Fig. 10 para la EI con $r = r_2$). Por tanto, no es sencillo determinar los estados más críticos, haciendo necesario el estudio de un invariante de tensiones en un área de proceso y su variación en dirección radial y polar así como con el tiempo. Además hay que tener en cuenta que estas tensiones no suceden en los mismos puntos materiales debido a los deslizamientos.

5. CONCLUSIONES

Se ha llevado a cabo un análisis de la evolución cíclica del FITG en un problema de fretting fatiga con contacto completo, teniendo en cuenta la evolución de los estados de adhesión y deslizamiento parcial y global, junto con los órdenes de singularidad existentes.

Se ha comprobado que la evolución resultante es compleja y que tanto los estados de adhesión como los de deslizamiento dan lugar a tensiones del mismo orden de magnitud en ciertos instantes del ciclo de carga. Magnitudes como la altura del indentador y su geometría son importantes, ya que definen la rigidez del indentador y controlan el grado de separación de la zona de contacto y en consecuencia la distribución de presiones en la zona de contacto y la intensidad del FITG.

AGRADECIMIENTOS

Los autores desean agradecer al Ministerio de Ciencia y Tecnología por la financiación recibida a través del proyecto de investigación DPI2001-2400-C02-02.

REFERENCIAS

[1] Mugadu, A., Hills, D.A., Limmer, L., "An asymptotic approach to crack initiation in fretting fatigue of complete contacts", J Mech Phys Solids, 50, 531-547, (2002).

[2] Mugadu, A., Hills, D.A. "Characterising the process zone in complete fretting contacts using plain fatigue sharp V-notch specimens", J Mech Phys Solids, 50, 1417-1429, (2002).

[3] Williams, M.L., "Stress singularity from various boundary conditions in angular corners of plates in extension ", J Appl Mech, 19, 526-528 (1952).

[4] Comninou, M., "Stress singularity at a sharp edge in contact problems with friction", J Appl Math and Physics (ZAMP), 27, 493-499 (1976).

[5] Gdoutos, E.E., Theocaris, P.S., "Stress concentration at the apex of a plane indenter acting on an elastic half-plane", J Appl Mech, 42, 688-692 (1975).

[6] Tur, M., Besa, A., Giner, E., Vercher, A., "Extracción de factores de intensidad de tensiones generalizados en problemas de contacto mediante elementos finitos", Métodos Numéricos en Ingeniería V, Madrid, (2002).