

Capítulo 4

Resultados y Discusión II. Recubrimientos monocapa: contacto estático y cíclico

Este capítulo se dedica al estudio de la respuesta del recubrimiento monocapa, capa interna del recubrimiento bicapa, al contacto Hertziano estático y cíclico. Inicialmente se describe el daño superficial del recubrimiento debido al contacto estático en aire y en agua destilada. A continuación se presenta al análisis de este daño a partir de la ley potencial de crecimiento de fisuras. Seguidamente se estudia la evolución de este mismo daño bajo el contacto Hertziano cíclico en los mismos ambientes antes estudiados, racionalizando igualmente la cinética del daño. Finalmente, se investiga la sensibilidad de la adhesión del recubrimiento al contacto cíclico.

4.1. Comportamiento del recubrimiento monocapa al contacto Hertziano estático

La susceptibilidad de materiales cerámicos y vidrios al crecimiento subcrítico de fisuras pre-existentes debido a la acción simultánea de una tensión aplicada y el ambiente circundante es un fenómeno ampliamente reconocido y estudiado en el comportamiento mecánico de los materiales. En el caso concreto de los biomateriales para el reemplazo de hueso, las tensiones constantes aplicadas durante largos periodos de tiempo y en presencia de un ambiente altamente agresivo como el fluido fisiológico es una de las sollicitaciones mecánicas más severas. Por tanto, el conocimiento del comportamiento bajo este tipo de sollicitación de un recubrimiento que compone este tipo de biomateriales, es un requerimiento fundamental para considerar su aplicación clínica definitiva.

Una vez se ha caracterizado la respuesta del recubrimiento monocapa al contacto Hertziano monotónico, se ha implementado la misma metodología para el estudio del comportamiento al contacto estático en diferentes medios. Por lo tanto, mediante la elección de un criterio de daño adecuado, es posible conocer la respuesta del recubrimiento a una tensión constante, altamente concentrada debido al contacto Hertziano, y su posterior racionalización. El criterio de daño elegido para estudiar la sensibilidad de la superficie del recubrimiento al contacto estático ha sido el primer daño de tipo frágil, la formación de la fisura anillo. Con este criterio se ha determinado el tiempo de contacto necesario para su aparición, para valores de carga máxima menores a P_{ca} , siguiendo la metodología descrita en el apartado 2.3.

En esta sección se analizan las características morfológicas de las fisuras tipo anillo generadas por contacto bajo carga constante durante largo tiempo, en aire y en agua destilada. Posteriormente se describe la cinética de formación de estas fisuras en función de la carga aplicada y finalmente se racionaliza dicho comportamiento a partir de la ley potencial de crecimiento sub-crítico de fisura debido a un factor de intensidad de tensiones constante aplicado.

4.1.1. Formación de la fisura anillo bajo contacto estático

La formación de la fisura anillo para cargas de contacto máximas, P_{\max} , constantes y prolongadas, menores a la carga crítica monotónica para formar dicha fisura, P_{ca} , ha sido estudiada tanto en aire (~ 40% de humedad relativa) como en agua destilada. Para este estudio se ha elegido un solo radio de esfera de WC-Co ($R_e = 1.25$ mm), el cual, además de permitir un óptimo aprovechamiento del área disponible en las muestras recubiertas, es un radio intermedio para el cual se cubre un amplio espectro de daños durante el contacto monotónico, como se aprecia en la Fig. 3.24 del capítulo 3. En la Fig. 4.1 se presentan las morfologías de las fisuras producidas en ambos medios para un mismo valor de P_{\max} , mientras en la Fig. 4.2 aparece el tiempo de contacto necesario para completar la fisura anillo, t_f , para los diferentes valores de P_{\max} utilizados.

En la Fig. 4.2 se aprecia claramente la sensibilidad del recubrimiento al contacto Hertziano estático ya que la fisura anillo aparece para valores de P_{\max} menores a P_{ca} , en función del tiempo de aplicación de la carga. Las cargas aplicadas menores requieren mayores tiempos de contacto para la fisuración y, como se esperaría, la sensibilidad a dicha fisuración es claramente mayor en presencia del agua destilada. Nótese como el comportamiento en agua destilada muestra una mayor desviación con respecto a la respuesta en aire para los menores de carga aplicada.

Del comportamiento de las curvas en la Fig. 4.2 se extrae que la relación entre la carga aplicada, P_{\max} , y el tiempo para la formación de la fisura anillo, t_f , es de la forma:

$$P_{\max} \propto \frac{1}{t_f^m} \quad (4.1)$$

donde m es el exponente experimental de velocidad de formación de la fisura anillo y se extrae directamente de la pendiente de las curvas en la Fig. 4.2. Esta expresión tiene la forma típica que describe la degradación de la mayoría de vidrios y cerámicos debido a la corrosión bajo tensión ó también conocida como fatiga estática [177]. Nótese que la

relación entre los exponentes experimentales determinados a partir de las curvas en la Fig. 4.2, $m_{\text{H}_2\text{O}}/m_{\text{aire}} \sim 2.5$ es coherente con la relación que se puede calcular entre los

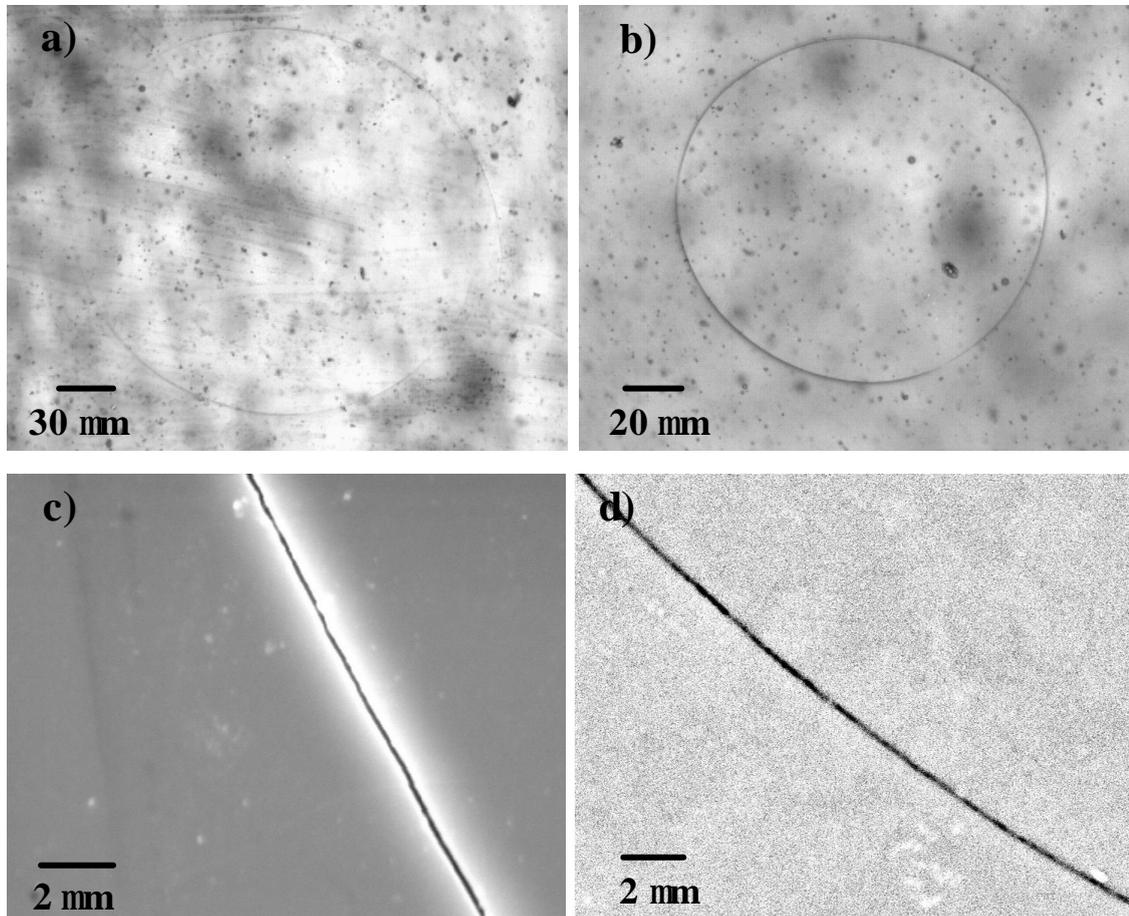


Figura 4.1. Morfología de las fisuras anillo debidas al contacto Hertziano estático ($P_{\text{max}} = 35 \text{ N}$) sobre el recubrimiento monocapa 6P64C: a) y b) Imágenes de microscopía óptica de las fisuras producidas en aire y agua destilada, respectivamente; c) y d) Detalles obtenidos mediante SEM, de las fisuras en aire y agua destilada, respectivamente.

exponentes convencionales de velocidad de crecimiento de fisura, $n_{\text{air}}/n_{\text{H}_2\text{O}}$, a partir de curvas de crecimiento sub-crítico reportadas en la literatura [85]. Estos últimos son los exponentes de la clásica ley potencial de crecimiento de fisura, por lo que un mayor valor implica una menor velocidad de crecimiento de fisura como se discutirá más adelante.

La degradación de los vidrios por la acción simultánea de una tensión aplicada y la humedad es un fenómeno bien conocido y extensamente estudiado especialmente en vidrios con alto contenido de sílice, para el cual se han propuesto varios mecanismos [159,177,178]. A pesar de que la naturaleza de la fisuración por corrosión bajo tensión, como generalmente se conoce este fenómeno, no está totalmente dilucidada, es comúnmente atribuida a la reacción de hidrólisis en la cual los enlaces Si-O se rompen

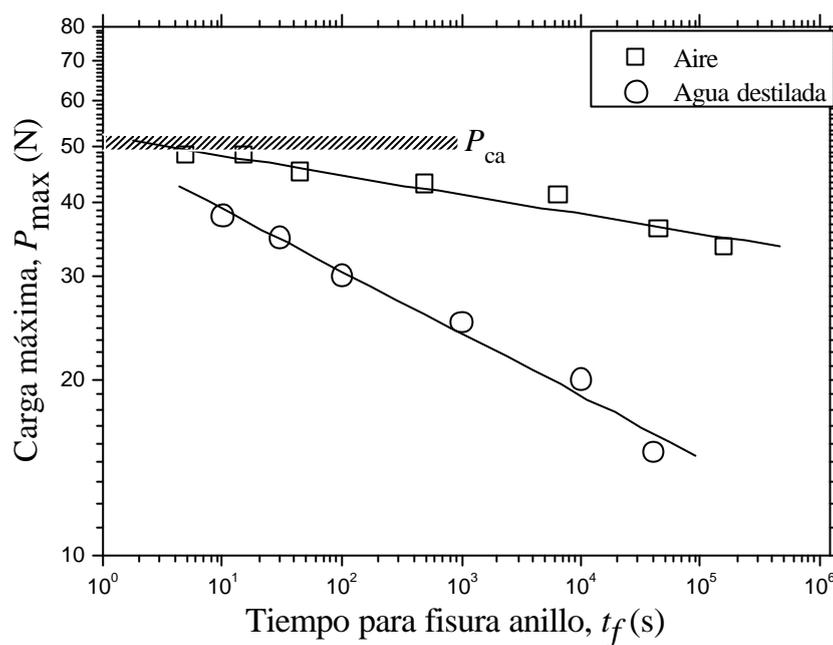


Figura 4.2. Tiempo para la formación de la fisura anillo en el recubrimiento 6P64C, t_f , para diferentes valores de carga estática aplicada, P_{max} , tanto en aire como en agua destilada. Las barras de error en t_f (~ 5 % según la metodología experimental) se omiten ya que su tamaño es similar al de los símbolos de los datos.

por acción de las moléculas de agua. Algunos autores han propuesto que esta reacción se ve acentuada en los enlaces justo delante de la punta de una fisura, debido a la deformación de dichos enlaces causada por el campo de tensiones constante aplicado [178]. Los trabajos más recientes han demostrado que, además de las posibles reacciones entre el vidrio y el agua, acentuadas por la tensión en la punta de una fisura, la penetración de las moléculas de agua en la estructura amorfa del vidrio, modificada por la misma tensión, juega un papel importante en la degradación bajo carga estática [178]. Lo que si no parece tener discusión es el papel que tiene en la cinética de

crecimiento, la concentración de la especie activa que accede a la punta de la fisura [85], lo que explica la mayor sensibilidad en agua destilada que se observa en la Fig. 4.2. La importancia del agua en la cinética de formación de la fisura anillo es aún más evidente para los menores valores de P_{\max} , para los cuales la desviación del comportamiento en aire es mayor. Esto se debe a la mayor facilidad de acceso de las moléculas de agua y, por tanto, una mayor extensión de la reacción, al prolongar el tiempo de apertura de la punta de la fisura debido a la tensión aplicada. Las morfologías de las fisuras anillo generadas en cada caso (Fig. 4.1) confirman este efecto: a pesar de que en ambos casos el frente de fisura aparece bastante recto, el análisis detallado muestra que el camino es más recto y la apertura es mayor en la fisura producida en agua destilada, indicando una mayor extensión de la reacción en la punta de la fisura.

4.1.2. Análisis de la formación de la fisura anillo bajo carga estática en términos del crecimiento sub-crítico de una fisura pre-existente

En este análisis se asume, como generalmente se hace para los vidrios y materiales cerámicos bajo carga estática, que el crecimiento sub-crítico de una fisura superficial en el recubrimiento bajo carga constante, obedece a la ley potencial clásica:

$$v = \frac{dc}{dt} = v_0 \left(\frac{K_a}{K_{Ic}^0} \right)^n, \quad K_a < K_{Ic}^0 \quad (4.2)$$

donde v es la velocidad de crecimiento de la fisura, v_0 es el coeficiente de velocidad, K_a es el factor de intensidad de tensiones aplicado, K_{Ic}^0 es la tenacidad de fractura intrínseca y n es el exponente de la velocidad de crecimiento de la fisura.

En el modelo físico propuesto para explicar la formación de la fisura anillo bajo contacto estático (Fig.4.3) se asume que esta fisura se forma a consecuencia de la coalescencia de cierto número de fisuras pre-existentes (f_i) favorablemente localizadas con respecto a la máxima tensión de tracción justo afuera del círculo de contacto. Estas fisuras se encuentran uniformemente distribuidas y crecen exclusivamente en su dirección superficial (c), con un crecimiento despreciable en profundidad (a),

presunciones que se argumentan a continuación. De esta manera, la longitud final de una de estas fisuras precursoras, una vez se completa el anillo, estará dada por la expresión:

$$c_f = \frac{\pi r_0}{\phi_i} \quad (4.3)$$

donde r_0 es el radio de la fisura anillo, el cual ya ha sido definido en la ec. (3.11).

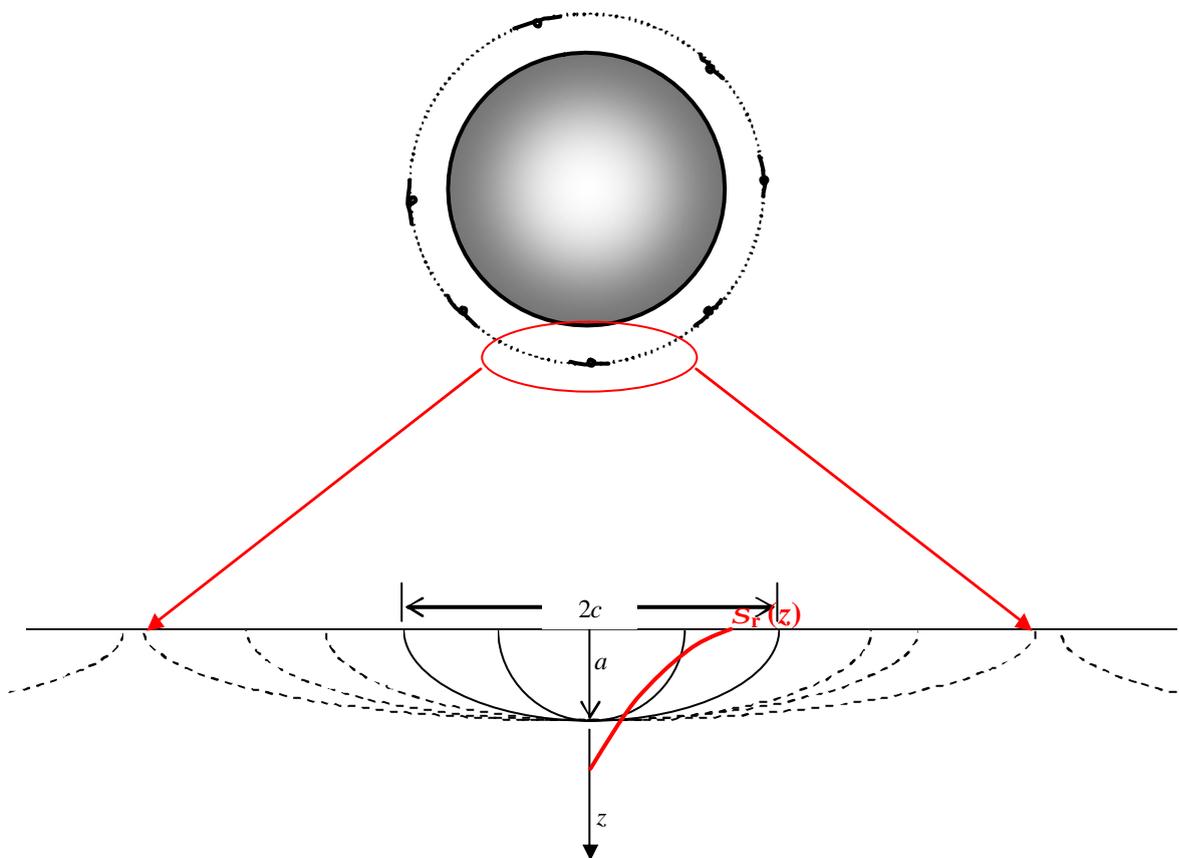


Figura 4.3. Esquema del modelo de formación de la fisura anillo por coalescencia de fisuras pre-existentes durante un ensayo de contacto Hertziano estático.

A continuación se hace la argumentación del modelo de coalescencia de fisuras y crecimiento despreciable en profundidad de las mismas, el cual se ha observado que es coherente con observaciones experimentales como las que se presentan en la Fig. 4.4.

En la literatura de fatiga estática sobre vidrios y cerámicos existe un consenso generalizado en que el umbral del factor de intensidad de tensiones para el inicio del crecimiento de la fisura, K_{th}^{est} , suele presentar valores aproximadamente iguales a la mitad de la tenacidad de fractura:

$$K_{th}^{est} \approx 0.5K_{Ic}^0 \quad (4.4)$$

Es posible, entonces, a partir de esta expresión estimar el máximo valor de crecimiento de la fisura, c_{fmax} , en caso de que el factor de intensidad de tensiones disminuya una vez la fisura inicia su crecimiento por fatiga estática. Este es el caso cuando K_I^B (ec. 3.12) controla la propagación de la fisura, ya que este disminuye a medida que c crece (Fig. 4.5), si se mantiene la profundidad de la fisura constante ($a = cte.$). La consideración del crecimiento despreciable de la fisura en la dirección de la profundidad se argumenta con las siguientes observaciones experimentales y análisis teóricos:

- Al observar la fisura anillo al microscopio óptico es evidente que es una fisura netamente superficial (Fig. 4.4), ya que el más leve acercamiento del lente ($\sim 1 \mu m$) hace que esta desaparezca de vista.
- Las observaciones por AFM (Fig. 4.6) muestran que el escalón que se forma por el desnivel a lado y lado de la fisura tiene una altura de unos pocos nanómetros, lo que indica un crecimiento mínimo en profundidad. Esto ha sido en todas las fisuras anillo producidas bajo los diferentes tipos de carga (monotónica, estática y cíclica).
- Como ya se discutió en el apartado 3.1, la relación entre el tamaño del defecto medio en la superficie del recubrimiento y el radio de contacto para los valores de carga utilizados, a_c / r_c , (0.012-0.03), cae dentro del rango de Auerbach, según la curva de equilibrio de fractura (Fig. 1.38) elaborada por Frank y Lawn [102]. Por lo tanto, no se alcanza el tramo de la curva de crecimiento inestable en profundidad y la fisura anillo es estable y superficial. Esto se debe a que la fisura anillo se forma en este caso bajo una carga constante muy por debajo de la carga crítica para la fisura cónica. Esta estabilidad fue demostrada por Langitan y Lawn [179] al analizar la influencia del medio en la curva de equilibrio de fractura de la Fig. 1.38.

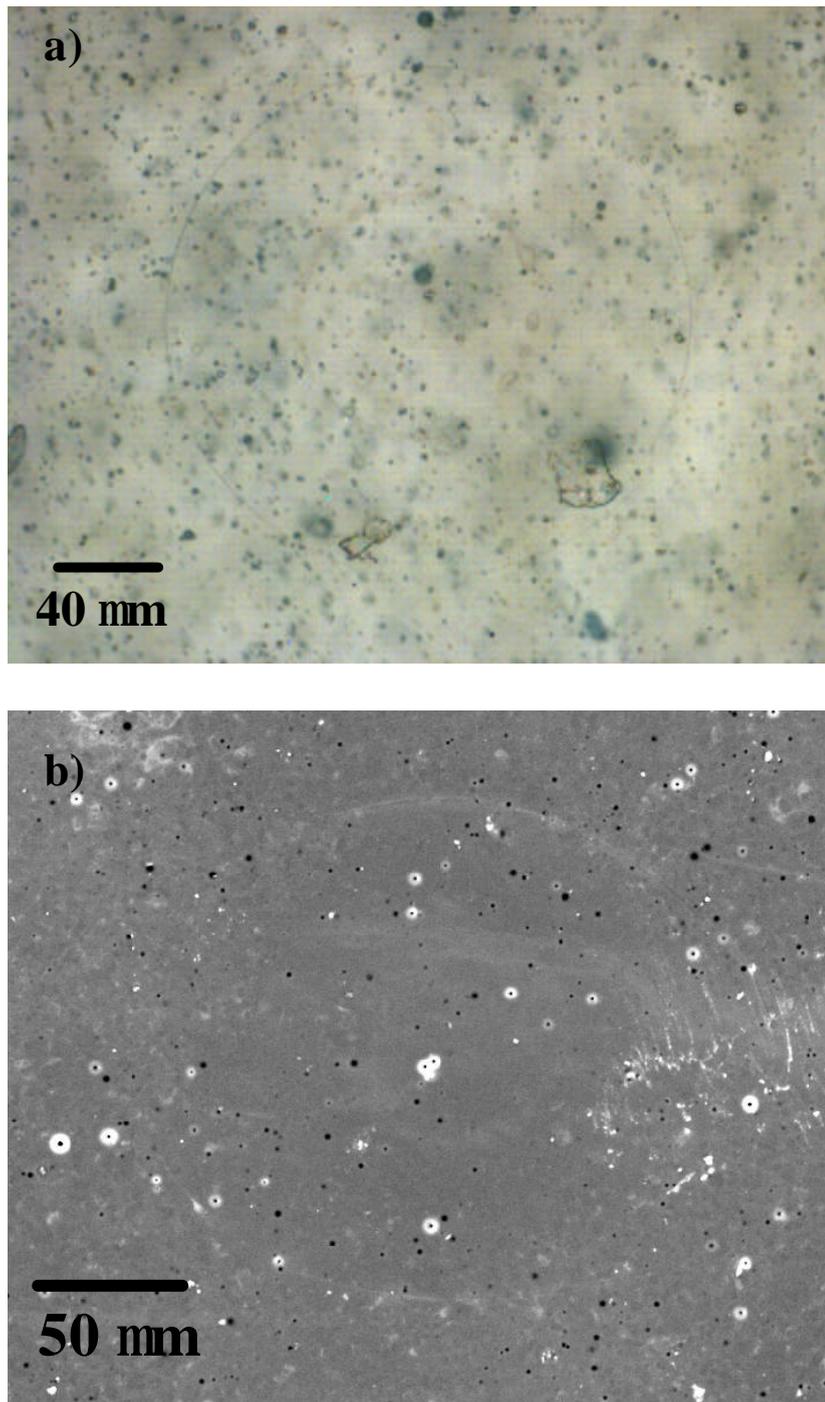


Figura 4.4. Imágenes de la fisura anillo formada en el recubrimiento 6P64C durante el contacto Hertziano estático: a) Fotografía de microscopía óptica; b) Fotografía de SEM.

- El análisis realizado por Licht y col. [155] sobre la condición crítica para el inicio de la extensión de la fisura en la dirección de a , a partir del factor de intensidad de

tensiones de la ec. (3.3), mostró que esta extensión depende tanto del tamaño inicial del defecto, a_0 , como de la relación de aspecto a/c . De esta forma, una vez se igualan los factores de intensidad de tensiones en A y B , la relación de aspecto alcanza un valor crítico el cual depende de a_0 , como se muestra en la Fig. 4.7. Así, para un valor de a_0 entre 1 y 2 μm , que es el tamaño típicamente observado (Fig. 3.42), el valor crítico de c para iniciar el crecimiento de la fisura en profundidad sería, según la Fig. 4.7, de aproximadamente de 30 μm . Sin embargo, experimentalmente se ha observado que el radio de la fisura anillo se encuentra entre 70 y 80 μm . Esto implicaría que, para el caso de un solo defecto precursor de la fisura anillo, el valor de c_f , según la ec. (4.3), estaría entre 440 y 500 μm , el cual es claramente superior al estimado a partir de la Fig. 4.7. Esta discrepancia soporta el modelo de coalescencia propuesto ya que la posibilidad de que un solo defecto crezca para completar el anillo es inconsistente. Por otro lado, el análisis a partir de la Fig. 4.7 indica que el número de fisuras precursoras necesarias para que la fisura se extienda en profundidad antes de completar el anillo ($a_0 \approx 1\text{-}2 \mu\text{m}$) deberá ser menor a 7. Sin embargo, experimentalmente se ha visto que el número de los defectos que coalescen es siempre mayor (Fig. 4.4), lo que hace poco probable que la fisura crezca en la dirección de a , aún bajo el criterio establecido en la Fig. 4.7.

Por lo tanto, considerando estos argumentos y retomando la expresión del factor de intensidad de tensiones evaluado en el punto B de la fisura para a constante, K_I^B (ec. 3.12), se demuestra a partir de la ec. (4.4) que el máximo valor de la longitud superficial de la fisura, $c_{f\text{max}}$, esta dado por la expresión:

$$c_{f\text{max}} = 27a_c - f(P_{\text{max}})a_c^{1/2} \quad (4.5)$$

donde

$$f(P_{\text{max}}) = \frac{K_{th}^{st}}{[0.03\pi^{1/2}(\varphi P_{\text{max}}^{1/3} + \sigma_{res})]} \quad (4.6)$$

y j es una constante definida como $j = 0.4(1-2n)(4E^*)/pb^*2(3R_e)^{2/3}$.

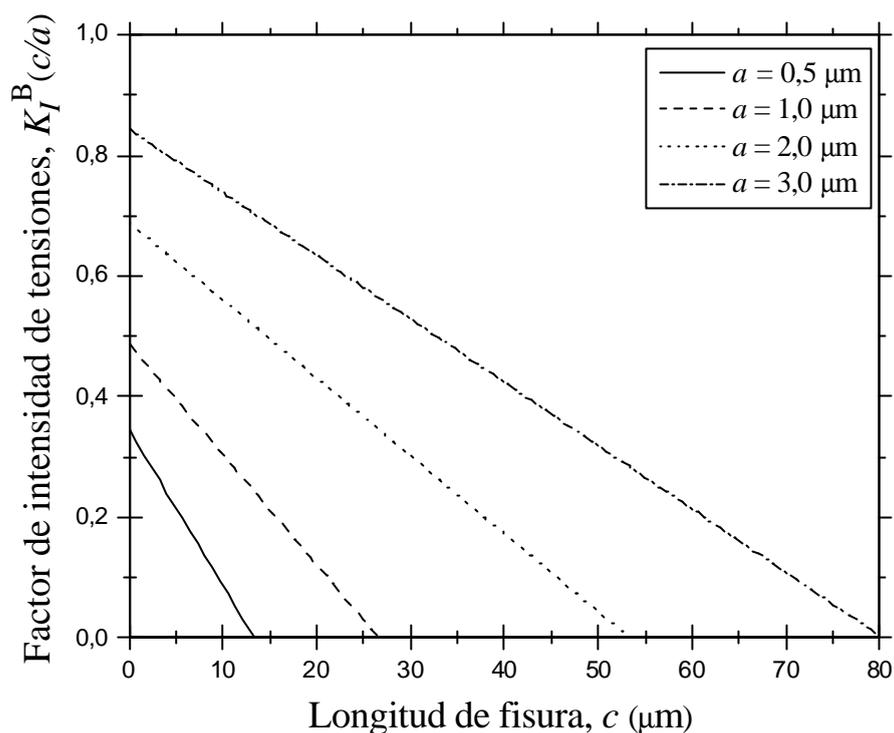


Figura 4.5. Factor de intensidad de tensiones en el punto superficial de una fisura preexistente cerca del círculo de contacto, en función de la dimensión c para diferentes posibles valores de profundidad de fisura, a .

Los posibles valores de c_{fmax} que se pueden calcular a partir de la ec. (4.5), aproximadamente de $40 \mu\text{m}$, son considerablemente menores a los que se obtienen directamente de la ec. (4.3), entre 440 y $500 \mu\text{m}$, considerando un solo defecto precursor de la fisura anillo. Por tanto, como en el análisis hecho previamente, esta discrepancia hace que el modelo de coalescencia asumido sea teórica y experimentalmente razonable.

Una vez argumentada la consideración de que la formación de la fisura anillo está determinada fundamentalmente por el crecimiento en superficie de varias fisuras preexistentes, la forma integral de la ec. (4.2), reemplazando el factor de intensidad de tensiones correspondiente (ec. 3.12), queda expresada como:

$$\frac{1}{\left[(\pi a)^{1/2} C_1 P_{\max}^{1/3} \left(1 + \frac{\sigma_{res}}{C_1 P_{\max}^{1/3}} \right) \right]^n} \int_{c_0}^{c_f} \frac{dc}{\left[f_0^B \left(\frac{c}{a} \right) \right]^n} = \frac{v_0 t_p}{(K_{Ic}^0)^n} \quad (4.7)$$

donde $f_0^B (c/a_c) \approx 0.8 - 0.03 (c / a_c)$ (sección 3.2.3).

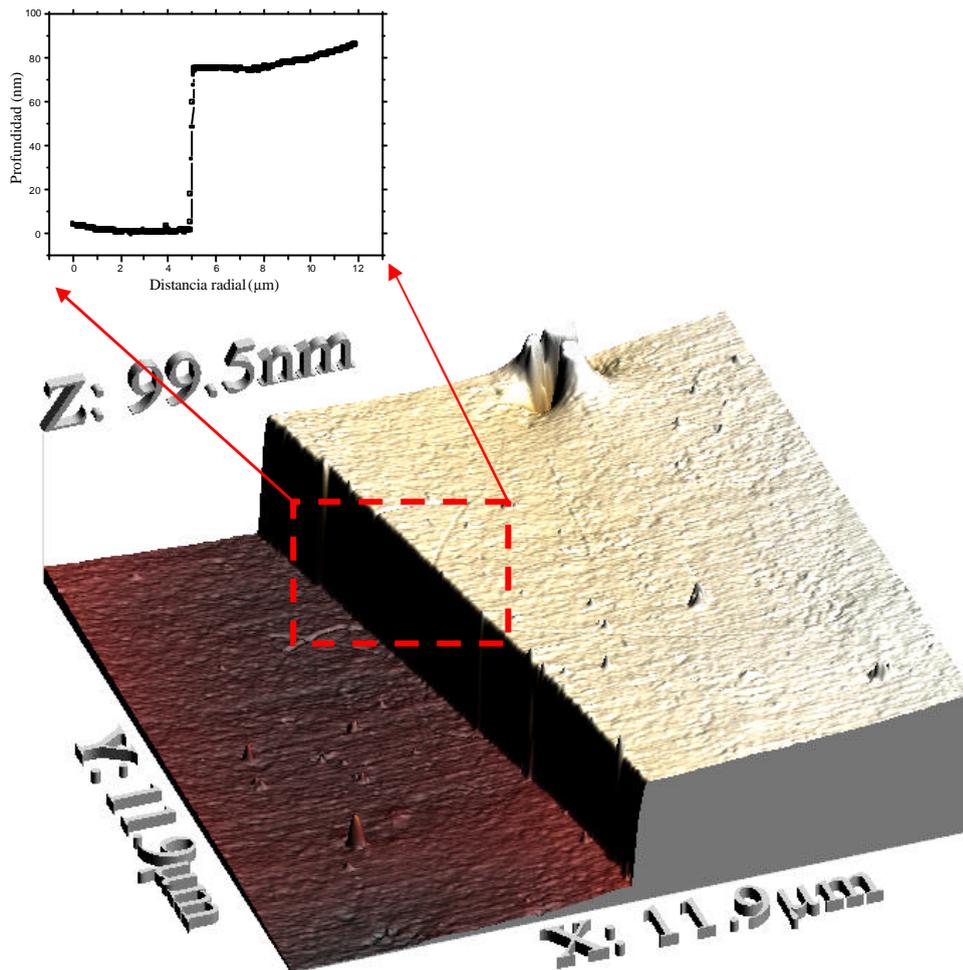


Figura 4.6. Imagen de AFM que muestra un detalle de la fisura anillo formada en el recubrimiento 6P64C debido al contacto Hertziano estático. La topografía y el perfil longitudinal normal al plano de la fisura muestran la poca profundidad del anillo.

A partir de las ecs. (4.3) y (3.11) se demuestra que la longitud final de la fisura, c_f , y la carga máxima constante, P_{\max} , se relacionan según expresión:

$$c_f = \kappa P_{\max}^{1/3} \quad (4.8)$$

donde κ es una constante definida como:

$$\kappa = \frac{\pi \beta^*}{\phi_i} \left(\frac{3R_e}{4E^*} \right)^{1/3} \quad (4.9)$$

asumiendo que el número de fisuras pre-existentes, f_i , es aproximadamente constante como se ha observado experimentalmente (Fig. 4.4). Por tanto, resolviendo la ec. (4.7) es posible obtener una expresión general que relacione la carga aplicada, P_{\max} , con el tiempo para la propagación de una fisura pre-existente hasta completar la fisura anillo, t_p , de la forma:

$$\left[P_{\max}^{1/3} \left(1 + \frac{\sigma_{res}}{C_1 P_{\max}^{1/3}} \right) \right]^n = \frac{\vartheta}{t_p} \quad (4.10)$$

donde J es una constante definida como:

$$\vartheta = \frac{a(K_{Ic}^0)^n}{v_0 \zeta} \quad (4.11)$$

con $V = 0.03n(a^{1/2}0.64(1-2n)F_{ys}/2p^{1/2}b^{2*})^n(4E^*/3R_e)^{2n/3}$.

Para los casos de valores pequeños de tensión residual ($\sigma_{res}/C_1 P_{\max}^{1/3} \ll 1$), como puede ser considerado el caso del recubrimiento 6P64C, la ec. (4.10) queda expresada como:

$$P_{\max}^{n/3} = \frac{\vartheta}{t_p} \quad (4.12)$$

Nótese que las ecs. (4.10) y (4.12) están expresadas en función del tiempo de propagación necesario para formar la fisura anillo, t_p , y no en función del tiempo total transcurrido hasta la formación de la fisura, t_f , el cual está dado por la expresión:

$$t_f = t_i + t_p \tag{4.13}$$

donde t_i es el tiempo de contacto necesario para el inicio de la propagación de las fisuras pre-existentes. Este es el tiempo que debe transcurrir para que la concentración de la especie activa del ambiente en la punta de la fisura sea suficiente para que su reacción con los enlaces de Si-O, deformados elásticamente delante la punta de la fisura, produzca el rompimiento de dichos enlaces, iniciando de esta forma el crecimiento sub-crítico de la fisura. Por lo tanto, las ecs. (4.10) y (4.12) pueden ser expresadas en función de t_f , si se tiene en cuenta que la relación t_i / t_p puede considerarse aproximadamente constante de acuerdo a las observaciones experimentales. Así, de la ec. (4.13) se extrae que $t_p \propto t_f$, permitiendo que t_f pueda incluirse en las ecs. (4.10) y (4.12), con una constante de proporcionalidad que entra en el denominador de la constante J . Estas ecuaciones, en función de t_f , son las adecuadas para ser comparadas con los resultados experimentales de la Fig. 4.2 y, así, poder verificar su capacidad de predicción.

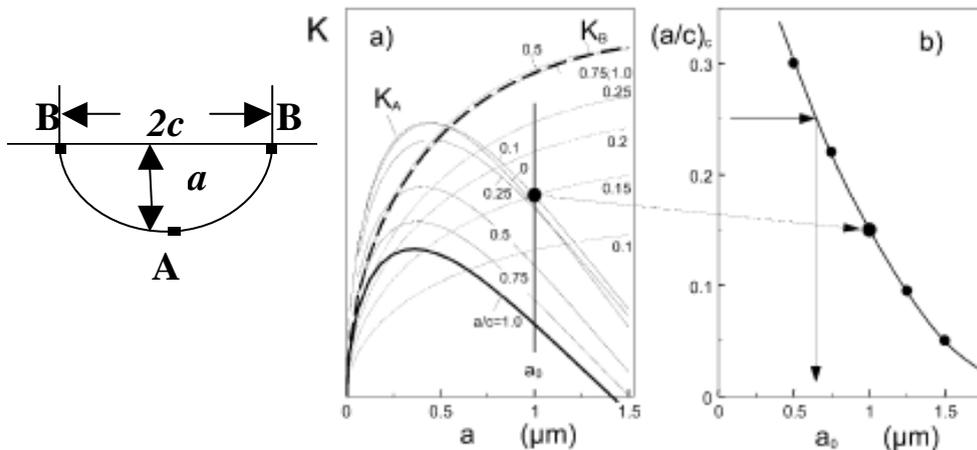


Figura 4.7. Determinación de la relación de aspecto crítica para el inicio del crecimiento de la fisura en dirección de la profundidad [155]: a) Comportamiento de los factores de intensidad de tensiones evaluados en A y B (ec.3.3); b) Relación de aspecto crítica en función de la profundidad inicial de la fisura.

Los valores de los exponentes de velocidad de fisura que se obtienen por el ajuste de la ec. (4.12) a los resultados experimentales graficados en la Fig. 4.2 son $n_{\text{aire}} = 70 \pm 5$ y $n_{\text{H}_2\text{O}} = 28 \pm 2$. Los valores de exponentes reportados en la literatura determinados en vidrios bioactivos utilizando probetas convencionales como las DCB (*Double Cantilever Beam*) son un tanto contradictorios. De un lado, Barry y col. [180] encontraron que el valor del exponente de un vidrio Bioglass[®]45S5, con 45 % en peso de SiO₂, fue de $n = 30 \pm 5$, tanto en aire como en fluido fisiológico simulado (SBF). Mientras, Bloyer y col. [181], con el mismo tipo de probetas, encontraron que tanto el mismo Bioglass[®]45S5, como un vidrio del tipo 6P57 y uno común de soda-cal-sílice, presentaban valores de exponentes muy similares de $n \approx 18$. Por tanto, los exponentes aquí obtenidos a partir del ajuste de la ec. (4.12) a los resultados experimentales, son razonablemente aceptables. El exponente en agua destilada es mayor al encontrado por Bloyer y col. [181], lo cual puede atribuirse a la menor agresividad del agua con respecto al fluido fisiológico simulado. Como era de esperar, el exponente en aire es claramente mayor a los reportados en los trabajos anteriores, ya que el efecto de corrosión bajo tensión debido exclusivamente al vapor de agua presente en el aire es considerablemente menor como ya se discutió previamente.

Cabe destacar que en el análisis anterior, que permitió obtener la ec. (4.12), no se ha considerado el efecto que puede tener la interacción entre la punta de diferentes fisuras que coalescen, en el factor de intensidad de tensiones. Es conocido que en el caso de fisuras ubicadas sobre la misma línea y cerca una de la otra, sometidas a una tensión uniforme, el factor de intensidad de tensiones se ve incrementado a medida que crece la longitud de las fisuras. De esta manera, es de esperar que, en el caso de las fisuras que coalescen para formar la fisura anillo, este efecto promueva la formación prematura del anillo, sumándose a la acción simultánea de la tensión constante aplicada y el medio circundante. Por tanto, al despreciar el efecto de este posible incremento del factor de intensidad de tensiones aplicado puede llevar a un sub-valoración de los exponentes de velocidad de fisura que se estiman utilizando la ec. (4.12).

4.2. Comportamiento del recubrimiento monocapa al contacto Hertziano cíclico

El propósito de este apartado es el estudio de la respuesta del recubrimiento monocapa al contacto Hertziano cíclico, en aire y agua destilada, utilizando, como en el apartado anterior, la fisura anillo como criterio de daño. Además, se ha estudiado también el comportamiento de vidrios sinterizados y fundidos con la misma composición química del recubrimiento. El apartado se inicia con la comparación de la cinética de formación de la fisura anillo bajo carga estática y cíclica y el análisis detallado de las morfologías de las fisuras asociadas. Posteriormente, para dilucidar los mecanismos, se comparan los resultados en el recubrimiento con los obtenidos en los vidrios monolíticos obtenidos por sinterización y por fusión. Finalmente, se racionaliza la formación de la fisura anillo debido al contacto cíclico a partir de la ley modificada de Paris, obteniendo una relación entre la carga máxima y el número de ciclos para completar la fisura.

4.2.1. Formación de la fisura anillo bajo contacto cíclico

En la Fig. 4.8a se comparan los tiempos para la formación de la fisura anillo en el recubrimiento monocapa bajo contacto Hertziano estático y cíclico. En esta figura se incluye además la curva de predicción del tiempo para la formación de la fisura anillo bajo carga cíclica, asumiendo que el recubrimiento sólo sufre corrosión bajo tensión. Esta curva de predicción se basa en el trabajo de Evans y Fuller [182] en el cual se asume que el fallo bajo carga cíclica se debe a la misma población de defectos y al mismo mecanismo de crecimiento de fisura que se presenta bajo carga estática. Este modelo también considera que las fluctuaciones en la carga pueden ser reemplazadas por una serie de pequeños incrementos de cargas constantes y que las cargas de tipo compresivo no inducen ningún crecimiento de fisura. De esta manera, a partir de la ley potencial de crecimiento de fisura bajo carga estática (ec. 4.2) es posible obtener el crecimiento de la fisura durante un ciclo de carga mediante la integración de la función potencial sobre el periodo de tiempo de un ciclo, $1/f$, obteniéndose:

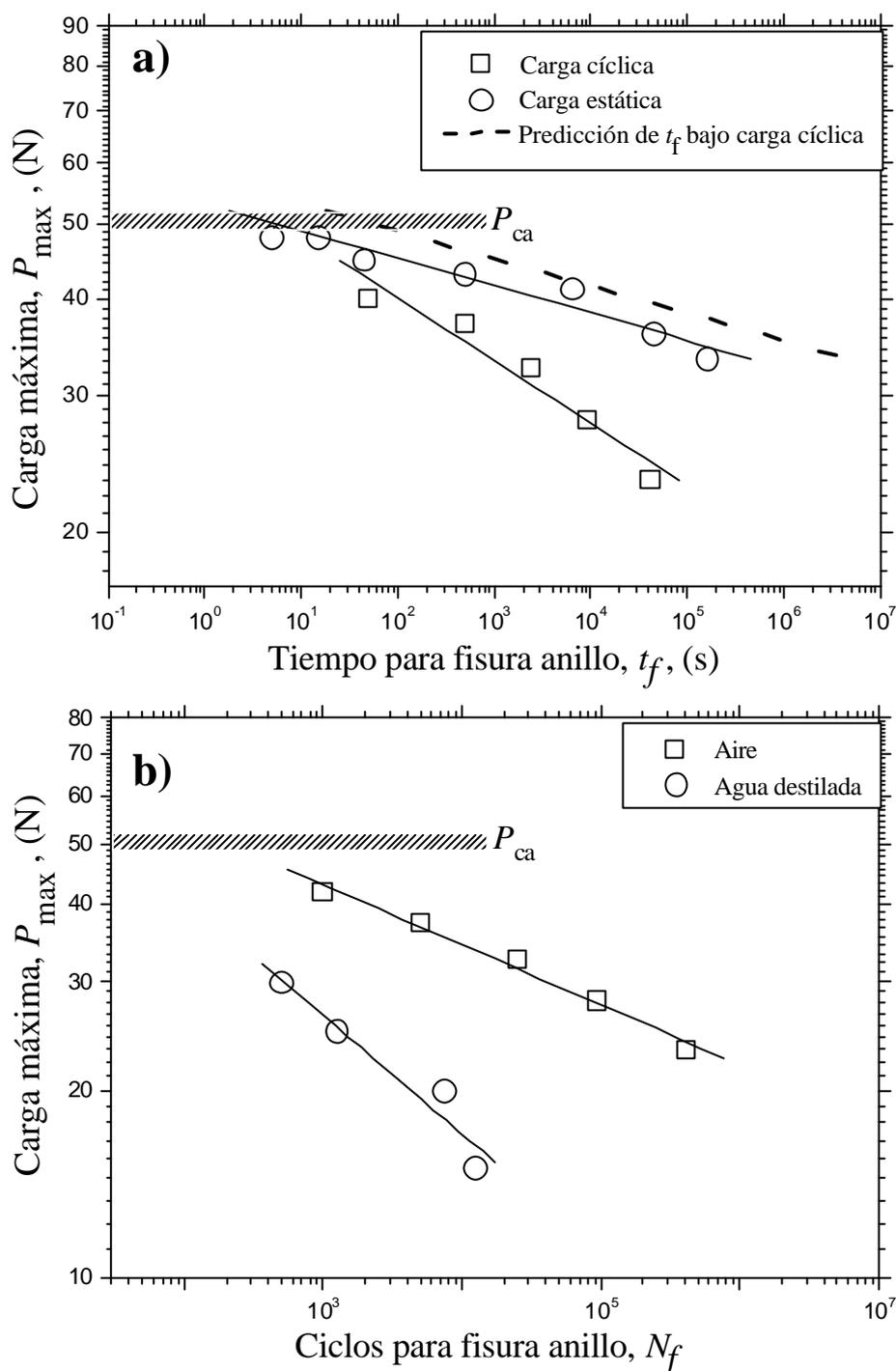


Figura 4.8. Comparación de la cinética de formación de la fisura anillo: a) Tiempo de formación de la fisura en aire bajo carga estática y cíclica, y predicción para carga cíclica asumiendo degradación exclusiva por carga estática; b) Número de ciclos para fisura anillo bajo carga cíclica en aire y en agua destilada. Las barras de error en N_f y t_f ($\sim 5\%$ según la metodología experimental) se omiten por la similitud de su tamaño con el de los símbolos de los datos.

$$\frac{dc}{dN} = \int_0^{1/f} v_0 \left(\frac{K_{Ia}}{K_{Ic}^0} \right)^n dt \quad (4.14)$$

donde f es la frecuencia de la carga cíclica. Por tanto, asumiendo que la corrosión bajo tensión es la única responsable del crecimiento de la fisura durante el contacto cíclico, se demuestra, a partir de la ec. (4.14), que:

$$\frac{t_{cíc}}{t_{est}} = h^{-1}(n, P_{max}, R) \quad (4.15)$$

donde $t_{cíc}$ y t_{est} son los tiempos para que la fisura crezca hasta cierta longitud, i.e. formación de la fisura anillo, debido a cargas cíclicas y estáticas, respectivamente. La función h depende de la forma de la onda cíclica de carga, el exponente estático de velocidad de fisura, n , y de la relación de carga, $R = P_{min} / P_{max}$. Esta función tiene la forma:

$$h = \frac{1}{\lambda^*} \int_0^{\lambda^*} \left(\frac{P(t)}{P_{max}} \right)^n dt \quad (4.16)$$

donde I^* es el periodo de la onda de aplicación de la carga. Para el caso particular de la forma de onda sinusoidal se demuestra que la ec. (4.16) toma la forma:

$$h = \frac{1}{\lambda^*} \left(\frac{1+R}{2} \right)^n \int_0^{\lambda^*} \left[\left(\frac{1-R}{1+R} \right) \text{sen}(2\pi ft) + 1 \right]^n dt \quad (4.17)$$

y resolviendo gráficamente la integral para los valores adecuados de los parámetros: $R = 0.2$, $I^* = 1/f = 0.1$ y $n = 30 - 60$ (ver apartado anterior), se obtiene un valor de $h \approx 0.1$.

Por tanto, de la ec. (4.15) la relación entre los tiempos para la formación de la fisura anillo bajo carga cíclica y estática queda de la forma $t_{cíc} \approx 10 t_{est}$, la cual ha sido utilizada para graficar la curva de predicción de tiempo que aparece en la Fig.4.8. Sin

embargo, experimentalmente (Fig.4.8a) se ha observado que el tiempo para la formación de la fisura anillo bajo carga cíclica, calculado este tiempo directamente de la expresión $t_f = N / f$, es mucho más corto que el esperado según la predicción anterior. Este resultado muestra claramente, por primera vez, la existencia de un efecto real de la carga cíclica en la respuesta mecánica de un recubrimiento de vidrio. De no existir tal efecto, en cuyo caso el recubrimiento sería sólo sensible al efecto de la corrosión bajo tensión, la fisura bajo carga cíclica debería aparecer en un tiempo mayor al necesario bajo carga estática, para un mismo valor de P_{\max} . Esta degradación del recubrimiento bajo la carga de contacto cíclica es aún más evidente al comparar con la curva de predicción de tiempo obtenida a partir de la ec. (4.15), confirmando la sensibilidad del recubrimiento a la carga cíclica. En principio, este efecto de fatiga cíclica no se esperaría en un vidrio común fundido en el cual no existen mecanismos de aumento de tenacidad que puedan degradarse debido a cargas cíclicas. Sin embargo, siendo el 6P64C un recubrimiento de vidrio sinterizado, las características microestructurales son completamente diferentes (Fig. 3.21) y, por tanto, además de la típica fisuración por corrosión bajo tensión que normalmente se presenta en los vidrios, la posibilidad de sufrir degradación durante cargas cíclicas no puede ser despreciada *a priori*.

Para dilucidar el mecanismo por el cual se degrada este recubrimiento bajo carga cíclica se ha hecho un análisis detallado de la morfología de la fisura bajo ambos tipos de carga. En la Fig. 4.9b se ilustra nuevamente el camino de la fisura anillo debida al contacto estático en aire, el cual es recto, agudo y libre de partículas entre sus caras, como es típico en las fisuras debidas a la corrosión bajo tensión en los vidrios comunes. De otro lado, la fisura debida al contacto cíclico muestra una morfología claramente diferente, tanto al microscopio óptico (Fig. 4.9c) como al ser observada al SEM (Fig. 4.9d). En este caso el camino de la fisura es tortuoso y con presencia de residuos de partículas entre sus caras.

La diferencia en la forma de la fisura anillo debida al contacto cíclico es más evidente al comparar las fisuras cíclicas formadas en agua destilada (Fig. 4.9f) y en aire (Fig. 4.9d). En agua destilada, el camino de la fisura es claramente más tortuoso con una mayor presencia de residuos debido al efecto de disolución preferencial en los bordes de las

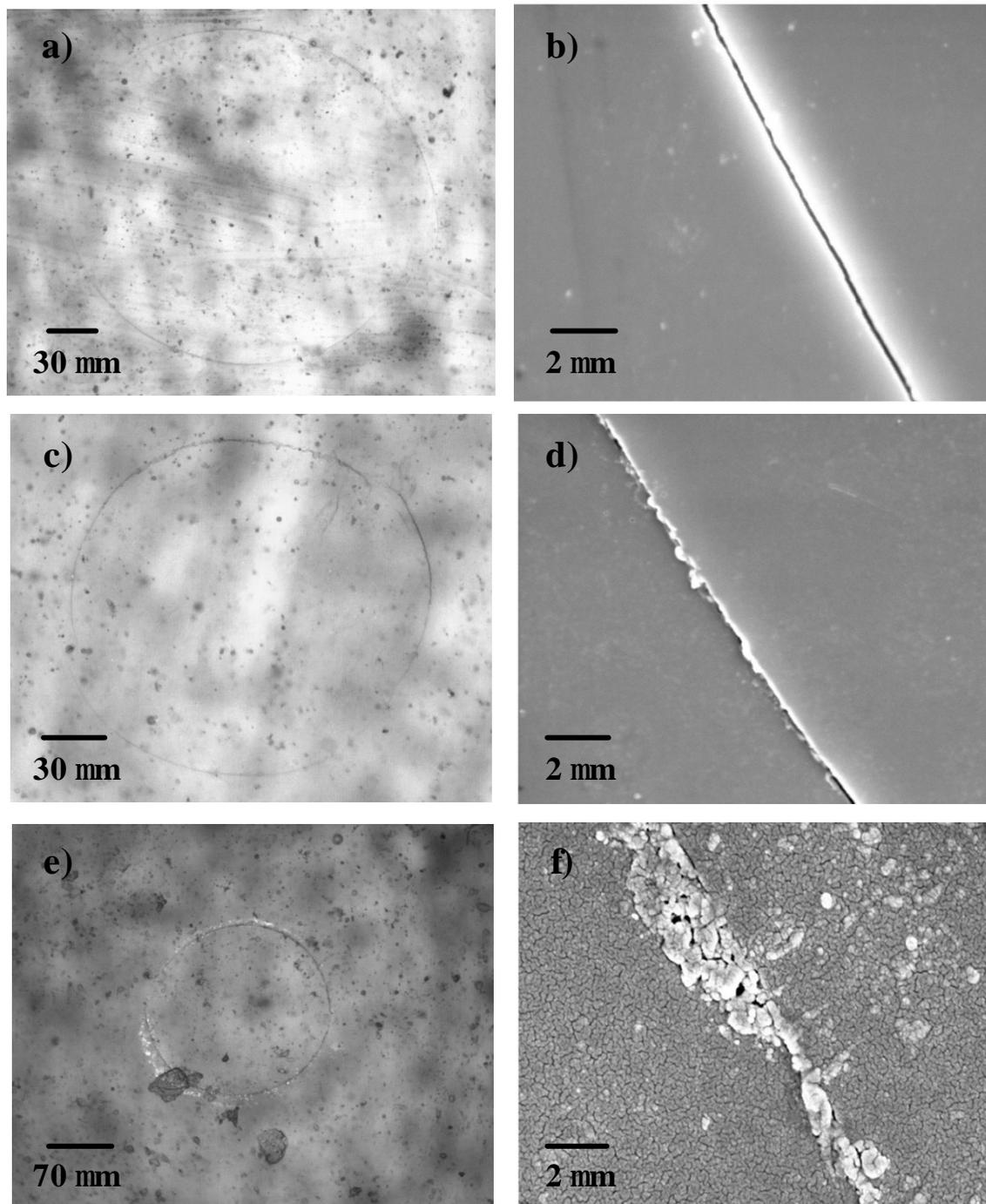


Figura 4.9. Morfologías de las fisuras anillo debidas al contacto estático y cíclico: a) Micrografía óptica de la fisura por contacto estático; c) y e) Micrografías ópticas de la fisura por contacto cíclico en aire y en agua destilada, respectivamente; b) Micrografía de SEM mostrando un detalle de la fisura por contacto estático; c) y f) Micrografía de SEM mostrando detalles de la fisura por contacto cíclico en aire y agua, respectivamente.

partículas sinterizadas donde normalmente se encuentra una mayor concentración de SiO_2 . La sinergia entre el efecto de disolución del agua y la carga cíclica, explican el claro incremento en la degradación que se observa en la Fig. 4.8b.

El análisis detallado mediante AFM de las fisuras producidas bajo contacto estático y cíclico corrobora las observaciones anteriores por SEM y arroja más detalles acerca del posible mecanismo de formación cíclica de la fisura anillo. En la Fig. 4.10b se aprecia una zona de residuos de partículas nanométricas alrededor de la estela de la fisura producida cíclicamente, y la presencia de dichas partículas incluso entre las caras de la fisura. Por el contrario, en la Fig. 4.10a, no están presentes ninguna de estas características. La topografía de la fisura cíclica mostrada en la Fig. 4.11 muestra claramente la profundidad nanométrica del escalón de la fisura anillo, su tortuosidad y la zona de residuos de partículas alrededor.

La forma tortuosa del camino de la fisura anillo y la presencia de residuos de partículas entre sus caras sugiere que el mecanismo por el cual esta fisura aparece más rápidamente bajo carga cíclica es por la degradación del apantallamiento del factor de intensidad de tensiones que generan las microfisuras delante y alrededor de la punta de la fisura pre-existente. Esta zona microfisurada inicial implicaría entonces la existencia de un efecto de aumento de tenacidad debido al apantallamiento. En la Fig. 4.12 se muestra un pequeño tramo de una fisura anillo producida monotónicamente, en la cual se pueden apreciar algunos defectos alrededor de la fisura, los cuales podrían formar parte de la zona microfisurada inicial.

La zona de residuos de partículas al lado de la fisura anillo (Fig. 10b) está presumiblemente asociada a la zona microfisurada y su formación sería la consecuencia del desgaste friccional y por contacto normal entre las caras de las microfisuras. El desarrollo del mecanismo de reducción del apantallamiento se esquematiza en la Fig. 4.13 y los detalles del mismo se discuten a continuación.

Como se ha comentado anteriormente, el recubrimiento tiene una población importante de fisuras muy pequeñas que denominaremos microfisuras, las cuales están

concentradas en la superficie (Fig. 3.30) y se han generado en los bordes entre las partículas sinterizadas como consecuencia fundamentalmente de las tensiones residuales. Por otra parte, existen fisuras que emanan de los poros y que progresan a través de la población de microfisuras incrementando la densidad de éstas delante de su punta por el efecto del campo de tensiones (Fig. 3.42b). Estas microfisuras producen un efecto de apantallamiento del factor de intensidad de tensiones en modo I (Fig. 4.13a), que puede descomponerse en una componente dilatacional alrededor de la estela de la fisura y una componente de reducción de la rigidez delante de la punta [183].

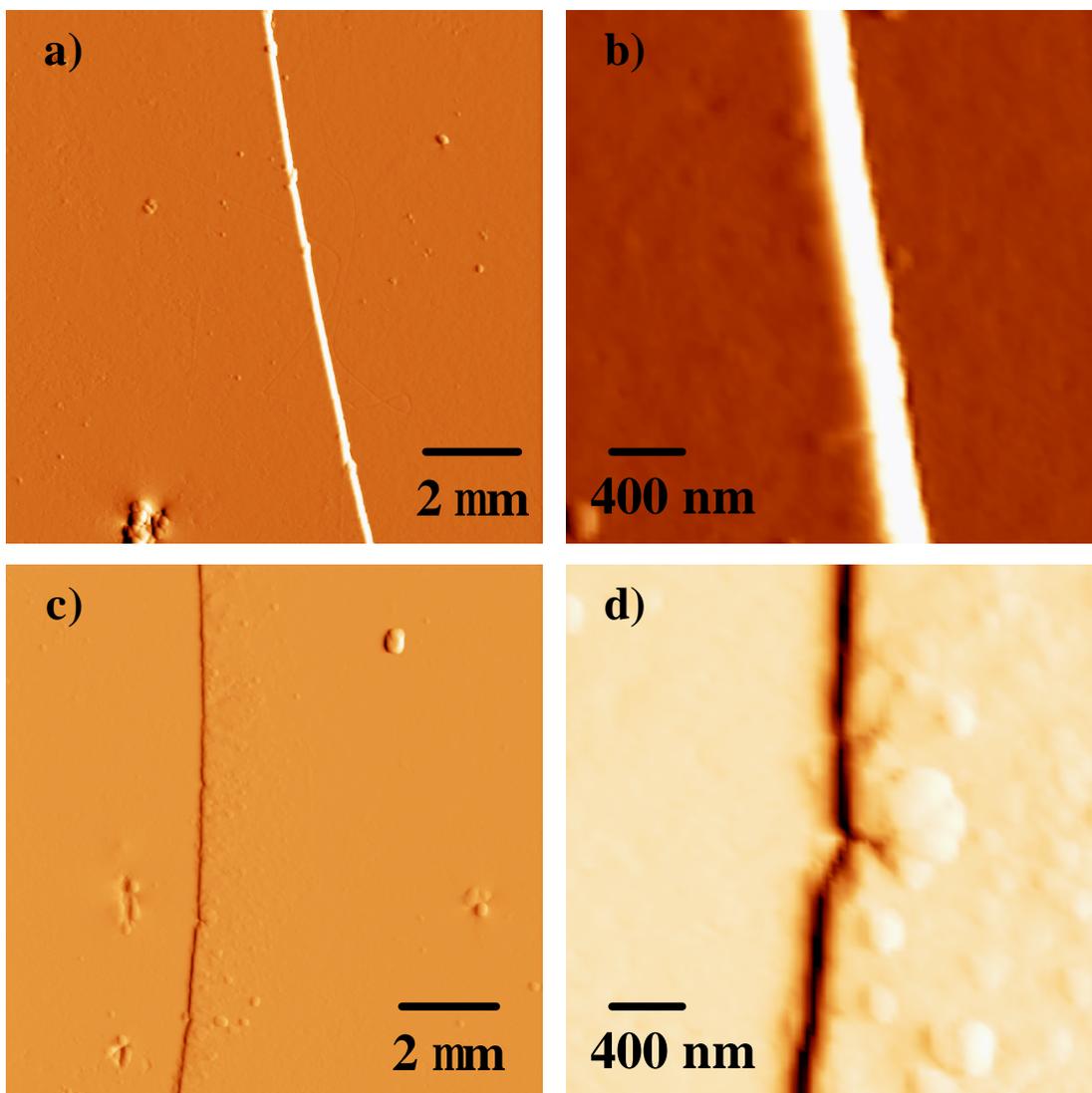


Figura 4.10. Observación detallada de las fisuras anillo mediante AFM: a) y b) Carga estática; c) y d) Carga cíclica.

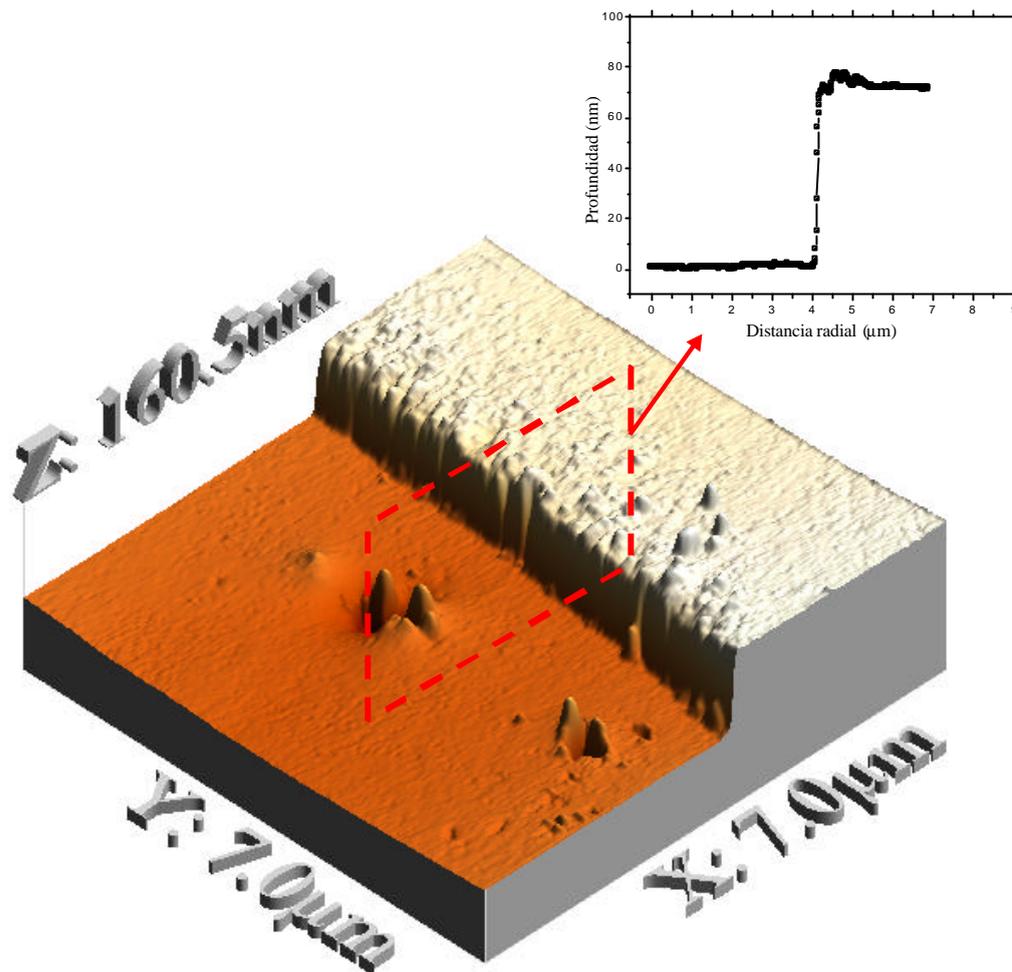


Figura 4.11. Imagen de AFM que muestra un detalle de la fisura anillo formada en el recubrimiento 6P64C debido al contacto Hertziano cíclico. La topografía y el perfil longitudinal normal al plano de la fisura muestran la poca profundidad del anillo.

Para un número de ciclos menor al crítico para la formación de la fisura anillo, N_f , el apantallamiento inicial, K_{apti} , se ve reducido debido a las tensiones que induce el contacto cíclico, delante de la punta de la fisura y alrededor de la estela de la misma (Fig. 4.13b). Estas tensiones cíclicas, normales y de cizalladura entre las caras de las microfisuras, aplicadas continuamente durante tiempos largos degradan las superficies de contacto entre dichas microfisuras y generan residuos de pequeñas partículas que reducen el apantallamiento. Los residuos de partículas por contacto y fricción repetida entre las caras de las microfisuras actúan reduciendo fundamentalmente la componente dilatacional del apantallamiento. Estos residuos son la principal fuente de las partículas

que se observan entre las caras de la fisura anillo y a su alrededor (Fig. 4.13d), aunque éstas pueden proceder también del desprendimiento de partículas de vidrio debido a la coalescencia entre microfisuras o por el desajuste entre las caras de la macrofisura durante el contacto cíclico entre ellas.

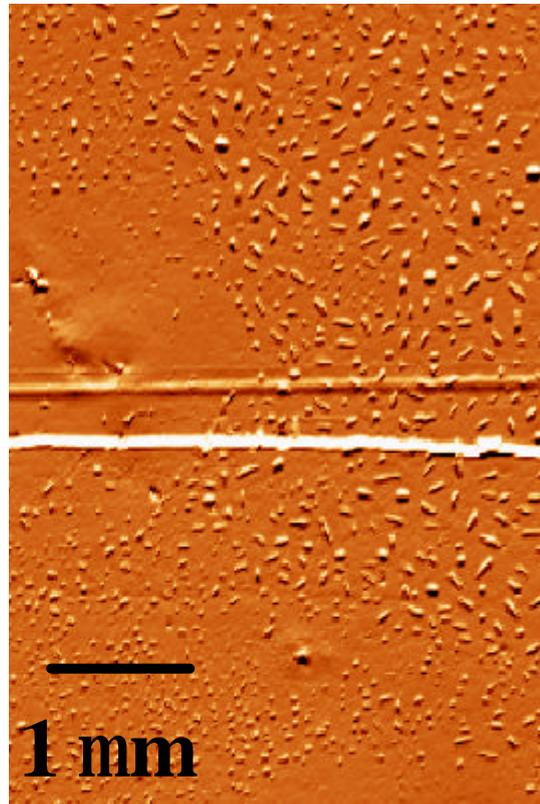


Figura 4.12. Imagen de AFM que muestra un detalle de la fisura anillo formada monotónicamente. Nótese que la fisura está rodeada presumiblemente de la zona microfisurada.

Una vez se ha degradado totalmente el apantallamiento, el factor de intensidad de tensiones máximo aplicado en la punta de la fisura, K_{\max} , alcanza el valor del umbral para el crecimiento de fisuras por carga cíclica, $K_{\text{th}}^{\text{cíc}}$, iniciándose así la formación de la fisura anillo (Fig. 4.13c). Este crecimiento es sub-crítico debido a dos efectos fundamentales: 1. Después de iniciar el crecimiento, el factor de intensidad de tensiones, K_{I}^{B} , disminuye debido al cambio en la geometría de la fisura (Fig. 4.5), considerando que el crecimiento sólo se presenta en la dimensión superficial, como ya se mostró en el caso de la fisura debida al contacto estático. Esto permite que la fisura se detenga rápidamente después de iniciar su crecimiento teniendo en cuenta la relación

entre el umbral para dicho crecimiento y la tenacidad intrínseca: $K_{th}^{cíc} \approx K_{Ic}^0$ [184]; 2. Este pequeño crecimiento de la fisura, permite que se encuentre con un nuevo apantallamiento de pequeña magnitud debido al efecto tanto de las microfisuras que se forman en su estela como de las que se encuentra al salir de la zona previamente degradada. Debido a su pequeña magnitud, este nuevo apantallamiento se degrada también rápidamente permitiendo que el crecimiento de la fisura se reinicie. Este proceso se sigue repitiendo permitiendo el crecimiento estable de la fisura hasta la coalescencia con otra fisura vecina en crecimiento, completando de esta forma el anillo definitivo. Este modelo de crecimiento es plenamente consistente con el balance entre acumulación, $\partial K_{apt}/\partial c$, y degradación, $-\partial K_{apt}/\partial N$, del apantallamiento propuesto por Jacobs y Chen [185] para explicar el crecimiento estable de fisuras bajo carga cíclica en cerámicos. Nótese que el pequeño rango de número de ciclos de propagación de las fisuras hasta completar el anillo, N_p , con respecto al número de ciclos para la iniciación, N_i , observado experimentalmente, es consistente con el rápido crecimiento estable de fisura descrito.

Cabe destacar que existen dos diferencias morfológicas entre las fisuras producidas bajo carga estática y cíclica que son claramente coherentes con el análisis anterior. Por un lado, la diferente relación entre los umbrales de crecimiento de fisura y la tenacidad intrínseca para cada tipo de carga, $K_{th}^{est} \approx 0.5K_{Ic}^0$ y $K_{th}^{cíc} \approx K_{Ic}^0$, indica que la fisura bajo carga estática crecerá más antes de pararse, lo cual es consistente con lo observado experimentalmente antes de la coalescencia definitiva. Por otro lado, el carácter intergranular de la fisura bajo carga cíclica coincide con el análisis de microfisuración descrito, ya que los bordes de partículas son los lugares preferenciales de las microfisuras. El camino transgranular de la fisura debido al contacto estático denota claramente la importancia del lugar del máximo factor de intensidad de tensiones, K_{max} , más que la población u orientación de las microfisuras cercanas a la punta de la fisura.

El mecanismo propuesto aquí para explicar la degradación del recubrimiento 6P64C bajo carga cíclica se ha basado en la presunción de la existencia de una zona microfisurada delante y alrededor de la punta de las fisuras pre-existentes. Esta presunción ha sido realizada a partir de las diversas observaciones indirectas que ya han

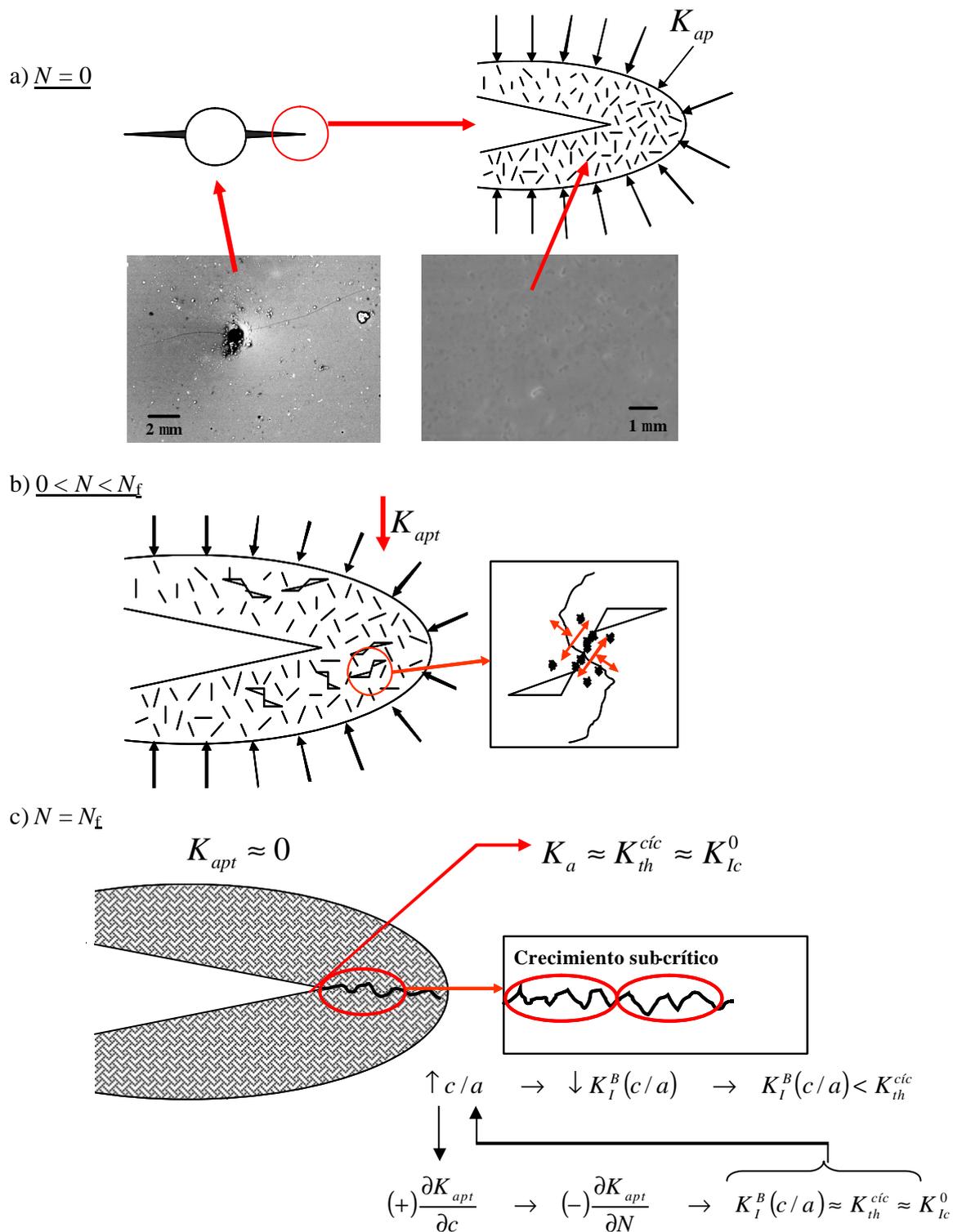


Figura 4.13. Esquema del crecimiento sub-crítico de una fisura precursora del anillo bajo carga cíclica: a) Situación inicial; b) Situación intermedia: degradación del apantallamiento de las microfisuras; c) Inicio del crecimiento sub-crítico.

sido descritas, debido a la dificultad experimental para la caracterización detallada de la zona alrededor de las fisuras. Esta presunción es el principal factor en contra de la posible validez del mecanismo propuesto. Sin embargo, además de las observaciones ya descritas, las estimaciones de la tenacidad de fractura en los vidrios monolíticos, sinterizado (6P64S) y fundido (6P64F), ofrecen un punto de apoyo adicional para la presunción de la existencia de la zona microfisurada. En la sección 3.2.2 se mostró el mayor valor de la carga crítica para la fisura anillo bajo carga monotónica (P_{ca}) y, por lo tanto, en el valor de K_{Ic}^A , en el vidrio 6P64S (~ 17 %). Además, las estimaciones de la tenacidad de fractura de estos vidrios por el método de fractura por indentación (sección 3.2.4), mediante la expresión de Anstis (ec. 2.8), mostraron aproximadamente la misma diferencia entre ambos vidrios. Estas diferencias en los valores medidos de K_{Ic}^A podría considerarse coherente con el aumento de tenacidad que se esperaría en el vidrio monolítico sinterizado y, por lo tanto, en el recubrimiento 6P64C, debido al mecanismo de microfisuración.

4.2.2. Deformación plástica de la aleación Ti6Al4V debido al contacto Hertziano cíclico

Otro mecanismo que debe ser considerado en la formación de la fisura anillo por el contacto cíclico es la deformación plástica cíclica del sustrato. La presencia de la huella residual en el sustrato después de la formación cíclica del anillo fue verificada de la misma manera que en el caso monotónico (Fig. 3.29), encontrando deformación para todo el rango de valores de P_{max} . Como ya se discutió previamente, esta deformación se traduce en un incremento de la tensión máxima de tracción, s_{rmax} , que genera la fisura anillo justo afuera del círculo de contacto. Además, para el radio de esfera de 1.25 mm, se demostró que el inicio de la deformación plástica del sustrato se presenta para una carga monotónica de aproximadamente 10 N, considerablemente menor al valor tanto de P_{ca} , como de los valores de P_{max} utilizados en los ensayos cíclicos. Cabe entonces la pregunta sobre el comportamiento de esta deformación bajo contacto cíclico y su papel en la cinética de formación de la fisura anillo.

Para responder estos interrogantes se realizaron ensayos de contacto cíclico directamente sobre la aleación Ti6Al4V utilizando diferentes valores de P_{\max} . En la Fig. 4.14 se presentan las huellas residuales en la aleación para un valor de $P_{\max} = 30$ N y un amplio rango de número de ciclos. El valor de carga máxima y el rango de número de ciclos evaluado es razonablemente coherente con los valores para la fisuración anillo bajo carga cíclica en el recubrimiento. La Fig. 4.14 muestra como tanto el diámetro como la profundidad de la huella aumenta con el número de ciclos, sugiriendo la existencia de un efecto de aumento en la deformación por contacto cíclico.

La sensibilidad de la deformación plástica al contacto cíclico se observa mejor en las Figs. 4.15 y 4.16, en las cuales se presenta la evolución del diámetro de la huella y de la profundidad de la misma con el número de ciclos, respectivamente. En estas figuras se aprecia claramente como la deformación plástica sufre el mayor incremento durante los primeros ciclos y luego tiende a estabilizarse. Esto indica un comportamiento inicial de ablandamiento por deformación cíclica que se va saturando rápidamente. Nótese como los perfiles de la impresión residual en la Fig. 4.16 muestran la saturación que se presenta tanto en el aumento de la profundidad de la huella como en el apilamiento en los bordes de la misma. Esta saturación de la deformación por contacto cíclico parece alcanzarse para N entre 20000 y 30000 ciclos, para los valores de P_{\max} estudiados. Nótese que este valor de saturación es inferior al número de ciclos para el cual se inicia la propagación de la fisura anillo bajo carga cíclica para los valores bajos e intermedios de P_{\max} (entre 50000 y 400000 ciclos Fig. 4.8). Esto implica que el papel del incremento de K_I^B debido a la deformación plástica cíclica del sustrato en la formación de la fisura anillo no se esperaría que fuera muy importante ni en la iniciación, N_i , ni en la propagación de las fisuras, N_p , antes de completar la fisura anillo.

La deformación plástica de la aleación debida al contacto cíclico es consecuencia del fenómeno conocido como *creep cíclico* ó *ratchetting* [186]. A diferencia del típico ablandamiento o endurecimiento por deformación cíclica uniaxial que se presenta en los metales, según su estado de endurecimiento inicial, en este caso el incremento en la deformación se presenta debido a una amplitud de tensión constante, si la deformación plástica durante la fase de carga no corresponde con la magnitud de la deformación

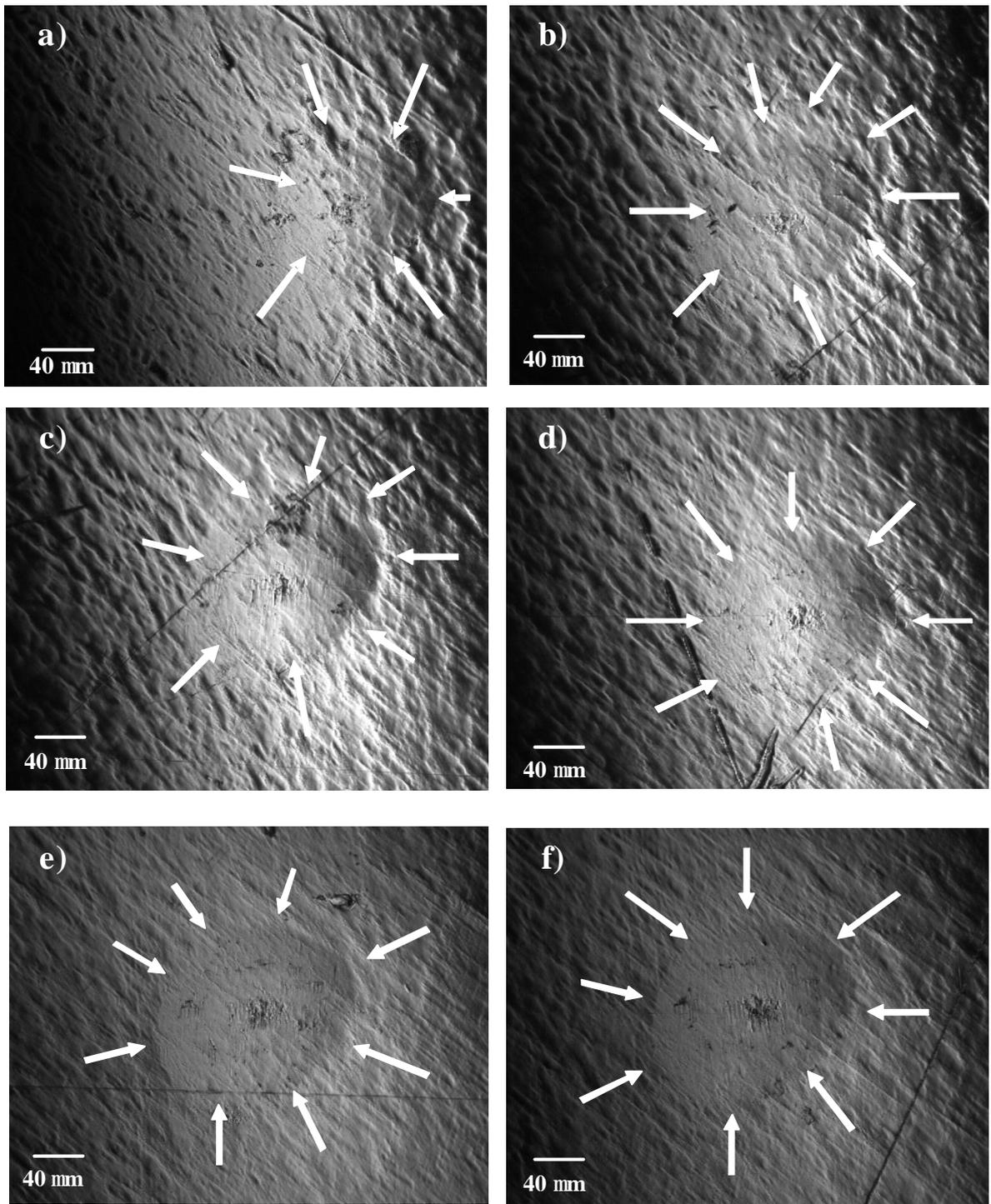


Figura 4.14. Huella residual por contacto cíclico sobre la aleación Ti6Al4V con carga máxima $P_{\max} = 30$ N: a) Carga monotónica, $N = 1$; b) $N = 10^3$; c) $N = 10^4$; d) $N = 10^5$; e) $N = 2 \times 10^5$; f) $N = 3 \times 10^5$.

producida durante la fase opuesta. El contacto cíclico es sin duda el ejemplo más representativo de esta deformación cíclica. En este caso la acumulación del daño se ve acelerada por dos mecanismos: 1. El incremento en la deformación plástica cíclica debido al ablandamiento cíclico; 2. El desplazamiento de la deformación media a niveles de deformación por compresión más elevados. En el caso concreto de la deformación cíclica del substrato metálico en la intercara, esta se debe a las tensiones de cizalladura y compresión inducidas en esa zona.

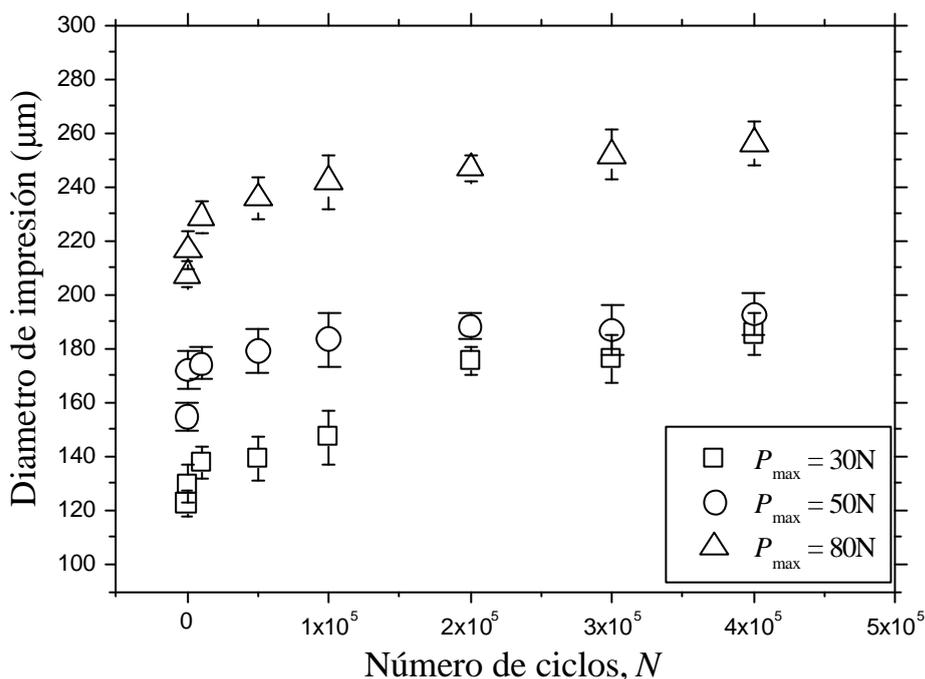


Figura 4.15. Evolución del diámetro medio de la impresión residual sobre la aleación Ti6Al4V con el número de ciclos para diferentes valores de carga máxima.

4.2.3. Respuesta de los vidrios monolíticos al contacto Hertziano cíclico

La confirmación definitiva de la degradación del recubrimiento debida al contacto Hertziano cíclico ha sido posible por comparación con los resultados de fisuración anillo en las muestras monolíticas de los vidrios sinterizado y fundido. En la Fig. 4.17, además de las curvas de fisuración cíclica correspondientes a los vidrios monolíticos también se presentan las curvas estática y cíclica del recubrimiento. El primer aspecto a destacar en esta figura es la proximidad de la curva del vidrio fundido con la curva de

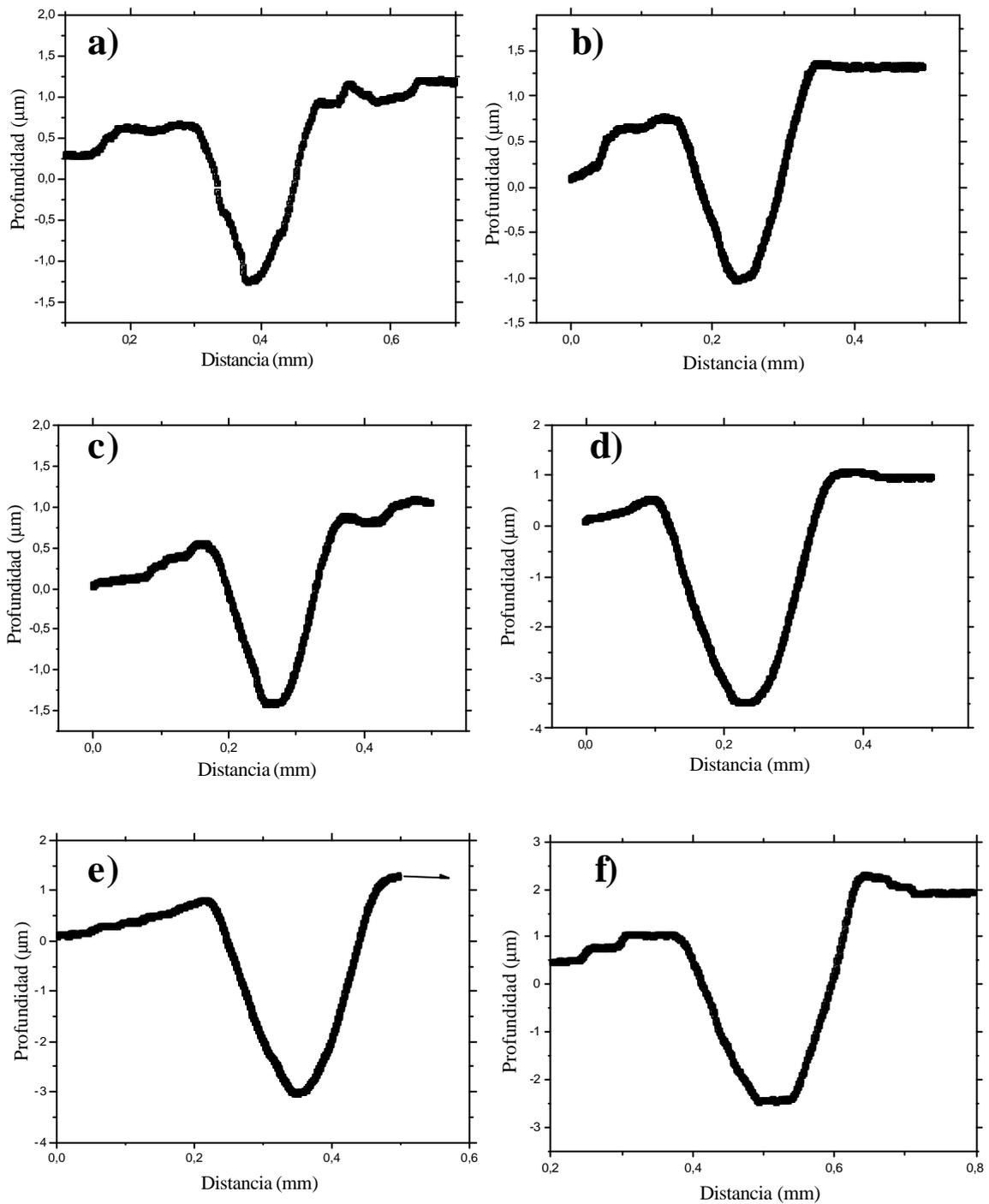


Figura 4.16. Evolución del perfil de la impresión residual por contacto cíclico ($P_{\max} = 30 \text{ N}$) sobre la aleación Ti6Al4V: a) Carga monotónica, $N = 1$; b) $N = 1 \times 10^3$; c) $N = 1 \times 10^4$; d) $N = 5 \times 10^4$; e) $N = 1 \times 10^5$; f) $N = 4 \times 10^5$.

predicción del tiempo de fisuración graficada a partir de la ec. 4.15. Esto confirma la no degradación del vidrio fundido bajo carga cíclica ya que el material no posee un

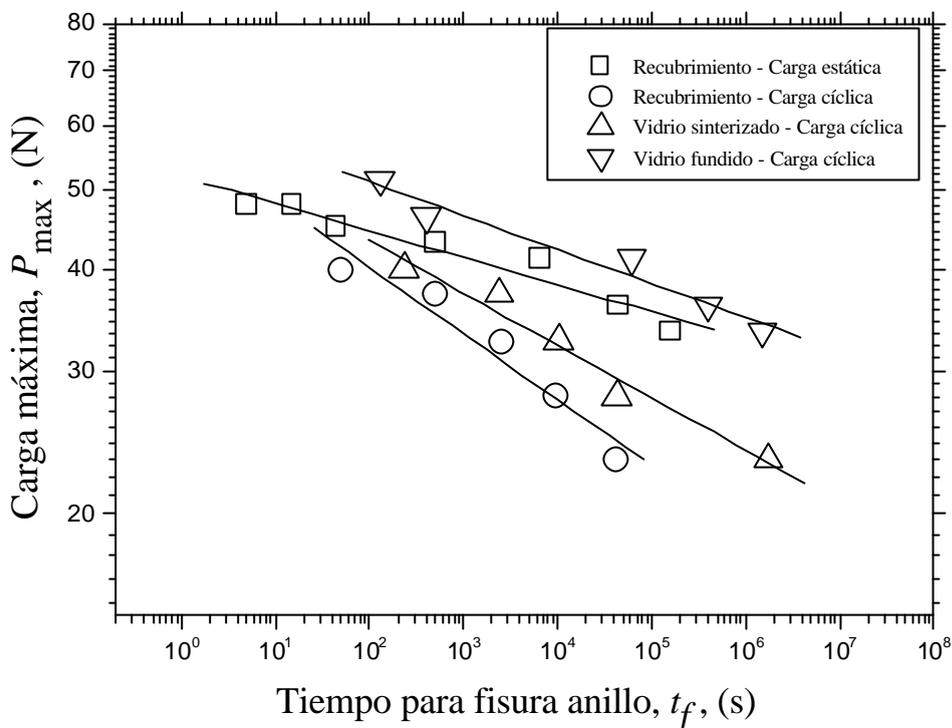


Figura 4.17. Comparación del tiempo para fisura anillo en aire bajo contacto cíclico en el recubrimiento monocapa 6P64C y en los vidrios sinterizado (6P64S) y fundido (6P64F). Se incluye también la curva para fisura anillo bajo contacto estático en el recubrimiento monocapa 6P64C. Las barras de error en t_f (~ 5 % según la metodología experimental) se omiten por la similitud de su tamaño con el de los símbolos de los datos.

mecanismo disponible para ello como se discutió previamente. De otro lado, se nota como la curva correspondiente al vidrio sinterizado indica mayor degradación que la que presentan las curvas tanto del vidrio fundido bajo carga cíclica como del recubrimiento bajo carga estática. Este resultado demuestra la sensibilidad del vidrio sinterizado al contacto cíclico debida al mecanismo de reducción del apantallamiento por microfisuración antes descrito para el recubrimiento. La curva cíclica del recubrimiento, ubicada por debajo de la curva cíclica del vidrio sinterizado, demuestra que, a pesar de que la degradación en ambos casos se debe esencialmente al mismo mecanismo, la deformación plástica cíclica del sustrato y su efecto amplificador de la

tensión s_{rmax} promueven la formación más rápida de la fisura anillo. La morfología de las fisuras anillo producidas cíclicamente en los vidrios monolíticos (Fig. 4.18) corroboran la existencia del mecanismo de reducción de apantallamiento en el vidrio sinterizado, claramente ausente en el caso del vidrio fundido.

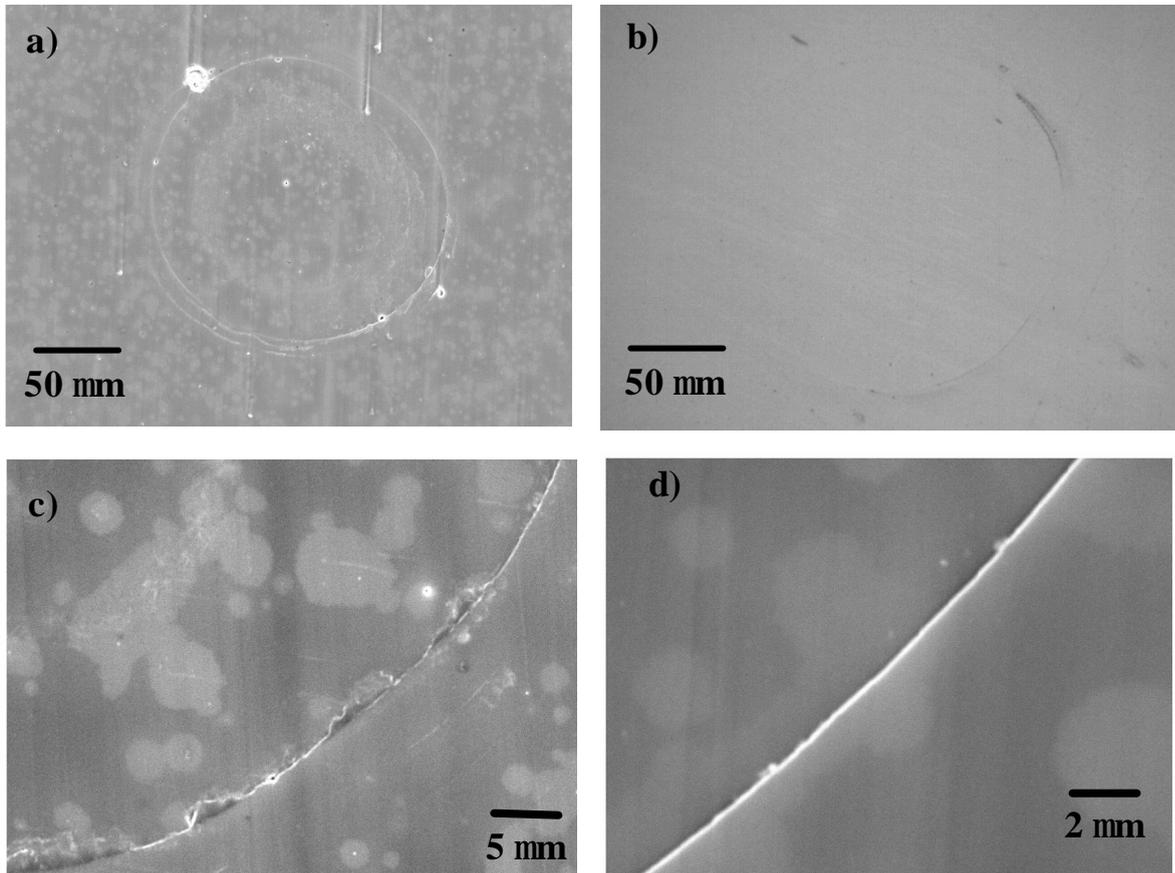


Figura 4.18. Morfología de las fisuras anillo por contacto cíclico en aire de los vidrios monolíticos: a) y b) Aspecto general de las fisuras en sinterizado y fundido, respectivamente; c) y d) Micrografías de SEM que muestran un detalle de la fisura en el sinterizado y en el fundido, respectivamente.

4.2.4. Dependencia del crecimiento cíclico de fisura para formar la fisura anillo

Como en el caso de la fisura anillo bajo carga estática, en el análisis que se describe a continuación se considera que la fisura bajo contacto cíclico se forma debido a la coalescencia de varias fisuras. Dicho análisis se inicia considerando que la dependencia del crecimiento de estas fisuras con el factor de intensidad de tensiones máximo, K_{max} , y

con la amplitud del factor de intensidad de tensiones, DK , obedece a la ecuación modificada de la ley semi-empírica de Paris-Erdogan:

$$\frac{dc}{dN} = C(\Delta K)^p (K_{\max})^q = C(1-R)^p K_{\max}^{p+q} \quad (4.18)$$

donde C es una constante independiente de $R = P_{\min}/P_{\max}$, K_{\max} y DK , determinable experimentalmente. Los exponentes p y q , son también constantes y dependen solamente del material y del ambiente. En general se acepta que esta ecuación representa de manera adecuada el crecimiento de fisuras bajo carga cíclica, tanto en metales como en cerámicos, permitiendo cuantificar las dependencias relativas de este crecimiento con K_{\max} y DK . En metales se observa que los valores de los exponentes son tales que típicamente $p \gg q$. Sin embargo, en cerámicos se ha encontrado generalmente que $p \ll q$ [184, 186].

Cabe destacar que en la ec. (4.18) la velocidad de crecimiento de la fisura esta expresada en función del factor de intensidad de tensiones aplicado, sin considerar la componente del apantallamiento, K_{apt} , debida a la microfisuración. Esta componente llevaría a un factor de intensidad de tensiones efectivo en la punta de la fisura, K_{ef} . La omisión de la componente K_{apt} en la ec. (4.18) se debe a que, a pesar de que la fisura inicia su crecimiento debido a la degradación de dicha componente, una vez este crecimiento se inicia, se alcanza un estado estacionario por el balance entre la acumulación de apantallamiento y su degradación, como ya se discutió antes. Por tanto, puede considerarse que la componente K_{apt} tiende a ser constante y directamente proporcional a K_{\max} durante la propagación sub-crítica de la fisura. Esta relación implica que el factor de intensidad de tensiones efectivo en la punta de la fisura, después de iniciar su crecimiento según la ec. (4.18), queda definido como:

$$K_{\text{ef}} = (1 - \gamma)K_{\max} \quad (4.19)$$

donde γ es un parámetro que aumenta con la longitud de la fisura al tiempo que se reduce con el número de ciclos en una magnitud aproximadamente equivalente. Esto

permite considerarlo como un parámetro aproximadamente constante y, por tanto, la dependencia funcional de dc/dN con K_{\max} expresada en la ec. (4.18) no se ve apreciablemente afectada a pesar de su omisión.

El modelo físico utilizado para verificar la capacidad de la ec. (4.18) para reproducir los resultados experimentales de la formación cíclica del anillo, ha sido el mismo modelo de coalescencia de fisuras ya discutido en detalle en el caso de la fisuración bajo carga estática. Por tanto, siguiendo el mismo desarrollo matemático que ha conducido a la ec. (4.10), reemplazando en este caso la ec. (3.12) que describe el factor de intensidad de tensiones K_I^B en la ec. (4.18), se obtiene una expresión general que relaciona el número de ciclos de propagación para completar la fisura anillo, N_p , la relación de carga R , los exponentes p y q y la carga máxima, P_{\max} , de la forma:

$$\left[P_{\max}^{1/3} \left(1 + \frac{\sigma_{res}}{C_1 P_{\max}^{1/3}} \right) \right]^{p+q} = \frac{\mathfrak{w}}{(1-R)^p N_p} \quad (4.20)$$

donde la constante \mathfrak{v} esta dada por la expresión:

$$\mathfrak{w} = \frac{a}{(1-\gamma)^{p+q} C \eta^*} \quad (4.21)$$

con $\mathbf{h}^* = 0.03(p+q)(a^{1/2} 0.64(1-2\mathbf{n})F_{ys}^*/\sqrt{2\mathbf{p}^{1/2}\mathbf{b}^{*2}})^{p+q}(4E^*/3R_e)^{2(p+q)/3}$. Nótese que en este caso el factor de incremento de la tensión de tracción máxima en la superficie del recubrimiento debido a la deformación plástica del sustrato se ha denotado de manera diferente, F_{ys}^* . Esto se debe a que en este caso el factor tiene otro carácter y será claramente mayor ya que corresponde a la deformación plástica cíclica del sustrato.

Como en el caso del contacto estático, la ec. (4.20) se simplifica para valores pequeños de la tensión residual ($\sigma_{res}/C_1 P_{\max}^{1/3} \ll 1$), como puede ser considerado el recubrimiento 6P64C, quedando expresada de la forma:

$$P_{\max}^{(p+q)/3} = \frac{\varpi}{(1-R)^p N_p} \quad (4.22)$$

De manera similar a lo discutido antes en el caso de la expresión para el contacto estático (ecs. 4.10 y 4.12), en este caso también es posible hacer el cambio de variable para expresar las ecs. (4.20) y (4.22) en función del número de ciclos totales para dicha formación, N_f , teniendo en cuenta que este también está dado por la expresión:

$$N_f = N_i + N_p \quad (4.23)$$

donde N_i es el número de ciclos de incubación necesaria para la degradación total del apantallamiento que ejercen las microfisuras. Por tanto, las ecs. (4.20) y (4.22) pueden ser directamente expresadas en términos de N_f teniendo en cuenta que la relación N_i / N_p se ha observado experimentalmente que es básicamente constante. De esta manera se establece la relación $N_p \propto N_f$, con una constante de proporcionalidad que entra en el denominador de la constante ν (ec. 4.21), permitiendo así que las ecs. (4.20) y (4.22) queden definidas en función de N_f . Estas ecuaciones así definidas son las adecuadas para su comparación con los resultados experimentales como los de la Fig. 4.8 y de esta manera poder verificar la capacidad de predicción de las ecuaciones.

Cabe destacar que las justificaciones para el modelo de coalescencia con crecimiento exclusivo de las fisuras en su dirección superficial utilizado para la formación de la fisura anillo bajo carga cíclica son las mismas hechas en el caso de la carga estática. La única diferencia radica en el análisis del valor $c_{f\max}$ calculable a partir de la condición umbral para el crecimiento de la fisura por carga cíclica, $K_{th}^{cíc} \approx K_{Ic}^0$, mayor a la condición por fatiga estática, $K_{th}^{est} \approx 0.5K_{Ic}^0$. Sin embargo, es fácilmente demostrable a partir de la ec. (4.5) que esta diferencia no afecta la validez de la coalescencia que ya fue verificada para el caso de fatiga estática.

El ajuste de la ec. (4.22) a los resultados experimentales ha sido analizado a partir de la Fig. 4.19a en la cual se ha graficado $\log P_{\max}$ vs. $\log N_f$. En esta figura se aprecia que los datos para $R = 0.2$ se pueden representar razonablemente bien mediante una línea recta.

Además, se aprecia también como los datos para diferentes valores de R , no muestran una influencia apreciable con respecto a los resultados para $R = 0.2$, ya que no parecen tener una tendencia clara, con lo que el efecto de R puede considerarse despreciable. La línea recta de ajuste para $R = 0.2$ permite determinar directamente el exponente total $p + q$ en la ec. (4.22) a partir de la pendiente de dicha recta, encontrándose un valor de $p + q = 33.2 \pm 5.5$. El exponente p puede ser obtenido por separado, encontrando el valor de éste exponente que mejor ajusta a una línea recta con pendiente igual a 1, de las curvas que resultan de graficar $\log P_{\max}^{(p+q)/3}$ vs. $\log (1 - R)^p N_f$ con los datos experimentales de P_{\max} , los diferentes valores de R estudiados y el valor de $p + q$ determinado previamente. En la Fig. 4.19b se observa que el valor del exponente que mejor ajusta a las condiciones requeridas es de $p \approx 1$.

Estos valores de los exponentes en la ec. (4.18) muestran claramente que el crecimiento de fisura por fatiga cíclica en el recubrimiento depende fuertemente del factor de intensidad de tensiones máximo, K_{\max} , y débilmente de la amplitud del factor de intensidad de tensiones, DK . Estos valores de p y q se encuentran dentro del rango de exponentes generalmente reportados en la literatura de crecimiento de fisuras por fatiga en cerámicos [184-186]. La débil dependencia de la velocidad de crecimiento de fisura con DK en materiales cerámicos se atribuye a la ausencia de mecanismos intrínsecos que promuevan este crecimiento delante de la punta de la fisura. Este es, por el contrario, el mecanismo fundamental de crecimiento de fisura por fatiga cíclica en los metales. De otro lado, la fuerte dependencia de la velocidad de crecimiento de fisura con K_{\max} observada típicamente en materiales cerámicos es la consecuencia de la degradación progresiva del apantallamiento debido al mecanismo particular de aumento de tenacidad que actúa detrás de la punta de la fisura, como ya se discutió detalladamente durante el análisis del mecanismo de la formación de la fisura anillo cíclica en el recubrimiento. La degradación del apantallamiento genera una elevación local de la fuerza impulsora del crecimiento en la punta de la fisura [187].

Cabe destacar que la validez de la metodología utilizada aquí por primera vez para estudiar la degradación de un sólido frágil tanto por contacto estático como cíclico, mediante la fisura anillo como criterio de daño, ha sido recientemente probada por

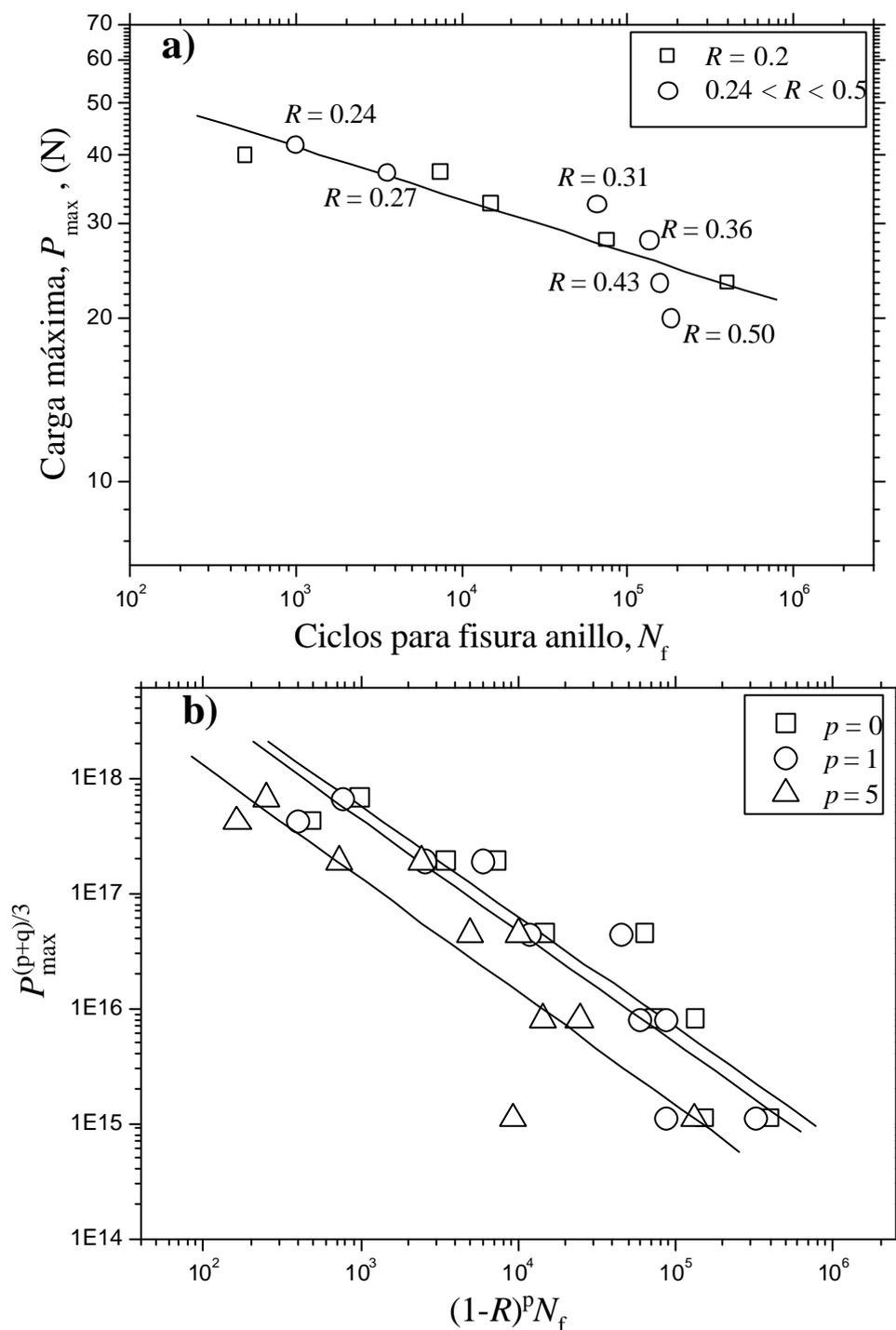


Figura 4.19. Análisis de la dependencia del crecimiento de fisura para completar el anillo cíclico: a) Efecto de la relación de carga en el número de ciclos para completar el anillo; b) Estimación del exponente p a partir de los datos experimentales de $P_{\max} - N_f$ para los diferentes valores de R y utilizando el exponente total $p + q$ determinado con la pendiente de la curva para $R = 0.2$ en a). Las barras de error de N_f en a) ($\sim 5\%$ según la metodología experimental) se omiten por la similitud de su tamaño con el de los símbolos de los datos.

Jiménez-Piqué y col. [188] en su trabajo de contacto estático y cíclico sobre materiales laminados de $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}_2\text{O}_3\text{-ZrO}_2$. En este trabajo también se ha racionalizado satisfactoriamente la formación de la fisura anillo bajo ambos tipos de carga, siguiendo un análisis similar al aquí presentado, a partir de la ley potencial de crecimiento de fisura (ec. 4.2) y de la ley modificada de Paris-Erdogan (ec. 4.18), para los casos estático y cíclico, respectivamente.

4.2.5. Análisis de las restricciones de la teoría de Hertz sobre el contacto elástico

A continuación se discuten algunos aspectos inherentes al contacto Hertziano relacionados con el análisis que ha llevado al desarrollo de las expresiones que describen el comportamiento de fisuración tanto bajo carga estática (ec. 4.10) como bajo carga cíclica (ec. 4.20).

- *Influencia de la fricción entre las superficies en contacto*

En el capítulo de introducción (1.5.1) se mencionó que una de las aproximaciones en la teoría del contacto elástico de Hertz es la presunción de contacto sin fricción. Sin embargo, el hecho de que los materiales en contacto sean de diferente naturaleza elástica permite la existencia de fricción entre ellos [95]. La presión de contacto produce desplazamientos tangenciales en la intercara entre los sólidos, además del desplazamiento normal por compresión. Cuando los materiales son elásticamente disimilares, el desplazamiento tangencial en cada uno de ellos será diferente permitiendo incluso el deslizamiento. Este deslizamiento sufre la oposición de la fricción y puede verse detenido en cierta extensión. Se espera entonces una región central donde las superficies permanecen juntas y regiones de deslizamiento en el borde del contacto. Si el coeficiente estático de fricción es suficientemente grande, el deslizamiento puede verse inhibido totalmente. El deslizamiento inducirá entonces una tensión tangencial radial en la superficie, proporcional a la carga normal, P_{\max} , que amplificará ó minimizará la máxima tensión de tracción que actúa justo en el borde del círculo de contacto, debida al contacto Hertziano puro. Johnson [95] demostró que la tensión debida a la fricción, sin deslizamiento, es proporcional a $-b$, que es uno de los

parámetros de Dundurs del desajuste elástico. Su efecto dependerá de la rigidez de los materiales en contacto. Así, en el material menos rígido ($+b$) la fricción genera tensiones de compresión que actúan contra la tensión de tracción máxima justo en el borde del círculo de contacto ($r = r_c$). De otro lado, en la superficie del material más rígido ($-b$), la tensión que se induce por la fricción es de tracción y, por tanto, amplifica el valor de s_{rmax} en $r = r_c$ debido al contacto Hertziano. Por tanto, en el sistema WC-Co ($E = 676$ GPa) / vidrio ($E = 70$ GPa), la fricción genera tensión de compresión en el vidrio que actúa contra la tracción debida al contacto Hertziano puro.

La compresión por fricción que se opone a la tracción Hertziana en la superficie es una de las causas de que el radio de la fisura anillo sea mayor al radio de contacto Hertziano [95]. Por tanto, puede considerarse que este efecto ya está incluido en la constante b^* (ec. 3.11) y explica por que el valor K_{Ic}^0 estimado a partir de la carga crítica para la fisura anillo monotónica, P_{ca} , mediante la ec. (3.12) (Fig. 3.45) no requiere la inclusión de un factor de corrección por compresión para el valor de s_{rmax} , como ya se discutió en el apartado 3.2.3. Johnson y col. [189] demostraron como, para el caso de contacto con fricción despreciable (vidrio /vidrio) el radio del anillo fue claramente inferior al caso con fricción (acero/vidrio), corroborando su análisis teórico de las tensiones por fricción. Cuando el movimiento relativo entre la esfera y la superficie plana supera la fuerza de fricción estática se presenta el deslizamiento y la tensión radial que se induce en las superficies pasa a ser proporcional al coeficiente de fricción cinético y no al parámetro de Dundurs b . En este caso, la tensión radial inducida en la superficie plana será siempre de compresión, independiente de su rigidez con respecto a la del material de la esfera.

El aporte de la fricción a la tensión radial durante el deslizamiento es despreciable en los casos de contacto monotónico y estático ya que, además de que el coeficiente de fricción cinético entre el WC-Co y el vidrio es muy pequeño (0.088 [156]), en ningún caso se observaron marcas que evidenciaran dicho deslizamiento. Por tanto, el contacto monotónico y el estático requieren sólo el factor de corrección de la tensión radial máxima debido a la fricción sin deslizamiento, el cual, por la menor rigidez del vidrio es de reducción con respecto a s_{rmax} y se considera ya incluido con la constante b^* en la ec.

(3.11). Por el contrario, durante el contacto cíclico, debido a los posibles micromovimientos relativos entre las superficies en contacto, además de considerar el efecto de la fricción sin deslizamiento como en los casos monótonico y estático, es posible que la fricción con deslizamiento también juegue algún papel en la tensión radial máxima efectiva que actúa en el borde del círculo de contacto. Sin embargo, la no consideración de la tensión por fricción durante el deslizamiento (tracción-compresión para carga cíclica) en el desarrollo de la ec. 4.20 que describe la fisuración anillo por contacto cíclico, no altera su validez ya que esta tensión entraría como un factor de reducción constante con respecto a s_{rmax} , que pasaría a formar parte de la constante v en esta ecuación. Cabe destacar, sin embargo, que aún en los ensayos cíclicos tampoco se apreció en ningún caso la presencia de marcas de deslizamiento, significando la gran estabilidad de las mordazas utilizadas, las cuales fueron perfeccionadas después de muchos ensayos con sistemas no adecuados con los cuales el desplazamiento radial asemejaba al patrón de daño producido durante los ensayos de fretting, como se ve en la Fig. 4.20.

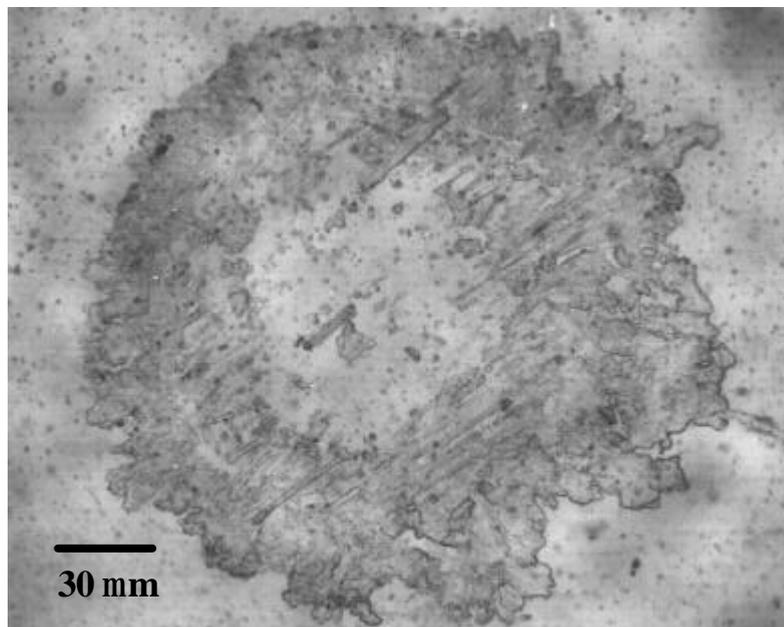


Figura 4.20. Ejemplo de daño superficial del recubrimiento 6P64C por fretting debido a los micromovimientos horizontales permitidos por un sistema de sujeción inadecuado.

- *Influencia de la naturaleza no-homogénea del sistema recubrimiento/substrato*

La influencia del sustrato metálico en la respuesta del recubrimiento al contacto Hertziano ha sido considerada hasta ahora en este trabajo de diferentes maneras. Se ha verificado experimentalmente la deformación plástica del sustrato que se presenta durante los ensayos monotónicos, estáticos y cíclicos. Esta deformación ha sido corroborada teóricamente mediante el cálculo de la distribución en profundidad de las tensiones de cizalladura, para un rango de valores de módulo de elasticidad comprendido entre el de la aleación y el del recubrimiento. El efecto de esta deformación ha sido incorporado en los análisis de la fisuración del recubrimiento por contacto Hertziano, a través de un factor de amplificación de la tensión de tracción radial máxima en la superficie, S_{rmax} . De otro lado, en lo que respecta a la influencia del desajuste elástico entre el recubrimiento y el sustrato en esta tensión, S_{rmax} , en la Fig. 4.21 se aprecia como el efecto de un aumento en el valor efectivo del módulo de elasticidad por la presencia del sustrato es prácticamente despreciable.

A pesar de que la consideración de los factores antes mencionados soporta razonablemente bien la validez de los análisis realizados, a la luz de la consistencia con los resultados, es necesario además hacer ciertas precisiones adicionales sobre la influencia de la presencia del sustrato en el marco de referencia de contacto elástico Hertziano sobre el que se fundamenta este trabajo.

Es reconocido el hecho de que la influencia de la presencia de un sustrato elásticamente diferente en las tensiones y desplazamientos producidos en un recubrimiento en contacto con una esfera, esta determinada por la relación entre el espesor del recubrimiento, d , y el radio de contacto, r_c [95]. Si el espesor es grande comparado con el radio de contacto, el sustrato tiene muy poca influencia y las tensiones de contacto en el recubrimiento se calculan a partir de la teoría de Hertz. De otro lado, cuando el espesor es menor o igual al radio de contacto, que es el caso en cuestión, el comportamiento está determinado por la naturaleza de la unión en la intercara. Una de las posibilidades es que el recubrimiento esté perfectamente adherido al sustrato, la cual ha sido estudiada desde diferentes aproximaciones. Conway y Engel [190], utilizando métodos numéricos, estudiaron el contacto esférico sobre una capa elástica considerando el efecto de la fricción, Matthewson [191] obtuvo soluciones

asintóticas para las tensiones en una capa perfectamente adherida, incluyendo las tensiones de cizalladura en la intercara. De otro lado, como se describió ya en el capítulo de introducción (sección 1.8) Miranda [96] calculó el campo de tensiones principales en el régimen elástico en un recubrimiento de vidrio sobre sustrato de policarbonato mediante el método de los elementos finitos y las tensiones interfaciales a partir de la teoría de flexión axisimétrica de láminas. Sin embargo, estos resultados no son fácilmente extrapolables a la situación de un recubrimiento frágil/sustrato dúctil, debido a las restricciones tanto en la naturaleza elástica de los componentes como en las relaciones dimensionales del contacto y el espesor del recubrimiento. Las predicciones obtenidas por este autor para los daños interfaciales, considerando la deformación plástica del sustrato (sección 1.8), son bastante más generalizables y su consistencia con los daños monotónicos observados en este trabajo ya ha sido comentada.

- *Influencia de la energía disipada debido al contacto cíclico*

Durante un ensayo de contacto cíclico en régimen elástico existen esencialmente tres fuentes fundamentales de disipación de energía que, eventualmente, podrían generar un daño superficial progresivo [95]: 1. Deslizamiento interfacial; 2. Calentamiento; 3. Histéresis elástica ó Damping interno. El cambio en las tensiones de contacto entre las fases de carga y descarga, debido a la energía disipada por las dos primeras fuentes se considera despreciable, excepto para casos de elevadas frecuencias de contacto. De otro lado, la pérdida de energía asociada a la histéresis elástica obedece de manera aproximada a la expresión:

$$\Delta W \approx \zeta W \quad (4.24)$$

donde ζ es un valor representativo del factor de pérdida por histéresis y W es la energía de la deformación elástica durante la fase de carga. Durante sus estudios con esferas de acero sobre diferentes materiales y para valores de tensiones intermedios en régimen elástico, Johnson encontró que el parámetro ζ tiene un valor pequeño y aproximadamente constante de 0.4%.

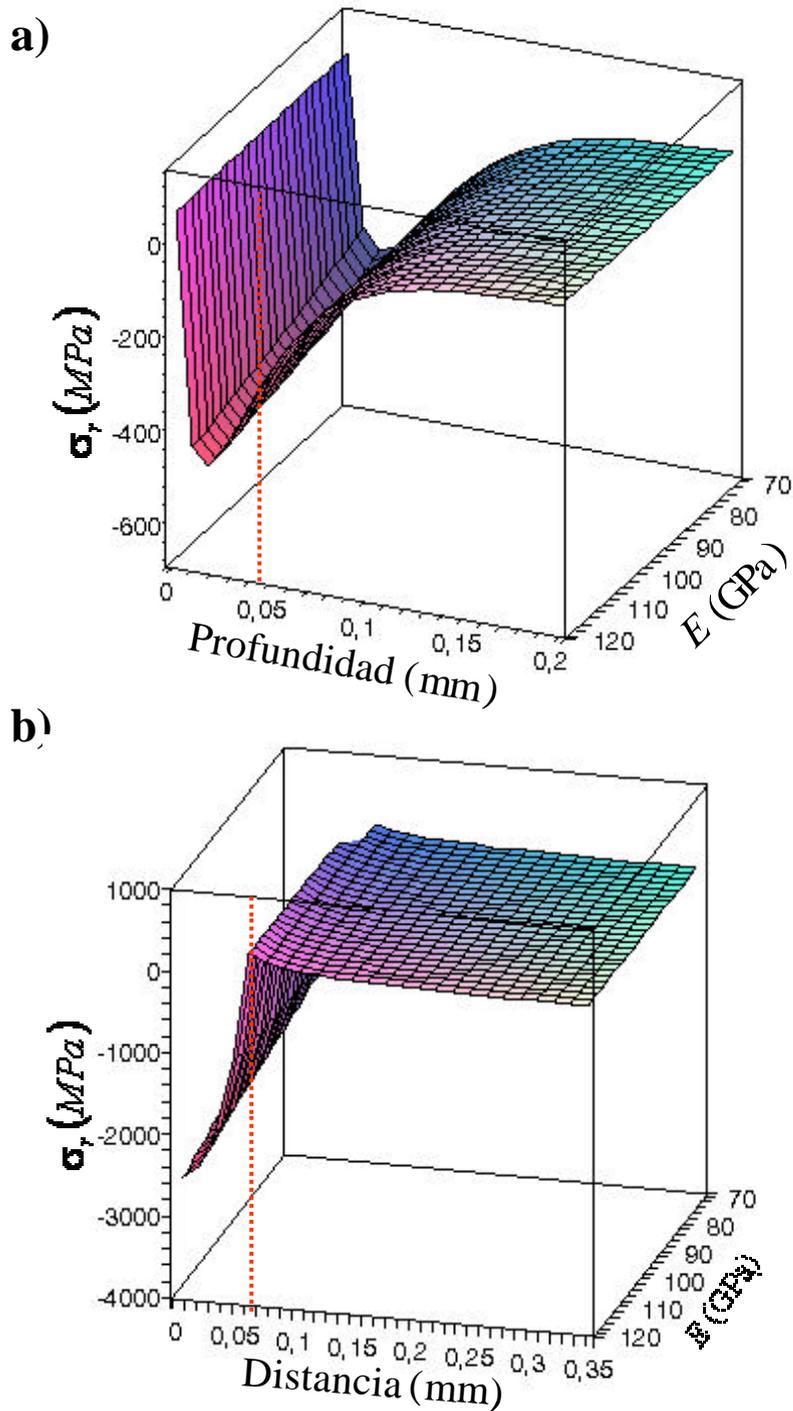


Figura 4.21. Influencia de diferentes valores de módulo de elasticidad en la distribución de la tensión σ_r calculada a partir de la ec. (1.17) para una carga $P_{\max} = 20 \text{ N}$: a) Distribución en profundidad (z) para $r = x$. La línea punteada indica la intercara con el sustrato; b) Distribución radial (x) en la superficie ($z = 0$). La línea punteada indica el radio de contacto.

4.3. Delaminación del recubrimiento monocapa debido al contacto Hertziano cíclico

En este apartado se pretende evaluar la sensibilidad de la adherencia del recubrimiento monocapa cuando este es sometido al contacto Hertziano cíclico. Para ello se sigue la misma filosofía utilizada en apartados anteriores para el estudio de la sensibilidad de la superficie del recubrimiento a los contactos estático y cíclico, utilizando el mismo radio de esfera $R_e = 1.25$ mm. Para el estudio de la sensibilidad de la adherencia, el criterio de daño asumido es la primera delaminación que se observa durante un ensayo monotónico, tal que se busca determinar el número de ciclos necesario para que se produzca ese mismo daño, N_{del} , para valores de carga máxima siempre menores al valor crítico monotónico, P_{cdel} . Los detalles de la metodología son los mismos utilizados en los apartados anteriores, los cuales se describen claramente en el capítulo de procedimientos experimentales.

Este apartado se inicia con la descripción de la cinética con la que se presenta la delaminación para una relación de carga constante ($R = 0.2$) y el análisis de los daños asociados. Seguidamente se estudia la influencia de diferentes valores de R en dicho comportamiento y se proponen mecanismos que producen la delaminación del recubrimiento bajo el contacto cíclico. Al final, se hace un análisis global de la sensibilidad del sistema al contacto cíclico, incluyendo los resultados obtenidos en los apartados previos sobre el comportamiento del sustrato, la superficie del recubrimiento y la intercara.

4.3.1. Delaminación por contacto cíclico para una relación de carga constante

En la Fig. 4.22 se relaciona la carga máxima, P_{max} , en función del número de ciclos para observar el primer daño por delaminación, N_{del} , para una relación de carga constante, $R = 0.2$. El primer aspecto a destacar en esta figura es la clara sensibilidad a la aparición de este daño por contacto cíclico ya que el mismo se presenta para valores de P_{max} menores a P_{cdel} , en función del número de ciclos. Además, se destaca en esta figura el

comportamiento peculiar que exhibe esta curva de fatiga, presentando dos pendientes: la mayor de ellas ($m_{exp} \approx 0.32$) ocurre para los menores valores de P_{max} , con un punto de inflexión para valores cercanos a la carga crítica para la fisura radial, P_{cr} . A partir de este punto, para los mayores valores de P_{max} , la pendiente es claramente menor ($m_{exp} \approx 0.044$).

Las características del daño por delaminación cíclica, asociado a cada pendiente en la Fig. 4.22, se presentan en las fotografías de la Fig. 4.23. Las imágenes de la superficie superior del recubrimiento, justo en la zona de contacto, muestran que el patrón de daño

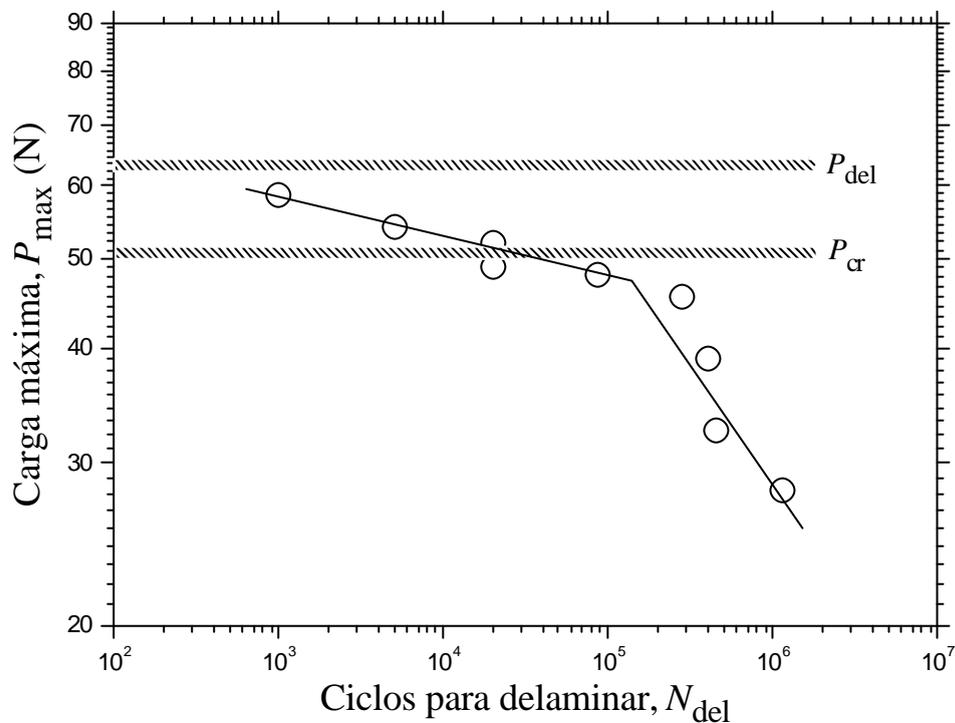


Figura 4.22. Ciclos para delaminar, N_{del} , para los diferentes valores de carga máxima, P_{max} , con una relación de carga constante $R = 0.2$. El error en los valores de N_{del} es de $\sim 5\%$ según la metodología utilizada.

es similar en ambos regímenes. Sin embargo, se nota como el daño correspondiente al régimen de menor pendiente ($P_{max} > P_{cr}$) presenta, además de fisuras anillo secundarias, la formación de alguna fisura cónica bien definida. Este es un resultado no sorprendente ya que el valor de P_{max} está claramente por encima del valor crítico para la formación

de la fisura cónica, P_{cc} . Por el contrario, el daño correspondiente al régimen de menor pendiente ($P_{max} < P_{cr}$) sólo muestra multifisuración anillo, ya que la mayoría de valores de P_{max} están por debajo de P_{cc} . La multifisuración anillo en ambos regímenes se explica por la diferencia entre el número de ciclos para delaminar, N_{del} , y el número de ciclos para la fisuración anillo, N_f , como se aprecia claramente en la Fig. 4.24 donde se comparan las curvas de fatiga en cada caso. Esta diferencia permite que, cuando se alcanza el primer daño por delaminación cíclica, ya se han formado varios anillos cíclicamente. De otro lado, las fotografías en la Fig. 4.23 que presentan la morfología del daño generado en la intercara para cada régimen muestran diferencias importantes.

La Fig. 4.23b muestra que en el régimen de menor pendiente ($P_{max} > P_{cr}$) la delaminación es muy similar a la delaminación completa que se presenta monótonicamente (Fig. 3.32). En ambos casos se aprecian claramente las franjas de interferencia de diferentes colores interceptadas por las fisuras radiales. Sin embargo, en el régimen de mayor pendiente ($P_{max} < P_{cr}$) la delaminación no presenta este patrón de interferencia característico y no está acompañada por la formación de fisuras radiales. El color que se observa debido al fenómeno de interferencia es mayoritariamente blanco y se concentra básicamente en el centro, sobre el eje de carga. El predominio de este color indica que la separación entre el recubrimiento y el sustrato es mayor en este régimen, similar a lo que se observó monótonicamente en la zona exterior del patrón de daño por delaminación (Fig. 3.32).

La no formación de fisuras radiales sugiere que este tipo de fisura no es sensible al contacto cíclico por lo menos dentro de las condiciones de carga y número de ciclos delimitado por este régimen. La presencia de una huella residual por deformación plástica cíclica del sustrato fue verificada en ambos regímenes siguiendo la metodología de flexión elástica hasta desprendimiento del recubrimiento que ya fue practicada en los apartados anteriores (Fig. 3.29). En ambos regímenes se observó la presencia de esta deformación lo cual es plenamente consistente con el fenómeno de creep cíclico que presenta la aleación y que ya fue discutido en el apartado anterior (Figs. 4.14 a 4.16).

Las observaciones anteriores sobre la morfología superficial e interfacial del daño asociado a la delaminación cíclica del recubrimiento permiten establecer algunas características de los mecanismos que se presentan en cada régimen y que aparecen esquematizadas en las Figs. 4.25 y 4.26. La presencia de las fisuras radiales en el daño por delaminación para el rango de $P_{\max} > P_{cr}$ y la coincidencia de su aparición con el cambio de pendiente en la curva de fatiga sugieren que estas fisuras facilitan la aparición del daño en este rango. Estas fisuras se forman desde el primer ciclo (Fig. 4.25a) y aumentan en número y longitud con el aumento en el número de ciclos debido

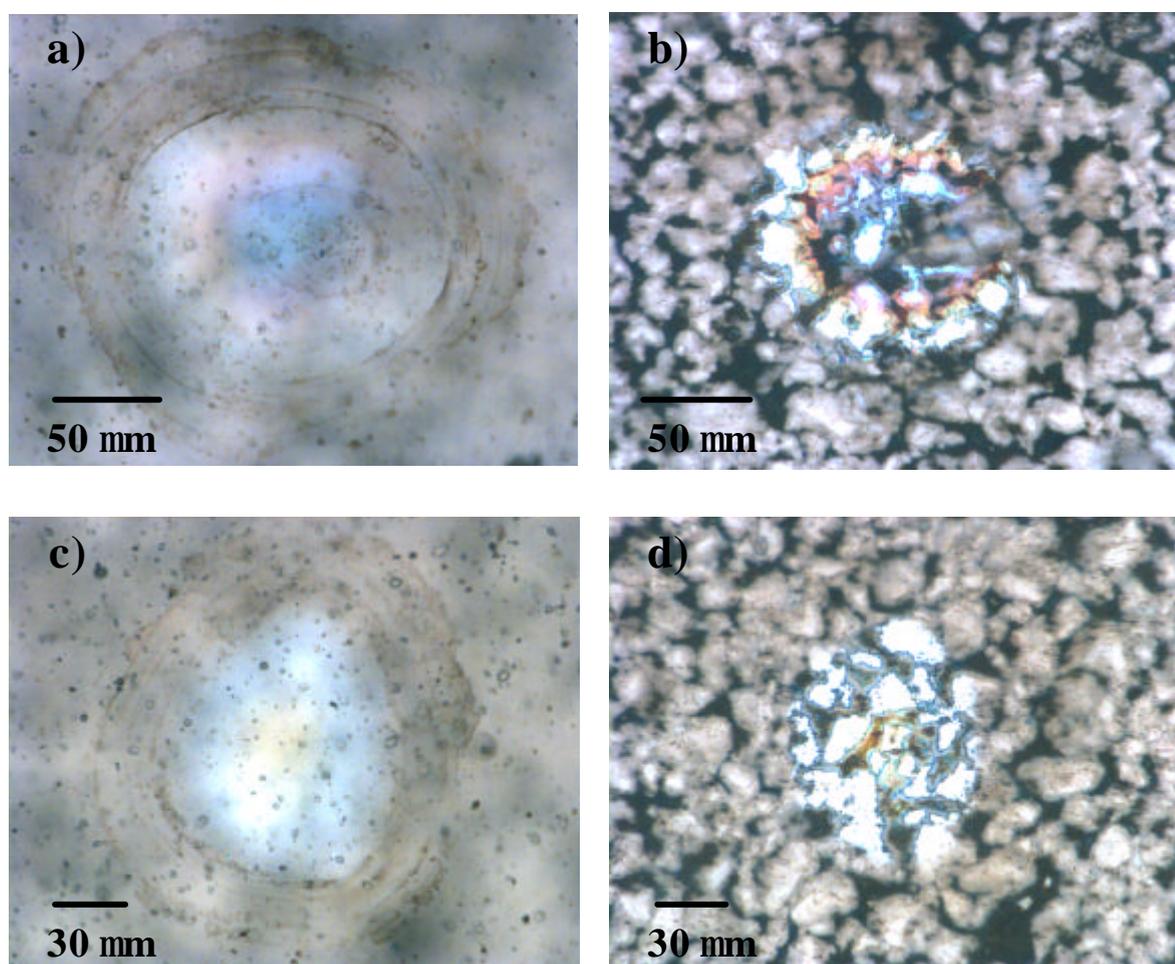


Figura 4.23. Aspecto general del daño asociado a la delaminación cíclica del recubrimiento: a) y b) Vista superior e interfacial (delaminación), respectivamente, para $P_{\max} = 52 \text{ N}$ ($P_{\max} > P_{Rc}$) y $N_{\text{del}} = 5 \times 10^4$ ciclos; c) y d) Vista superior e interfacial (delaminación), respectivamente, para $P_{\max} = 32.5 \text{ N}$ ($P_{\max} < P_{Rc}$) y $N_{\text{del}} = 4.5 \times 10^5$ ciclos.

al aumento en la deformación plástica del sustrato (Fig. 4.25b). Esta deformación del sustrato se ve incrementada inicialmente tanto por el efecto del creep cíclico (Figs. 4.14 a 4.16) como por la degradación intrínseca en la superficie del recubrimiento, incrementada por la deformación cíclica del sustrato y que, a su vez, permite que el metal quede sometido en la intercara a una tensión efectiva mayor. Esta espiral de incrementos en la degradación superficial del recubrimiento y en la deformación plástica del sustrato se traduce en el aumento de la fisuración radial. Sin embargo, una vez se alcanza la saturación de la deformación del sustrato por el creep cíclico (~20000 y 30000 ciclos, Fig. 4.15), el aumento en esta deformación y, por tanto, de las fisuras radiales, continúa debido exclusivamente al aumento en la tensión efectiva que actúa en el metal por la progresiva degradación cíclica intrínseca de la superficie del recubrimiento (Fig. 4.27a). A partir de este momento disminuye la velocidad con la que aumenta la deformación del sustrato y, por tanto, el aumento en número y longitud de las fisuras radiales.

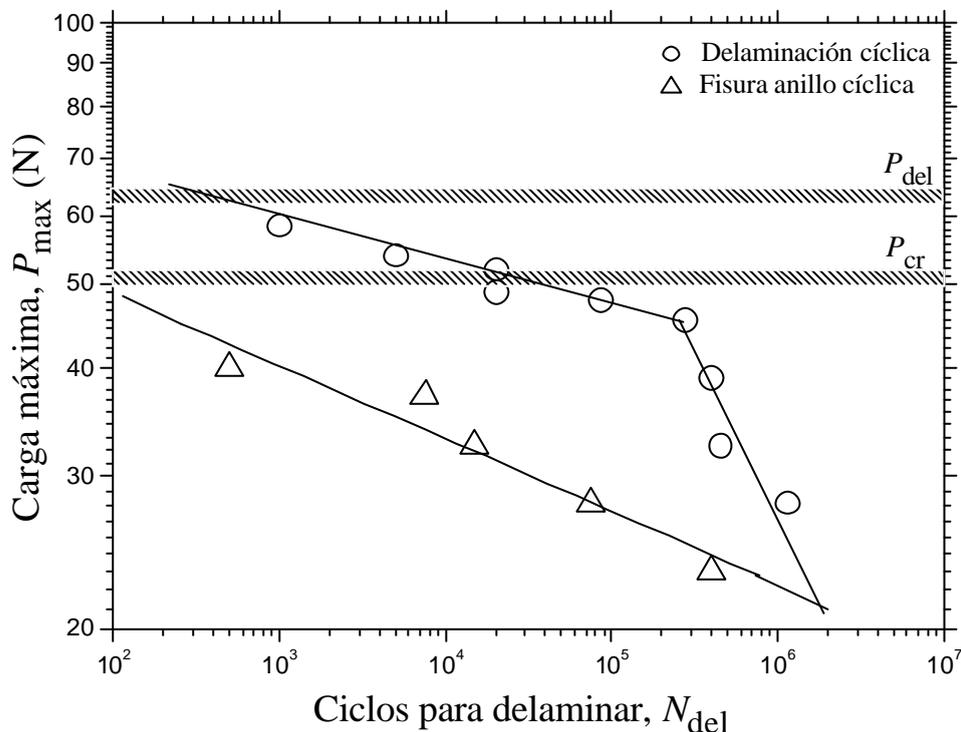


Figura 4.24. Comparación entre las curvas de fisura anillo y delaminación cíclica con una relación de carga $R = 0.2$. El error en los valores de N_{del} es de ~ 5 % según la metodología utilizada.

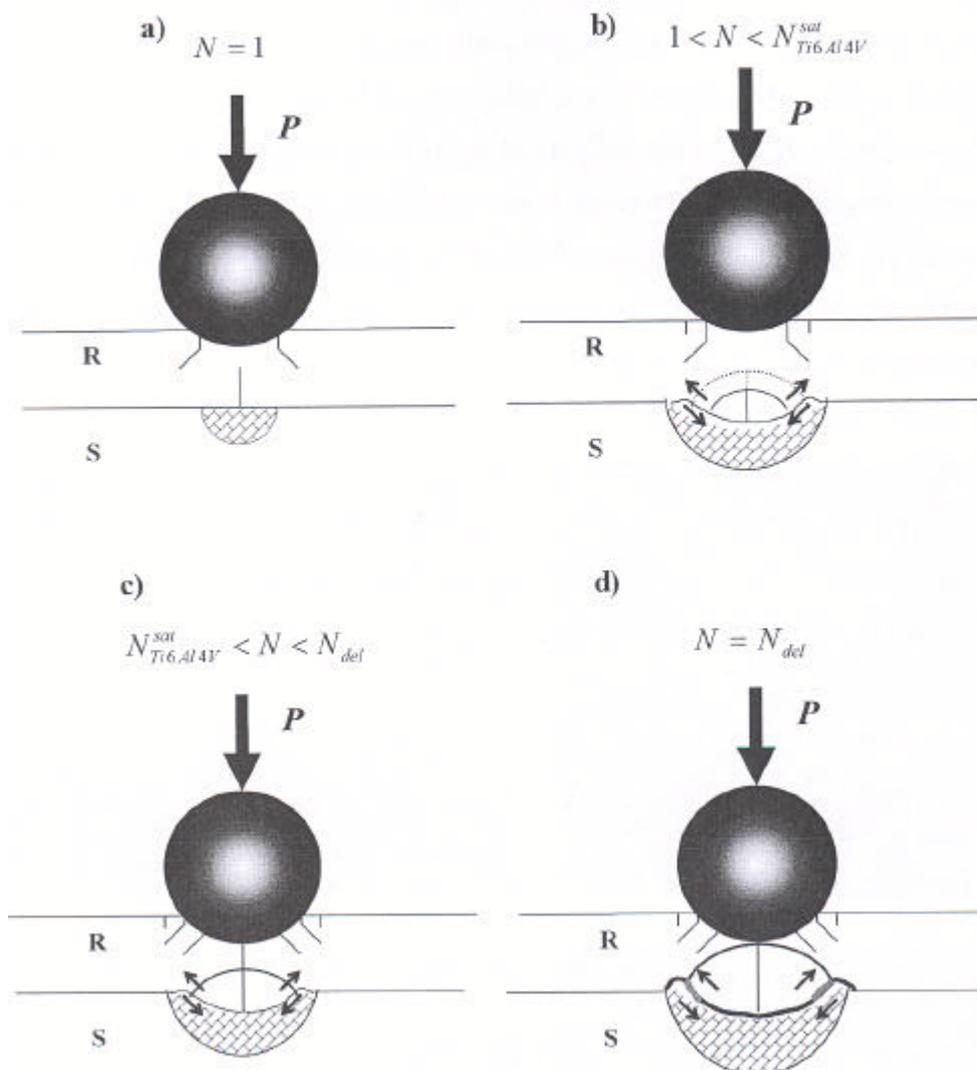


Figura 4.25. Esquema de las etapas involucradas en el mecanismo de la delaminación cíclica en el régimen de $P_{\max} > P_{cr}$: a) Deformación plástica del sustrato, fisura cónica y radial desde el primer ciclo; b) Aumento en la deformación plástica debido al creep cíclico del sustrato y a la degradación cíclica del recubrimiento. Mayor fisuración radial; c) Predominio de la degradación cíclica del recubrimiento en el incremento de la deformación plástica del sustrato y, por lo tanto, de la figuración radial; d) La tensión de cizalladura en el borde de la impresión residual en el sustrato alcanza un valor crítico y se produce la primera delaminación del recubrimiento. En todas las figuras se ha exagerado el apilamiento en los bordes de la huella.

Debido al aumento tanto en la deformación plástica del sustrato como en las fisuras radiales, se alcanza un valor crítico en la tensión de cizalladura en la intercara, en el borde de la huella del metal, iniciando la delaminación del recubrimiento en esa zona

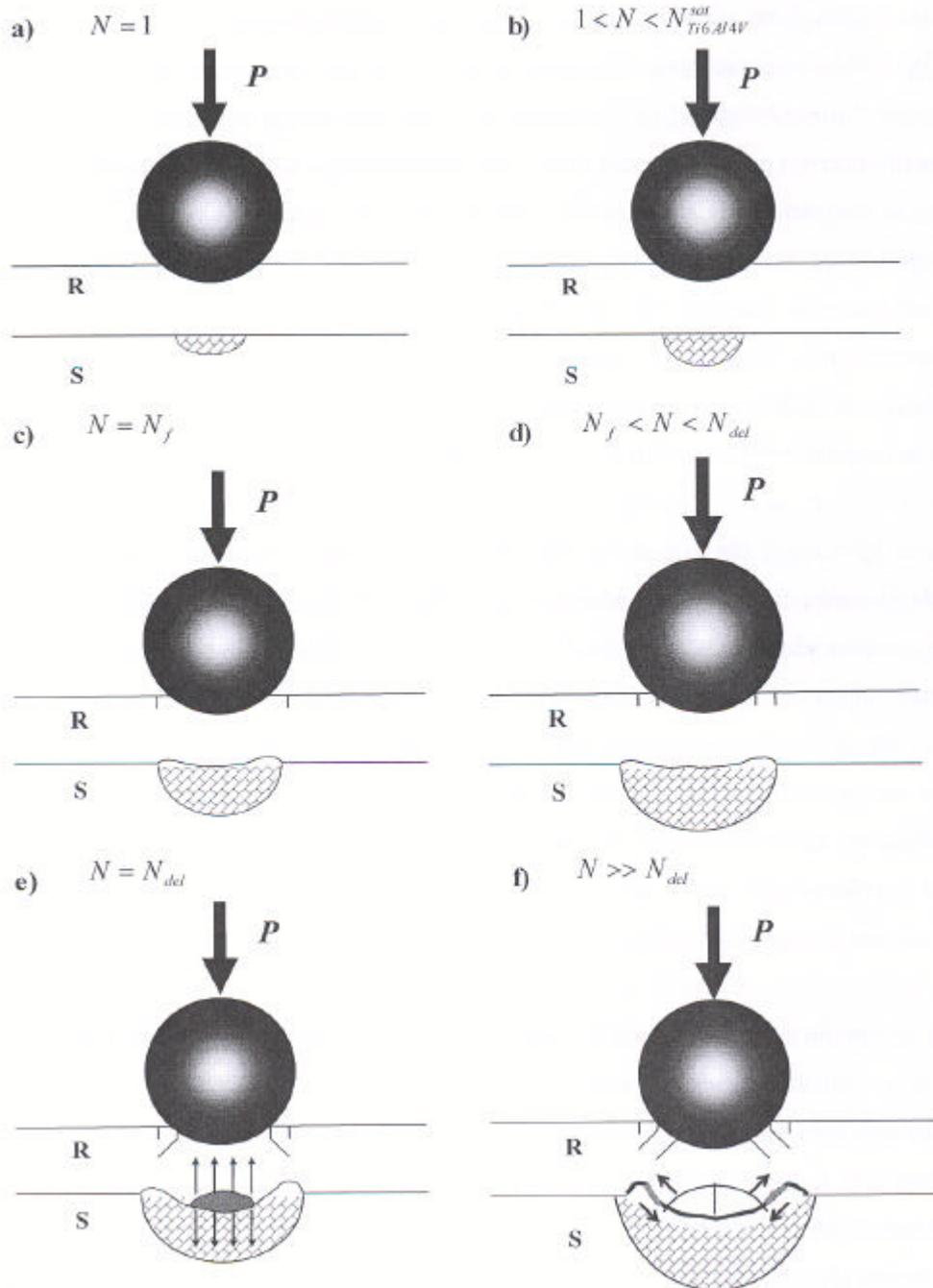


Figura 4.26. Esquema de las etapas involucradas en el mecanismo de la delaminación cíclica en el régimen de $P_{\max} < P_{cr}$: a) Deformación plástica del sustrato desde el primer ciclo; b) Aumento en la deformación plástica sólo por creep cíclico; c) Fisura anillo cíclica; d) Aumento en deformación plástica por degradación cíclica del recubrimiento; e) La tensión residual durante la descarga debido a la deformación plástica y la recuperación elástica del recubrimiento produce la primera delaminación; f) Transición a la delaminación cíclica por cizalladura (modo II) correspondiente al régimen $P_{\max} > P_{cr}$.

(Fig. 4.25d). Este inicio es similar al que se presenta durante el contacto monotónico (Fig. 3.32) y se genera esencialmente durante la fase de carga, teniendo en cuenta que la recuperación elástica del recubrimiento durante la descarga es despreciable debido a la multifisuración presente en esa zona. Para un número de ciclos moderadamente mayor a N_{del} se completa la delaminación en toda la zona deformada del sustrato, observándose el patrón de franjas circulares completo (Fig. 4.27b). Este patrón de daño se sigue extendiendo de manera radial al aumentar el número de ciclos (Fig. 4.27c), debido al aumento en la degradación superficial del recubrimiento y, por tanto, en la deformación plástica del sustrato y en las fisuras radiales. Sin embargo, por la saturación del daño en la superficie del recubrimiento, el aumento en la delaminación también se estabiliza.

La deformación plástica del sustrato también juega un papel determinante en la delaminación cíclica que se presenta en el rango de $P_{max} < P_{cr}$ (Fig. 4.26). Como ya se ha comentado, esta deformación se presenta desde el primer ciclo ya que monotónicamente se inicia desde una carga muy inferior a los valores de P_{max} aplicados en este rango. Al aumentar el número de ciclos hasta la saturación de la deformación por creep cíclico (Fig. 4.15), la deformación plástica del metal aumenta debido exclusivamente a este efecto ya que el aumento de la tensión de tracción en la superficie del recubrimiento por la deformación plástica del sustrato no es suficiente para favorecer la formación prematura del anillo.

La excepción se presenta para el rango de $P_{ca} < P_{max} < P_{cr}$, en el cual las fisuras anillo ó cónica formadas desde el primer ciclo permiten una tensión efectiva mayor sobre el sustrato que también contribuye a la deformación plástica del metal. Una vez se alcanza el número de ciclos para la formación de la fisura anillo por la degradación intrínseca de la superficie del recubrimiento, N_f (Fig. 4.26c), el incremento en la deformación plástica del sustrato queda determinado exclusivamente por la mayor tensión efectiva que actúa en el metal por la mayor degradación del recubrimiento. El aumento en el número de ciclos sigue incrementando la degradación superficial del recubrimiento, representada en la formación de anillos secundarios, aumentando también la deformación plástica del sustrato (Fig. 4.26d). Esta deformación plástica del sustrato induce en la intercara una tensión residual durante la fase de la descarga

debido a la recuperación elástica del recubrimiento. Cuando la deformación plástica alcanza cierta magnitud, esta tensión residual supera la tenacidad interfacial y se produce la delaminación para un número de ciclos crítico N_{del} (Fig. 4.26e). Por tanto, esta delaminación se produce esencialmente bajo modo I con respecto a la intercara, aunque puede estar precedida por la formación de algún pequeño evento de la delaminación por cizalladura en el borde de la huella de la deformación del substrato (modo II), de manera similar a lo que sucede en el régimen de $P_{\text{max}} > P_{\text{cr}}$.

El mayor espesor de la delaminación que se observa en este rango, indicado por el mayoritario color blanco debido a la interferencia (Fig. 4.23d), es coherente con el desprendimiento del recubrimiento debido fundamentalmente a un modo I de sollicitación, más severo que el modo II que predomina en el rango de $P_{\text{max}} < P_{\text{cr}}$, donde las franjas de interferencia de diferentes colores denotan un espesor de separación menor. El incremento del número de ciclos por encima de N_{del} produce una mayor degradación superficial del recubrimiento representada en la multifisuración esencialmente cónica, lo cual se traduce en un aumento de la deformación plástica del substrato. Esta deformación alcanza una nueva magnitud crítica capaz de inducir una tensión de flexión en la parte baja del recubrimiento suficiente para formar fisuras radiales (Fig. 4.28b). Con la aparición de estas fisuras comienza una transición del patrón de la delaminación hacia al que se presenta típicamente en el régimen de $P_{\text{max}} > P_{\text{cr}}$, reducción de modo I e incremento de Modo II, con franjas de interferencia de diferentes colores interceptadas por las fisuras radiales (Fig. 4.28c).

En la descripción anterior de los probables mecanismos que conducen a la delaminación en cada régimen de carga máxima, no se ha mencionado la posibilidad de que exista daño cuasiplástico en el recubrimiento debajo de la zona de contacto. La existencia de este daño se considera poco probable teniendo en cuenta ciertas observaciones: 1. No se ha observado la presencia de la huella residual típica en el centro del contacto; 2. Las imágenes de AFM (Fig. 4.11) muestran que la diferencia de altura entre el área interior y exterior de las fisuras anillo es de unos pocos nanómetros, indicando un hundimiento prácticamente inexistente de la zona de contacto. Esto es contrario a lo que sucede en presencia de un daño cuasiplástico; 3. Se sabe que las microfisuras en el recubrimiento

están concentradas en la superficie del mismo (Fig. 3.21a). Por tanto, no hay defectos de este tipo en la zona donde actúa la máxima tensión de cizalladura ($\sim 0.48r_c$), que se localiza muy cerca de la intercara donde están concentradas las partículas de vidrio más grandes (Fig. 3.21b). En resumen, es poco probable que se presente el daño cuasiplástico por defectos de microfisuración.

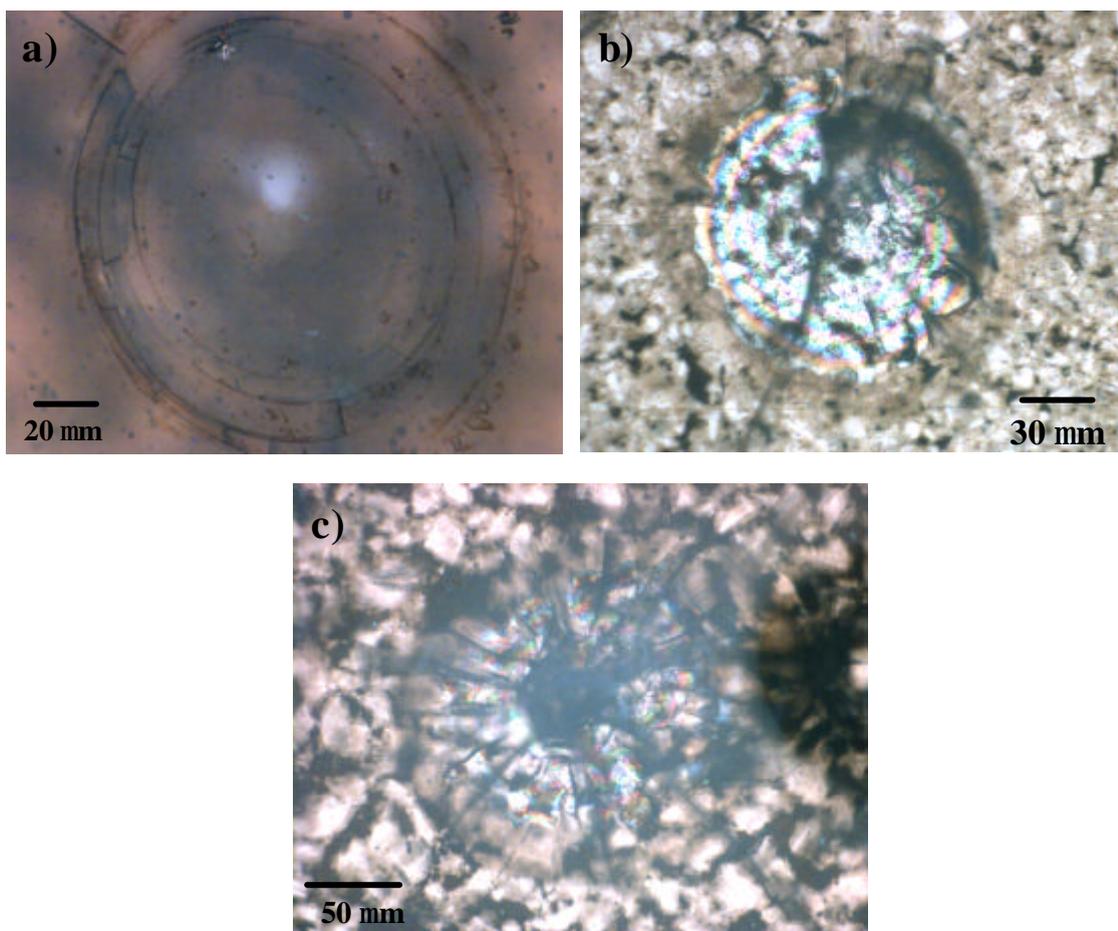


Figura 4.27. Evolución del daño cíclico para $R = 0.2$ y $P_{\max} = 50 \text{ N}$ ($P_{\max} > P_{cr}$): a) $N < N_{del}$ ($N = 1 \times 10^4$); b) $N > N_{del}$ ($N = 1.5 \times 10^5$); c) $N \gg N_{del}$ ($N = 8 \times 10^5$).

4.3.2. Delaminación por contacto cíclico para diferentes relaciones de carga

La investigación de la influencia de diferentes valores de la relación de carga, R , en la delaminación cíclica ha permitido obtener información adicional acerca de los mecanismos de daño en cada régimen de carga máxima. La influencia de diferentes

valores de R (0.1, 0.2 y 0.6) en los valores obtenidos de N_{del} , se han graficado de la forma $\log P_{max}$ vs. $\log N_{del}$ (Fig. 4.29a) y de la forma $\log \Delta P$ vs. $\log N_{del}$ (Fig. 4.29b). En la Fig. 4.29a se aprecia que, para el rango de $P_{max} > P_{cr}$ los resultados experimentales de N_{del} para los diferentes valores de R caen básicamente en la misma curva de regresión lineal con una pendiente experimental $m_{exp} \approx 0.32$. Esta tendencia implica que el daño por delaminación en este rango de cargas es muy poco sensible a la cantidad de la descarga (débil dependencia de la relación de carga) y altamente sensible a la carga máxima P_{max} . Nótese como la morfología de la delaminación en este rango, para los diferentes valores de R , es claramente similar (Fig. 4.30a, c y e). En la Fig. 4.29a también se observa como, para el régimen de $P_{max} < P_{cr}$, el valor de N_{del} se vuelve menos sensible al valor de P_{max} . Los resultados en este rango no permiten establecer si existe un efecto claro de R ya que el valor de N_{del} para $R = 0.2$ parece tener la tendencia a ser menor incluso que el valor de N_{del} para $R = 0.1$.

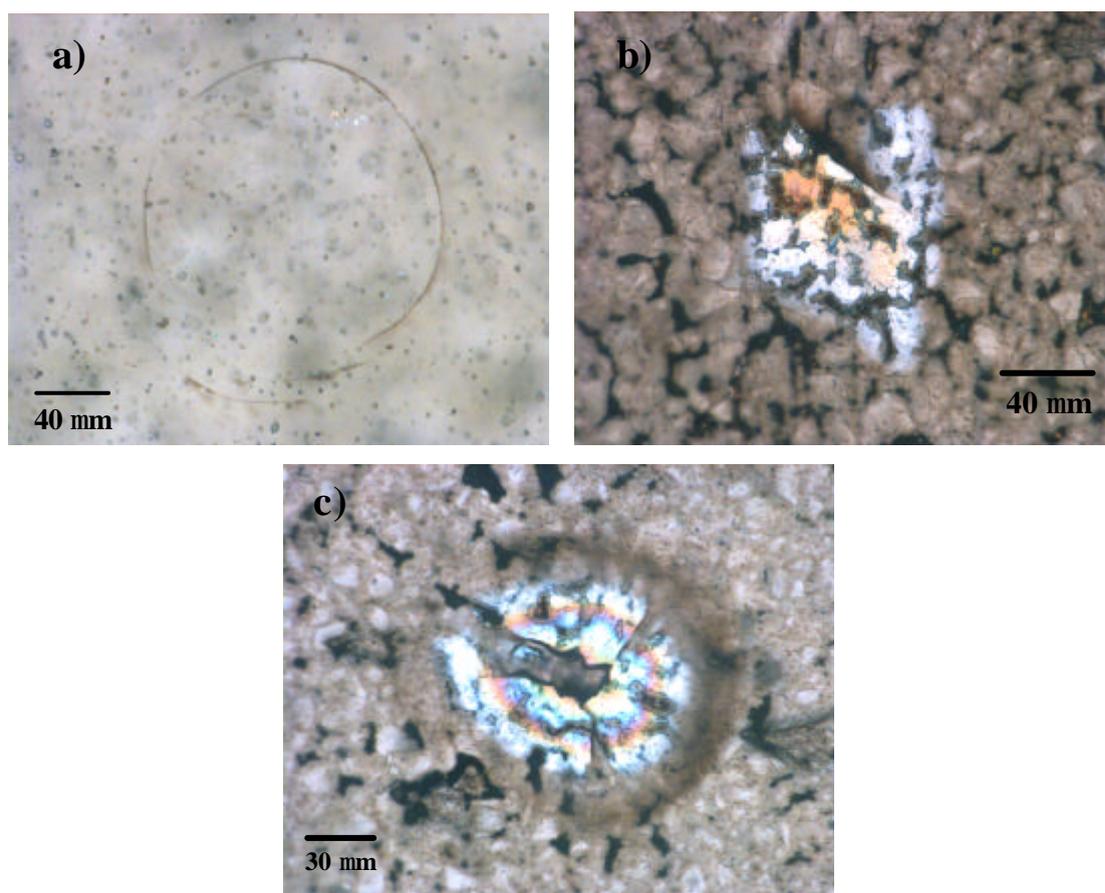


Figura 4.28. Evolución del daño cíclico para $R = 0.2$ y $P_{max} = 32.5$ N ($P_{max} < P_{cr}$): a) $N < N_{del}$ ($N = 5 \times 10^4$); b) $N > N_{del}$ ($N = 1 \times 10^6$); c) $N \gg N_{del}$ ($N = 2 \times 10^6$).

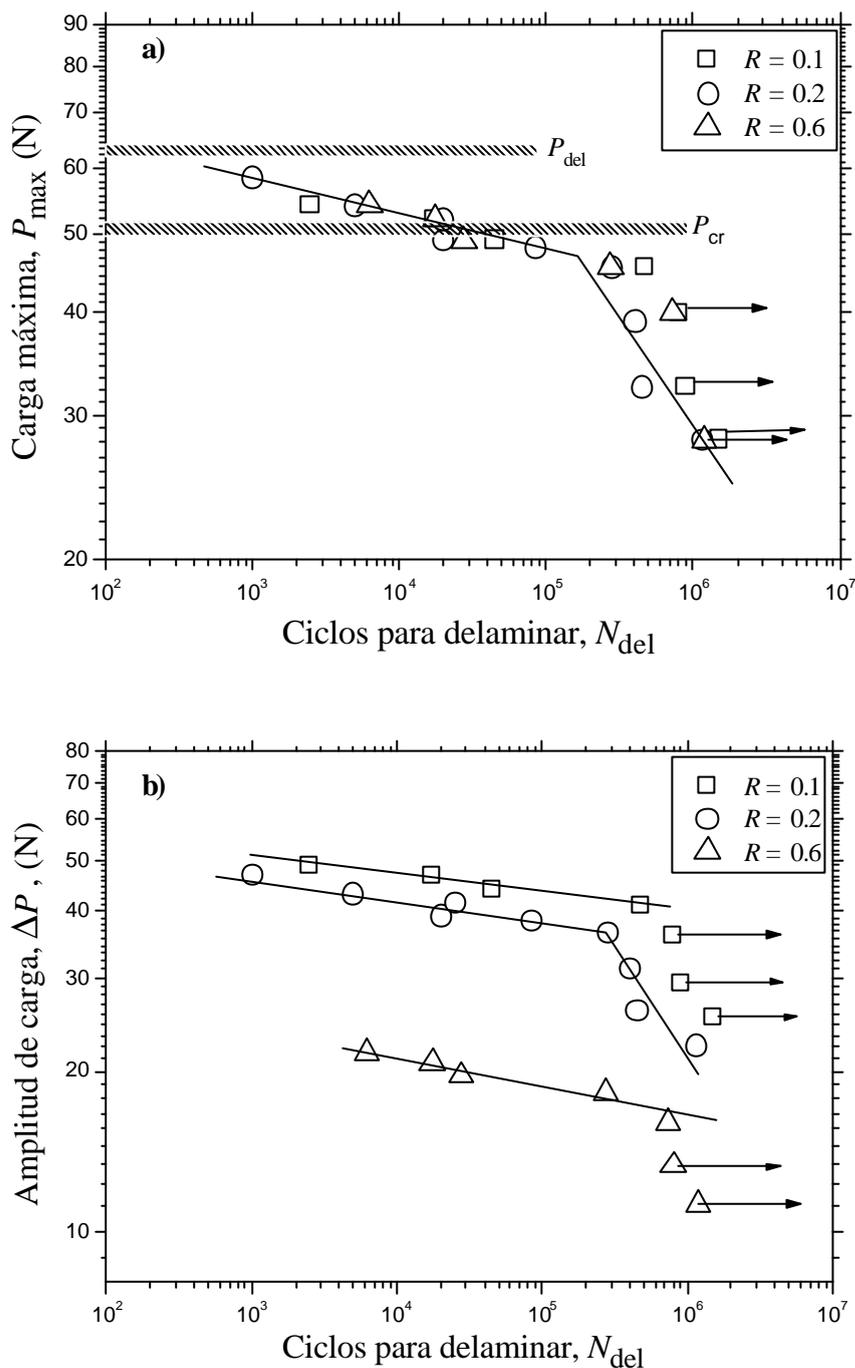


Figura 4.29. Influencia de la relación de carga, R , en el número de ciclos para delaminar, N_{del} : a) $\log P_{\max}$ vs. $\log N_{\text{del}}$; b) $\log \Delta P$ vs. $\log N_{\text{del}}$. El error en los valores de N_{del} es de $\sim 5\%$ según la metodología utilizada.

Los resultados de N_{del} graficados esta vez en función de la amplitud de la carga aplicada (Fig. 4.29b), para los diferentes valores de R , confirman la fuerte dependencia de la delaminación cíclica con P_{max} y la débil influencia de ΔP , en el régimen de menor pendiente ($P_{\text{max}} > P_{\text{cr}}$). De esta manera, para un número dado de N_{del} dentro de este rango, es sólo necesario fijar un valor de P_{max} , independiente del valor de R que se utilice, como se puede verificar fácilmente utilizando la relación $P_{\text{max}} = \Delta P / (1-R)$ en un punto de las curvas para cada valor de R . De manera contraria, si se fija un valor de ΔP el número de ciclos para delaminar será fuertemente dependiente del valor de R , ya que en este caso el valor de P_{max} será diferente para cada valor de R . De otro lado, con respecto al rango de $P_{\text{max}} < P_{\text{cr}}$ nuevamente no es posible especular acerca de la dependencia de N_{del} con ΔP para los diferentes valores de R ya que, como se observa en la figura, no se presenta una tendencia clara en los resultados.

El análisis sobre la evolución del daño cíclico hasta la aparición de la primera delaminación para un valor de R constante realizado en la sección anterior, sumado a los resultados previamente discutidos sobre la influencia de diferentes valores de R , permiten proponer los posibles mecanismos de crecimiento de la delaminación por contacto cíclico para cada régimen de carga, una vez esta se inicia.

En el rango de $P_{\text{max}} > P_{\text{cr}}$ ya se ha comentado que el inicio de la delaminación, por su similitud con el inicio de la delaminación monotónica, depende claramente de P_{max} . Este inicio se debe a que la tensión de cizalladura que se induce en la intercara, en algún pequeño defecto ubicado el exterior de la deformación plástica del substrato, supera la resistencia a cizalladura de dicha intercara. La morfología del crecimiento cíclico de la delaminación hasta completar el patrón completo de franjas circulares de colores es claramente similar a lo que se presenta monotónicamente. Esto sugiere que este crecimiento se presenta básicamente durante las fases de carga y por la tensión de cizalladura (modo II). Los resultados de la influencia de R en N_{del} presentados en la Fig. 4.29 son coherentes con lo anterior ya que indican que el crecimiento cíclico de la delaminación inicial es fuertemente dependiente de P_{max} y muestra una dependencia despreciable con ΔP . Es decir, una casi nula dependencia de la descarga que se explica, como se comentó antes, por la prácticamente nula recuperación elástica del

recubrimiento debido a su avanzada degradación cíclica. El crecimiento cíclico de la delaminación depende de la naturaleza de la intercara entre el recubrimiento y el

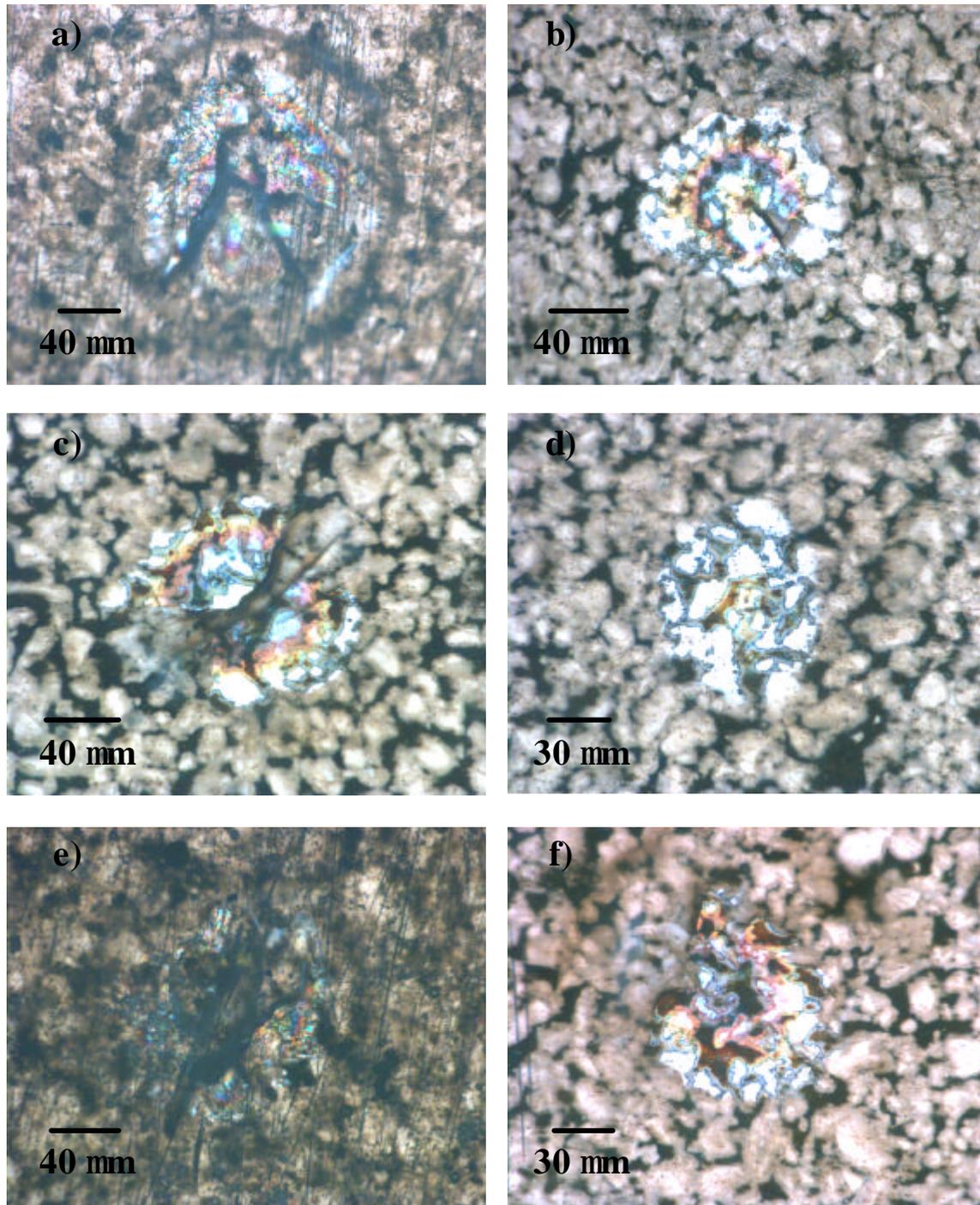


Figura 4.30. Morfología de la delaminación para diferentes valores de relación de carga R : a) y b) $R = 0.1$ para $P_{\max} > P_{cr}$ y $P_{\max} < P_{cr}$, respectivamente; c) y d) $R = 0.2$ para $P_{\max} > P_{cr}$ y $P_{\max} < P_{cr}$, respectivamente; e) y f) $R = 0.6$ para $P_{\max} > P_{cr}$ y $P_{\max} < P_{cr}$, respectivamente.

substrato, la cual esta compuesta por una capa nanoestructurada y de espesor nanométrico (~ 100 nm) del compuesto intermetálico Ti_5Si_3 . Sin embargo, la dependencia predominante del crecimiento de la delaminación con P_{max} (K_{max}) indica que el crecimiento de un defecto interfacial por cizalladura cíclica (modo II) tiene un comportamiento típico cerámico [184-186]. Esta característica no es suficiente para racionalizar completamente el crecimiento de la delaminación por contacto cíclico ya que el estado de tensiones en la punta del defecto interfacial es mucho más complejo que el de una fisura en un sólido homogéneo e isotrópico sometida a modo II puro. En este caso existen una serie de factores que intervienen tales como el modo mixto por el desajuste elástico delante la punta de la fisura, plasticidad del metal delante de la fisura, efecto de la capa de Ti_5Si_3 , presencia de residuos de partículas entre las caras de la fisura, entre otros.

En el rango de $P_{max} < P_{cr}$, sin presencia de las fisuras radiales, la deformación plástica del substrato juega un papel aún más determinante que en el rango anterior. Como ya se ha comentado, esta deformación plástica induce una tensión residual durante la descarga, esencialmente normal a la intercara, debido a la recuperación elástica del recubrimiento. El inicio de la delaminación, observado típicamente sobre el eje de carga, estará entonces asociado básicamente a una sollicitación en modo I sobre un defecto interfacial favorablemente localizado, cuando la tensión residual después de la descarga induce un factor de intensidad de tensiones que supera la tenacidad interfacial. Este inicio podría estar influenciado previamente por un modo II sobre ese mismo defecto debido a la tensión de cizalladura en el borde de la deformación plástica del substrato. Sin embargo, este aporte es poco probable ya que la deformación del substrato no alcanza la magnitud suficiente para ello, como se evidencia en la ausencia de la fisura radial en este rango. El crecimiento cíclico de la delaminación en este rango de carga se produce en una dirección opuesta a la que se presenta en el otro rango de cargas: de adentro hacia fuera. Además, el espesor de la película de separación entre el recubrimiento y el substrato es claramente mayor, al observarse el predominio del color blanco debido al fenómeno de interferencia. Estas observaciones indican que este crecimiento se presenta también fundamentalmente bajo modo I de sollicitación. Teniendo en cuenta que la magnitud de la tensión residual que induce el modo I, normal

a la intercara, es directamente dependiente de la recuperación elástica del recubrimiento, la cantidad de la descarga y, por tanto, la relación de carga, R , no es para nada despreciable como si lo es para el rango de $P_{\max} > P_{cr}$. Este aspecto es coherente con la morfología de la delaminación para los diferentes valores de R mostrada en las Figs. 4.30b, d y f. En esta figura se aprecia la tendencia a menor espesor de la película de separación del recubrimiento para el mayor valor de R , debido a la menor cantidad de la descarga. También existe coherencia con los resultados de N_{del} para los diferentes valores de R en el rango de $P_{\max} < P_{cr}$ (Fig. 4.29), en los cuales no es posible establecer claramente una dependencia predominante de la delaminación cíclica con P_{\max} ó ΔP . Este crecimiento de la delaminación cíclica bajo modo I puede considerarse controlado por un mecanismo de enroscamiento y agudización alternada de la punta de una fisura o defecto interfacial como fue mostrado por McNaney y col. [192] en su análisis del crecimiento cíclico de una fisura interfacial en modo I en muestras tipo *sándwich* de Al_2O_3/Al . Este mecanismo de proceso alternado en la punta de la fisura es consistente con la dependencia del crecimiento cíclico de fisura de ambos parámetros K_{\max} y DK . La evolución del patrón de la delaminación para $N \gg N_{del}$, hacia una morfología similar a la que se presenta en el otro rango de carga, demuestra la transición de la nucleación y crecimiento cíclico de la delaminación, de modo I a modo II. Como ya se ha comentado, esta transición es la consecuencia de la excesiva degradación cíclica de la superficie del recubrimiento que se traduce en una mayor deformación plástica del substrato y, por tanto, la formación de fisuras radiales, garantizando las mismas condiciones para la delaminación que se presenta en el rango $P_{\max} > P_{cr}$.

De la misma manera que ya se comentó para el rango de carga anterior, este análisis sobre el mecanismo intrínseco del crecimiento cíclico de la delaminación en este rango requiere la consideración de una serie de factores adicionales que hacen que el problema de fatiga sea mucho más complejo y que amerite un trabajo futuro detallado y exhaustivo.

4.4. Resumen de la respuesta global del sistema al contacto cíclico

Una vez se ha estudiado la respuesta de la superficie del recubrimiento y de la intercara al contacto cíclico es conveniente englobar este comportamiento en un sistema que relacione los daños observados en función de las condiciones de carga y el número de ciclos. Esto es posible mediante un mapa de daño como el que se presenta en la Fig. 4.31, en el que además se grafica el comportamiento de la deformación plástica cíclica del sustrato de Ti6Al4V debido al creep cíclico, para diferentes valores de P_{max} . En este mapa general de daño se pueden distinguir claramente dos condiciones:

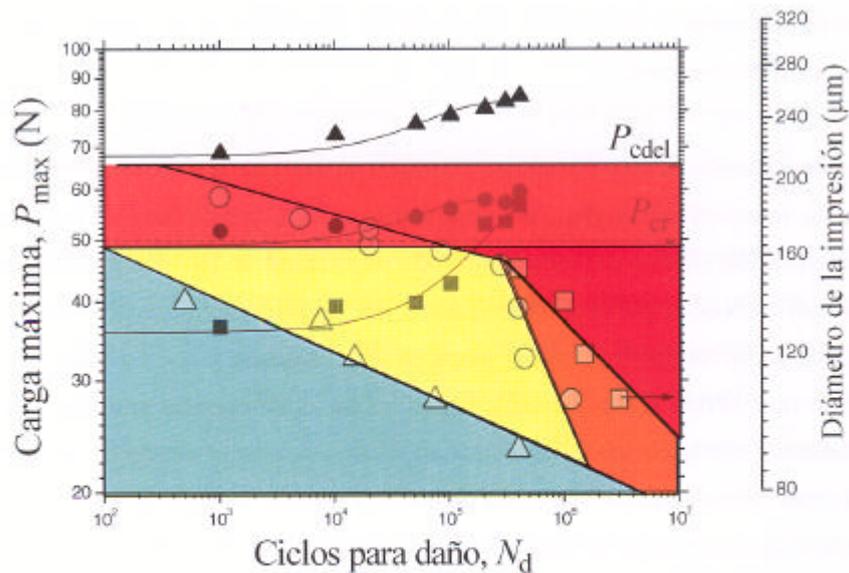


Fig. 4.31. Mapa general de daño en el recubrimiento monocapa 6P64C por contacto cíclico:
 ■ Deformación plástica del sustrato; ■ Fisura anillo; ■ Fisura anillo y delaminación; ■ Multifisura cónica, fisura radial y delaminación; ■ Deformación plástica del sustrato, fisura cónica y fisura radial; ■ Multifisuración cónica y radial y delaminación. Se incluyen además las curvas de incremento de la huella en el Ti6Al4V debido al contacto cíclico directo (Fig.4.14): ■ $P_{max} = 30$ N; ● $P_{max} = 50$ N; ▲ $P_{max} = 80$ N.

- 1) $P_{max} < P_{cr}$: en apartados anteriores se ha mostrado que para un radio de esfera de WC-Co de 1.25 mm la deformación plástica del sustrato se inicia para una carga aproximada de 10 N (ver sección 3.2). De esta forma, durante los primeros ciclos (zona verde) el único daño que sufre el sistema es la deformación plástica del sustrato la cual sufre un ligero incremento por el efecto del creep cíclico, como lo muestran las curvas superpuestas del aumento en la deformación plástica cíclica de la aleación Ti6Al4V. A pesar de que este efecto del creep cíclico en esta zona no es demasiado importante, el incremento que produce en la tensión de tracción en la superficie del recubrimiento ayuda al mecanismo intrínseco de reducción del

apantallamiento que ejercen las microfisuras, para que la fisura anillo se forme (ver sección 3.4.1). La formación de esta fisura es el primer límite que presenta el mapa en este recorrido, dando paso a la zona de daño amarilla. En esta zona la degradación superficial del recubrimiento sigue aumentando tanto por mecanismos intrínsecos como por el aumento de la tensión de tracción σ_{rmax} debido al aumento en la deformación plástica del substrato por efecto del creep cíclico que es mayor también en esta zona.

La degradación del recubrimiento permite a su vez que la tensión efectiva que actúa en la intercara sea mayor, convirtiéndose en otra fuente para el aumento en la deformación plástica del substrato. Toda esta espiral de incremento de daño lleva a la aparición de la primera delaminación del recubrimiento que se constituye en el siguiente límite que presenta el mapa en este recorrido y que da paso a una zona de daño más severa (zona naranja). Como ya se ha comentado antes en este mismo apartado, este inicio de la delaminación se presenta en el centro de la deformación plástica del substrato, sobre el eje de carga, y se debe esencialmente a un modo I de sollicitación debido a la tensión residual que induce la deformación plástica del substrato en la intercara por la recuperación elástica del recubrimiento durante la descarga. En esta zona ya se ha alcanzado la saturación de la deformación plástica del substrato por creep cíclico y, por tanto, el incremento en esta deformación se debe exclusivamente al aumento de la tensión efectiva asociado a la mayor degradación que sigue sufriendo superficialmente el recubrimiento, representada en multifisuración anillo e incluso alguna fisura cónica.

Este aumento de la deformación plástica del substrato alcanza una magnitud suficiente para producir fisuración radial por la flexión que se induce, que es el último límite que presenta el mapa en este recorrido. La flexión que se induce supera la resistencia a flexión del recubrimiento en esa zona de manera similar a lo que se presenta durante la formación monotónica de la fisura radial. Este último límite determina la transición del patrón del daño por delaminación, pasando del régimen en el cual el daño se inicia en el centro debido básicamente al modo I que actúa en la intercara ($P_{max} < P_{cr}$) a un régimen en el cual la delaminación se inicia en

los bordes de la deformación plástica del sustrato debido al modo II asociado a la tensión de cizalladura que se induce en esta zona ($P_{\max} > P_{cr}$). Esta cizalladura se vuelve predominante debido, tanto a la magnitud que ha alcanzado la deformación plástica del sustrato como a la consecuente formación de las fisuras radiales. Todo esto sumado a la excesiva degradación superficial que alcanza el recubrimiento, eliminan cualquier posibilidad de recuperación elástica del recubrimiento y, por tanto, de que exista tensión residual de tracción con respecto a la intercara en el centro de la deformación del sustrato. La severidad del daño en esta zona, explica su color rojo similar al de la zona de mayor daño en el mapa para $P_{\max} > P_{cr}$.

- 2) $P_{\max} > P_{cr}$: el color rojo de la primera zona que se encuentra al aumentar el número de ciclos en este rango de carga denota la severidad del daño que se presenta durante estos primeros ciclos. Desde el inicio se presenta la deformación plástica del sustrato, fisura cónica y fisura radial. Al aumentar el número de ciclos, se presenta un incremento en la deformación plástica del sustrato debido esencialmente a la mayor tensión efectiva en la intercara asociada a la mayor degradación en la superficie del recubrimiento. Nótese que el aporte del creep cíclico a la deformación del sustrato en esta zona no es muy importante. La mayor deformación plástica del sustrato se traduce en un incremento en el número y longitud de las fisuras radiales.

La deformación plástica del sustrato y las fisuras radiales alcanzan una magnitud suficiente para inducir una tensión de cizalladura que inicia la delaminación del recubrimiento en los bordes de la deformación del sustrato. Este inicio de la delaminación es el primer y único límite de daño que presenta el mapa en este recorrido. A partir de este límite (zona rojo intenso), la delaminación crece cíclicamente en dirección radial y hacia el centro hasta completar el patrón de daño circular. Este crecimiento se presenta esencialmente bajo modo II y se debe al incremento en la deformación plástica del sustrato y, en consecuencia, al incremento en la fisuración radial. Nótese que la deformación plástica del sustrato en esta zona aumenta inicialmente tanto por la degradación del recubrimiento como por efecto del creep cíclico pero, una vez saturado este mecanismo, dependerá

únicamente de la degradación cíclica de la superficie del recubrimiento. Al seguir incrementando el número de ciclos en esta zona, el diámetro del patrón circular de la delaminación sigue aumentando e incluso las fisuras radiales alcanzan la superficie del recubrimiento, hasta alcanzar un valor de estabilización debido a la saturación que se presenta en la degradación superficial del recubrimiento, ya que, con el efecto del creep cíclico saturado, esta es la única fuente para seguir aumentando la deformación plástica del sustrato.

4.5. Conclusiones

En este apartado se ha estudiado la respuesta del recubrimiento monocapa 6P64C al contacto Hertziano estático y cíclico. Además, para dilucidar los mecanismos de daño en el recubrimiento bajo contacto cíclico, se han estudiado también vidrios monolíticos fundidos y sinterizados con la misma composición química del recubrimiento (6P64F y 6P64S) y el comportamiento bajo contacto cíclico de la aleación Ti6Al4V. A continuación se resumen las conclusiones más importantes a las que se ha llegado en cada sección:

4.5.1. Respuesta al contacto Hertziano estático

El recubrimiento monocapa es sensible al contacto estático Hertziano utilizando la formación de la fisura anillo como criterio de daño. Esta fisura se ha formado para valores de carga menores al que la produce monotonamente, en función del tiempo de contacto. Esta sensibilidad es claramente mayor en agua destilada debido a la mayor concentración de la especie activa en la punta de la fisura, facilitando el efecto de fisuración por corrosión bajo tensión. La morfología de las fisuras formadas tanto en aire como en agua destilada es similar a la que se presenta en los vidrios comunes sometidos a ensayos de corrosión bajo tensión con las metodologías convencionales.

El análisis de la formación de la fisura anillo bajo contacto estático mediante un modelo de coalescencia de fisuras pre-existentes que crecen según la ley potencial de crecimiento hasta completar el anillo, ha permitido obtener una expresión que relaciona

la carga aplicada con el tiempo de propagación y el exponente convencional de crecimiento de fisura. El ajuste de esta expresión con los resultados experimentales es aceptable teniendo en cuenta la similitud de los exponentes obtenidos con los reportados en la literatura.

4.5.2. Respuesta al contacto Hertziano cíclico

La comparación entre los resultados de fisuración anillo bajo contacto estático y cíclico ha mostrado, por primera vez, que un recubrimiento monocapa de vidrio se degrada por efecto de la fatiga cíclica. Esta degradación es atribuida fundamentalmente a un mecanismo de reducción del apantallamiento que ejercen inicialmente las microfisuras que se encuentran delante de la punta de la fisura pre-existente y alrededor de su estela inicial. La existencia de este mecanismo en el recubrimiento de vidrio se debe a su carácter sinterizado que permite la formación de microfisuras en los bordes de las partículas sinterizadas. Esto ha permitido observar, por primera vez, la degradación cíclica de un vidrio, material en el que generalmente se asume que no existe dicha degradación. El posible mecanismo de fisuración cíclica ha sido propuesto a partir el análisis detallado de la fisura anillo en la cual se ha observado la presencia de residuos de partículas entre las caras y alrededor de la fisura. Estos residuos pueden estar asociados tanto al rozamiento y contacto entre las caras de las microfisuras como al desprendimiento de partículas de vidrio por la coalescencia entre microfisuras. El efecto de estos residuos es la degradación del apantallamiento inicial que ejercen las microfisuras facilitando por tanto la formación prematura de la fisura anillo bajo contacto cíclico.

La degradación cíclica intrínseca del recubrimiento se ve acelerada por el incremento en la tensión de tracción en la superficie del recubrimiento debido la deformación plástica del sustrato. Esta deformación es consecuencia del creep cíclico que sufre el sustrato debido fundamentalmente a la tensión de cizalladura cíclica inducida en la intercara. La sensibilidad del sustrato a este fenómeno fue verificada mediante el estudio del aumento en la deformación plástica de la aleación Ti6Al4V sometida al contacto cíclico directo para diferentes valores de carga máxima.

La confirmación definitiva de la sensibilidad del recubrimiento al contacto cíclico ha sido lograda mediante la comparación con la respuesta de los vidrios sinterizado y fundido de composición química igual a la del recubrimiento. Esta comparación ha demostrado que tanto el recubrimiento como el vidrio sinterizado, elástica y microestructuralmente equivalentes, presentan la misma sensibilidad al contacto cíclico, sólo incrementado en el recubrimiento por la deformación plástica del sustrato. El vidrio fundido, por el contrario, presenta una degradación cíclica menor a la que se produce en el recubrimiento durante el contacto estático y prácticamente igual a la que se produciría en un vidrio sólo degradable bajo carga estática.

El análisis de la formación cíclica de la fisura anillo mediante el mismo modelo de coalescencia de fisuras empleado en el caso estático, pero esta vez a partir de la ley modificada de Paris-Erdogan, ha mostrado que el crecimiento de fisuras previo a la formación del anillo es fuertemente dependiente del factor de intensidad de tensiones máximo, K_{max} , pero débilmente dependiente de la amplitud del factor de intensidad de tensiones, DK . Estas dependencias corroboran el comportamiento de crecimiento de fisura por fatiga cíclica observado en el recubrimiento, consistente con lo que se presenta típicamente en el crecimiento de fisuras en cerámicos sensibles a cargas cíclicas.

4.5.3. Delaminación del recubrimiento debido al contacto Hertziano cíclico

Siguiendo la misma metodología utilizada para estudiar la sensibilidad del recubrimiento al contacto estático y cíclico, se ha estudiado la respuesta de la intercara al contacto cíclico utilizando como criterio de daño, el inicio de la delaminación que se presenta monotonicamente. Los resultados han mostrado que la aparición de este daño es sensible al contacto cíclico, presentándose para valores de carga menores a la que lo produce monotonicamente. La deformación plástica del sustrato desde el primer ciclo y su incremento con el número de ciclos por el efecto del creep cíclico, juegan un papel determinante en la aparición de la delaminación cíclica. Como ya se ha comentado, la deformación plástica del sustrato acelera la degradación intrínseca superficial del

recubrimiento la cual, a su vez, permite el aumento en la deformación plástica del sustrato debido a la mayor tensión efectiva que permite dicha degradación. Esta espiral de daño es otro factor importante para la aparición de la delaminación cíclica.

Las curvas de la delaminación cíclica presentan dos regímenes claramente diferenciados, asociados a dos morfologías de daño también claramente diferentes, en función de la relación entre la carga máxima aplicada, P_{\max} , y la carga crítica monótonica para la fisuración radial, P_{cr} . En el rango de mayor carga ($P_{\max} > P_{cr}$), con presencia de fisuras cónica y radial desde el primer ciclo, la delaminación cíclica se presenta fundamentalmente durante la fase de carga y se inicia en el exterior de la deformación plástica del sustrato, esencialmente en modo II, debido a la tensión de cizalladura que se induce en esta zona de la intercara. Esta tensión se ve acentuada por la presencia de las fisuras radiales que, al mismo tiempo, inhiben la recuperación elástica del recubrimiento durante la descarga. El crecimiento cíclico de la delaminación procede radialmente hacia el interior con respecto al eje de carga, también en modo II, hasta completar el patrón de daño similar al que se produce monótonicamente. La delaminación cíclica en este régimen es claramente dependiente de P_{\max} , lo cual es coherente con la inhibición de la recuperación elástica del recubrimiento, que implica un papel despreciable de ΔP .

Al seguir aumentando el número de ciclos, el diámetro del patrón circular del daño sigue aumentando hasta estabilizarse debido a la saturación en la degradación superficial del recubrimiento. En el rango de menor carga ($P_{\max} < P_{cr}$), sin presencia de fisuras radiales, el inicio de la delaminación se presenta fundamentalmente durante la descarga y en el centro de la deformación plástica del sustrato, sobre el eje de carga, debido esencialmente a un modo I que actúa en esa zona de la intercara. Este modo se debe a la tensión residual que se presenta en la intercara debido a la deformación plástica del sustrato y la recuperación elástica del recubrimiento durante la descarga. La delaminación continua cíclicamente hacia afuera del eje de carga, fundamentalmente en modo I, hasta completar el patrón de daño circular mayoritariamente de color blanco debido a la interferencia, indicando un espesor de separación del sustrato mayor al que se presenta en el régimen de $P_{\max} > P_{cr}$. Con el aumento en el número de ciclos, se

presenta la transición al mecanismo de la delaminación del rango de carga mayor, ya que la deformación plástica del substrato alcanza una magnitud suficiente para generar fisuras radiales.