

**CARACTERIZACIÓN MECÁNICO-METALÚRGICA
DE LA CONFORMACIÓN EN CALIENTE DEL
ACERO MICROALEADO DE MEDIO CARBONO
38MnSiVS5.**

José María Cabrera Marrero

Memoria de tesis presentada para optar al grado de Doctor Ingeniero Industrial
por la Universitat Politècnica de Catalunya.

Dirigida por el Dr. José Manuel Prado Pozuelo
Departamento de Ciencia de Materiales e Ingeniería Metalúrgica.
E.T.S. d'Enginyeria Industrial de Barcelona
Universitat Politècnica de Catalunya

Agosto 1995



E.T.S.E.I.B.



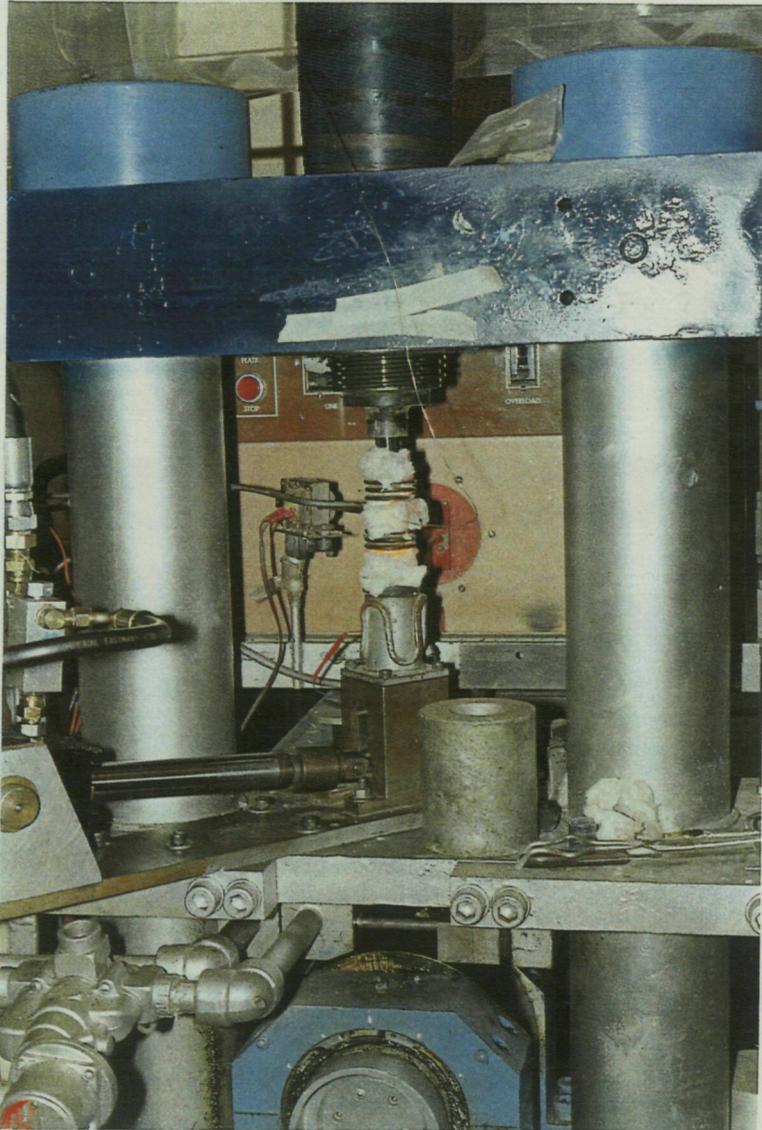


Figura 7.4. Montaje utilizado en los ensayos de compresión en el laboratorio CANMET.

7.4.- ENSAYOS EFECTUADOS.

Como acero de estudio se escogió el denominado A (ver capítulo II). De este modo se conseguía minimizar el efecto del crecimiento anormal en la inicial etapa de austenización puesto que, como se mostró en capítulos anteriores, este acero presentaba crecimiento anormal moderado. Escoger el acero B, de crecimiento anormal significativo hubiera supuesto no poder despreciar este fenómeno.

Para estudiar su comportamiento a fluencia, se llevaron a cabo ensayos de compresión uniaxial a velocidades de deformación verdadera $\dot{\epsilon}$ constantes que oscilaron entre 10^{-4} y 10

seg⁻¹. Para ello se usaron los tres sistemas de ensayos anteriormente descritos. El equipo electromecánico para ensayos a velocidades $\dot{\epsilon} < 0.3 \text{ seg}^{-1}$, el equipo servohidráulico para $\dot{\epsilon} = 1$ y 3 seg^{-1} y finalmente el plastómetro por leva para $\dot{\epsilon} = 10 \text{ seg}^{-1}$.

Del material de partida se extrajeron probetas cilíndricas paralelas a la dirección de laminación, y se mecanizaron según las siguientes dimensiones: 11.4 mm de longitud y 7.6 mm de diámetro, excepto las utilizadas en el plastómetro, donde la longitud fue de 10 mm. Con las dimensiones indicadas se evitaba la aparición de pandeo.

Cada ensayo se prolongaba hasta una deformación total de $\epsilon = 1$, excepto en el plastómetro, donde la máxima deformación alcanzada fue de $\epsilon = 0.8$. En la Fig. 7.5 se muestran las probetas utilizadas y su estado final tras el ensayo.



Figura 7.5. Probetas utilizadas en los ensayos de compresión. Se muestra una secuencia de deformaciones verdaderas de 0, 0.25, 0.5, 0.75 y 1.

Las temperaturas de ensayo escogidas variaron entre 1150 y 850°C, a intervalos de 50°. Tres condiciones de austenización diferentes, listadas en la Tabla 7.2, fueron efectuadas a cada temperatura con objeto de provocar tres diferentes microestructuras iniciales.

En todos los casos la velocidad de calentamiento fue de aproximadamente 1°C seg⁻¹ y la velocidad de enfriamiento hasta la temperatura de ensayo se mantuvo en 2°C seg⁻¹.

Para los ensayos de alta velocidad (i.e. $\dot{\epsilon} > 0.3$) se utilizó nitruro de boro como lubricante, aunque se comprobó que su efecto no era significativo. Para los ensayos de baja velocidad finalmente no se utilizó lubricación, toda vez que se comprobó igualmente, con los distintos lubricantes utilizados (disulfuro de molibdeno y polvo de vidrio) que los resultados no eran apreciablemente diferentes.

Ensayo	Condición de austenización
Serie A1	Austenización durante 5 minutos a 1200°C y enfriamiento hasta temperatura de ensayo.
Serie A2	Austenización durante 5 minutos directamente a temperatura de ensayo.
Serie A3	Austenización durante 30 minutos directamente a temperatura de ensayo.

Tabla 7.2. Recopilación de condiciones de austenización efectuadas durante los ensayos de compresión

Acabado el ensayo las probetas eran templadas tan rápido como se podía (en función del sistema de ensayo, antes de 3 seg. en el sistema electromecánico, y antes de 1 seg. en el resto de sistemas), para el posterior análisis del tamaño de grano. No obstante en algunas situaciones las probetas no pudieron templarse al quedarse literalmente pegadas en el útil de compresión.

La determinación del tamaño de grano de conformado se efectuó de manera similar a como se hizo en el estudio inicial del grano en condiciones de austenización, véase el capítulo IV.

Debe notarse que en los ensayos de la serie A1 la microestructura inicial era idéntica para todas las probetas ensayadas (tamaño de grano, fracción de volumen de precipitados y densidad de dislocaciones), mientras que en los ensayos de las series A2 y A3 cada probeta tenía una microestructura diferente a cada temperatura porque la austenización se efectuaba directamente a la temperatura de ensayo. Los ensayos de la serie A3 se efectuaron para determinar si el crecimiento de los precipitados, respecto a los ensayos de la serie A2, tenían efecto sobre el comportamiento a fluencia.

7.5.- RESULTADOS

Las curvas de fluencia obtenidas en todas las condiciones de ensayo fueron las típicas de materiales que sufren recristalización dinámica, tanto de pico simple como de pico cíclico. En algunas situaciones (a altas velocidades y bajas temperaturas) apenas se observó ablandamiento posterior a la tensión de saturación, poniéndose de relieve que el único mecanismo de ablandamiento operante entonces era la restauración dinámica. A continuación se muestran algunas de las curvas de fluencia obtenidas. Así la Fig. 7.6 muestra curvas de fluencia para ensayos de la serie A1 a una temperatura de conformación de 1050°C. Es evidente que un aumento de la velocidad de deformación supone un aumento de las tensiones involucradas, y que las oscilaciones en la curva de fluencia aparecen a velocidades de deformación lentas, y a medida que ésta aumenta tienden a desaparecer.

En las Figs. 7.7 a 7.12 se muestra una selección de los resultados obtenidos a velocidades de deformación fijas de 10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-2} , 10^{-1} , 3 y 10 seg^{-1} , a temperaturas y condiciones de austenización variables. Un primer hecho notable a resaltar es la equivalencia, por lo que a las características mecánicas se refiere, del efecto de disminuir la temperatura o aumentar la velocidad de deformación. Se observa además una clara dependencia de la forma de la curva con la condición de austenización, y por lo tanto, entre otros factores, del tamaño de grano. Puede así apreciarse como por regla general presentan más oscilaciones las curvas de las series A2 y A3 que las de la serie A1. Este hecho es particularmente evidente en las Figs. 7.8 a 7.10. No debe olvidarse que el tamaño de grano fino tiende a favorecer la recristalización dinámica, por la gran cantidad de lugares de nucleación que ofrece una microestructura de grano fino. También se observa que en condiciones de recristalización dinámica, cuando ésta es cíclica, son aparentes más ciclos en las curvas de las series A2 y A3 (nótese en las Figs. 7.7 a 7.9 a altas temperaturas). Del mismo modo puede apreciarse como a bajas temperaturas y moderadas velocidades de deformación, las curvas de la serie A1 muestran ablandamiento por

restauración dinámica, mientras que en las mismas condiciones las curvas de las series A2 y A3 presentan un ablandamiento adicional (i.e. recristalización dinámica) (Figs. 7.9 a 7.12).

Las curvas de la Fig. 7.10 muestran las condiciones límites de los ensayos de compresión del sistema electromecánico, esto es, velocidades de deformación verdadera en el entorno de 0.1 seg^{-1} . Puede apreciarse como el material es ligerísimamente sensible a los cambios de velocidad del bastidor, aunque en términos globales la envolvente es equivalente a la curva obtenida, dando validez por tanto a los ensayos (lo cual también queda corroborado por la correlación de resultados observados entre las distintas máquinas de ensayo).

Otro hecho notable que conviene destacar en las curvas de la Fig. 7.7, y por ende de velocidades de deformación lentas, es la aparición de incrementos o caídas súbitas del esfuerzo de fluencia o bien un aspecto aserrado del mismo. Ello muy probablemente se debió a fenómenos de "dynamic strain aging" (los átomos de soluto son capaces de difundirse a velocidades más rápidas que la velocidad de las dislocaciones, de modo que las capturan y las bloquean, incrementando el esfuerzo necesario para el avance de aquéllas; cuando por fin quedan libres se produce la caída de carga). Dada la puntual aparición de este fenómeno sólo a bajas velocidades de deformación (fuera de la práctica industrial del sector de la forja) no se analizó ni se consideró. No debe confundirse este fenómeno con las oscilaciones mostradas en la Fig. 7.7, serie A1, a 1100 y 1050°C, debidas a ligeras oscilaciones de temperatura en el horno de ensayo (para estos caso como curva de análisis se tomó la curva promedio).

En la Fig. 7.13 se muestra, en escala ampliada con objeto de favorecer su observación, un detalle de las curvas de recristalización cíclica correspondientes a la Fig. 7.8. Puede apreciarse que tal recristalización se atenúa prácticamente en dos ciclos, y desaparece a medida que la velocidad de deformación aumenta, observándose entonces sólo recristalización de pico simple.

También debe notarse que en las curvas de recristalización cíclica el valor de carga del segundo ciclo de recristalización es en algunos casos superior al del primer ciclo, especialmente a las velocidades de deformación más lentas (véase la Fig. 7.7, ensayos de las series A2 y A3). Esto también ha sido observado por Mintz y col.⁽¹⁴⁷⁾ en aceros de bajo carbono con aluminio y a velocidades de deformación relativamente lentas ($3 \cdot 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$). El citado efecto lo atribuyeron a las partículas de nitruro de aluminio y al control que éstas ejercían sobre el tamaño de grano. Con tamaños de grano fino se conseguía promover la recristalización, de modo que las deformaciones necesarias para que ésta progresase eran inferiores a las de aceros sin aluminio. Ello a su vez provocaba que el primer pico de recristalización fuese inferior, y por lo tanto el carácter anómalo de las curvas no estribaba en que el segundo pico fuese más alto que el primero, sino en que el primero era anormalmente bajo. A medida que los tamaños de grano crecían (bien los iniciales, bien los producidos durante la recristalización dinámica cíclica) este fenómeno se diluía. Ello se corresponde directamente con el comportamiento aquí observado especialmente en las series A2 y A3 donde los tamaños de grano iniciales eran inferiores a los de la serie A1. A medida que las velocidades de deformación aumentan, el carácter de recristalización cíclica va desapareciendo y por lo tanto también este fenómeno.

Otro aspecto a resaltar es la ligera tendencia a aumentar la tensión que muestran algunas curvas de fluencia cuando se acercan a deformación $\epsilon = 0.7$. Ello ha sido estudiado por Miralles⁽¹⁴⁸⁾ para las condiciones de ensayo de este trabajo mediante la técnica de elementos finitos. Se atribuyó este efecto al momento en que las “zonas muertas”, zonas insensibles a la deformación que todo ensayo de compresión produce (ver Fig. 7.1), entraban en contacto. El citado estudio también mostró que el ensayo de compresión pierde homogeneidad a medida que progresa, aunque tal efecto es de gran significancia en casos de alto rozamiento o gripaje, lo que no se produjo en los ensayos llevados a cabo en este trabajo. Se verificó adicionalmente que las condiciones de abarrilamiento eran especialmente importantes en las etapas finales del ensayo ($\epsilon > 0.75$), como además queda patente en la Fig. 7.5.

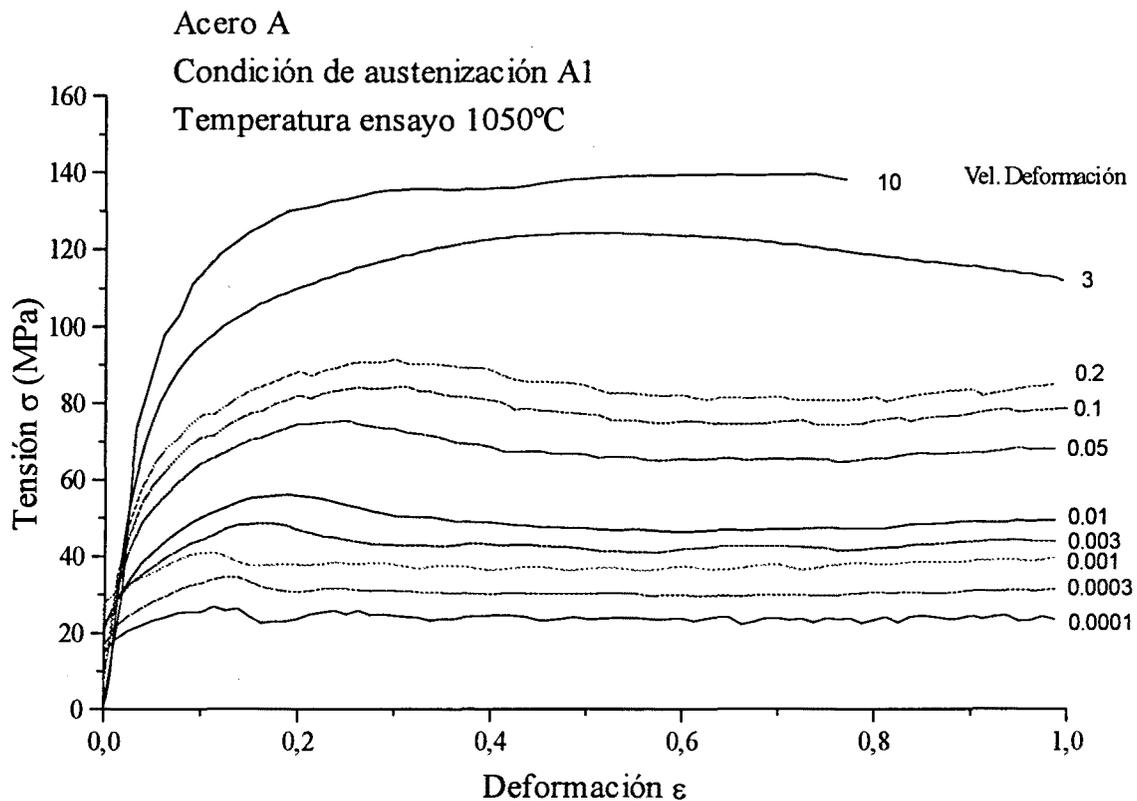


Figura 7.6. Curvas de fluencia de la serie de ensayos A1, a 1050°C y velocidades de deformación variables.

La Fig 7.14 muestra micrografías de algunas de las muestras ensayadas junto con su correspondiente curva de fluencia. Debe notarse como en todos los casos, incluso en ensayos donde la apariencia de la curva era sólo de restauración dinámica, los granos observados nunca fueron los típicos granos deformados en los que no se observa recristalización. Al contrario, casi siempre se observó que existían distintos tipos de granos en una misma estructura, de una manera similar a como se muestra en la Fig. 6.14 (para procesos controlados por recristalización dinámica). La multiplicidad de estructuras da a entender que en el lapso de tiempo entre que acababa el ensayo y se templaba la probeta tenían lugar fenómenos post-dinámicos, i.e. recristalización metadinámica, o incluso estática. De hecho la

propia recristalización dinámica de pico simple puede dar lugar a diferentes granos (recuérdese que en este caso unos granos están recristalizando y otros no). No obstante la gran diferencia entre el tamaño de los granos de las estructuras mostradas, lleva a pensar que la heterogeneidad es debida a fenómenos post-dinámicos, y no a la retención de la recristalización dinámica. Eso, como ya se explicó en el capítulo VI, puede dar lugar a las estructuras complejas observadas, especialmente a temperaturas intermedias y en presencia de partículas precipitadas. Adicionalmente puede observarse que en general las estructuras no eran exactamente equiáxicas ya que los límites de grano presentan una forma redondeada, con multiplicidad de curvaturas, dando a entender que la microestructura retenida por el temple estaba en fase de recristalización (dinámica, metadinámica o estática) todavía no finalizada.

Un factor adicional a citar es que las microestructuras corresponden a deformación de $\epsilon = 1$, y ya se ha comentado que el ensayo en sí pierde significancia a partir de deformaciones superiores a 0.7-0.8, y especialmente a $\epsilon = 1$ la heterogeneidad en deformaciones y velocidades de deformación, aún en condiciones de baja fricción, son apreciables, y por lo tanto afectan a la microestructura resultante.

En el capítulo VIII, no obstante, podrá comprobarse que a pesar de que estos tamaños de grano son heterogéneos y los granos observados son en su mayor parte metadinámicos, los tamaños medios se ajustan a las ecuaciones predichas en bibliografía.

En la Fig 7.15 se muestran los resultados de los tamaños de grano promedio producidos por el proceso de conformado a aproximadamente 3 segundos después de concluido el mismo. Puede observarse, además de una cierta dispersión motivada por los fenómenos post-dinámicos, que a medida que la velocidad de deformación aumenta el tamaño de grano final obtenido es más fino (para una temperatura fija), y que a velocidad de deformación fija, el tamaño tiende a crecer con la temperatura. Debe de nuevo recordarse que este grano es el promedio de los observados en la Fig. 7.14, y que por tanto representa el promedio de una estructura de carácter heterogénea.

VII. Estudio experimental y resultados de la conformación en caliente.

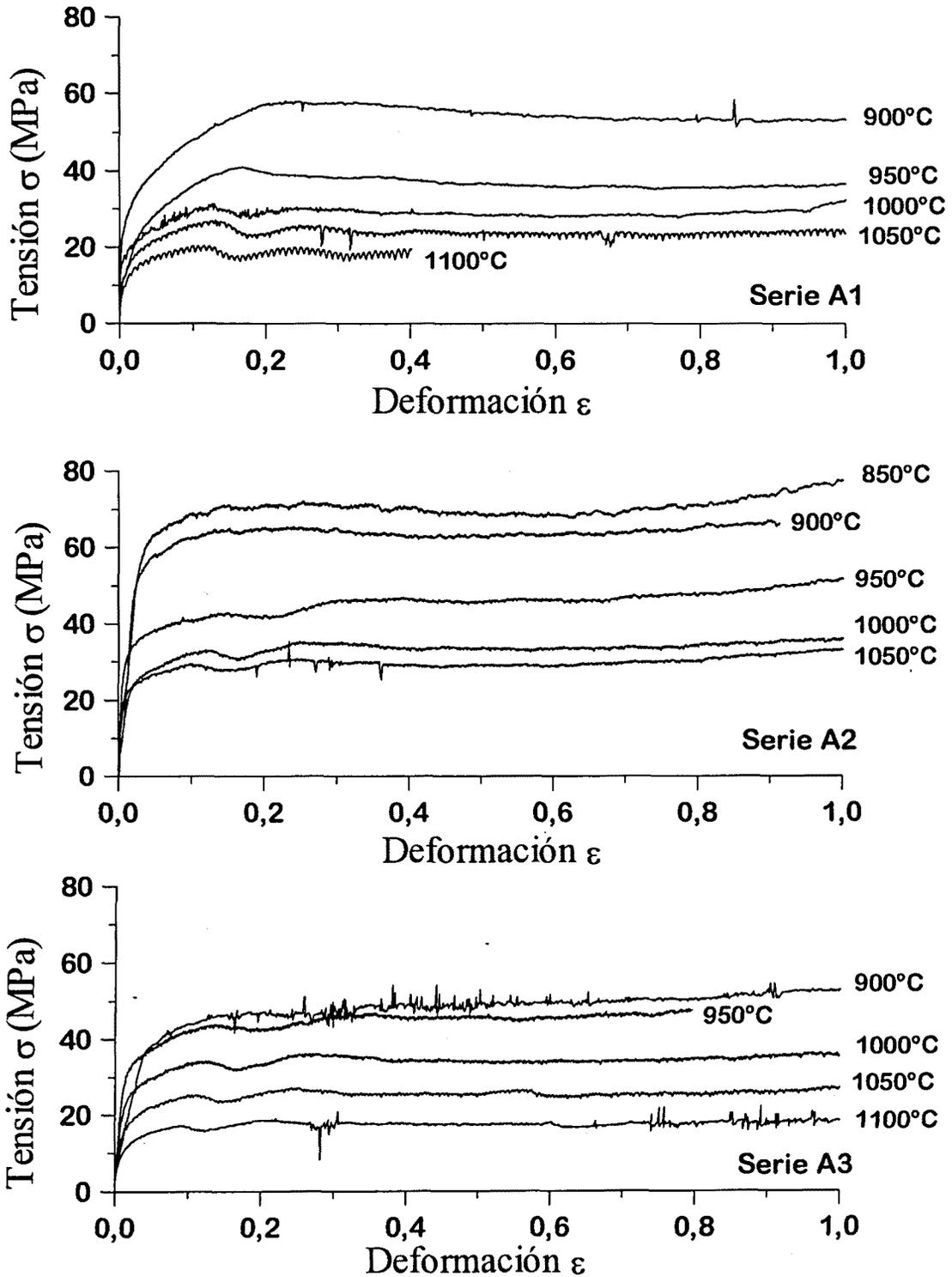


Figura 7.7. Curvas de fluencia de todas las series a velocidad de deformación verdadera $\dot{\epsilon} = 10^4 \text{ seg}^{-1}$.

VII. Estudio experimental y resultados de la conformación en caliente.

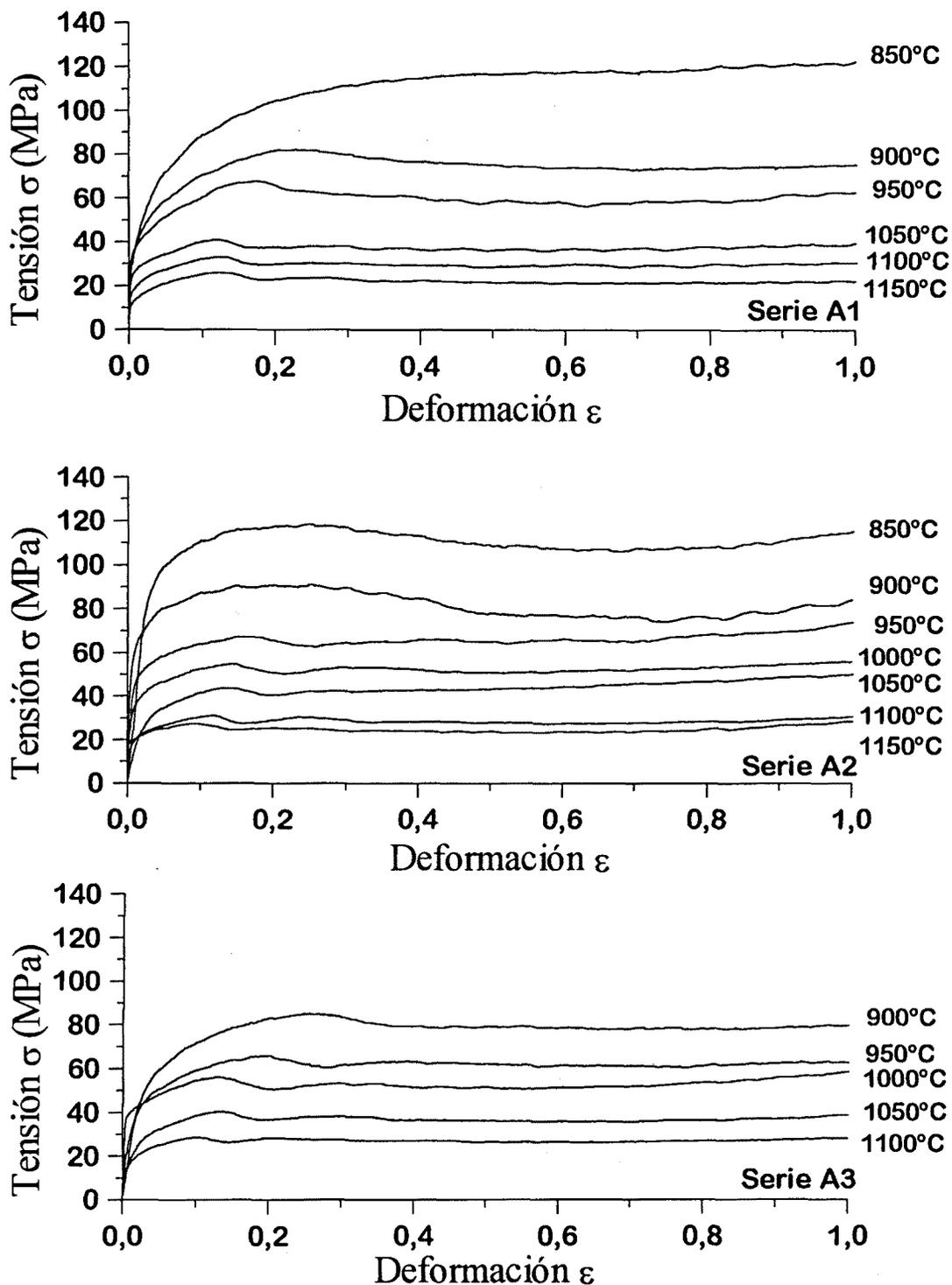


Figura 7.8. Curvas de fluencia de todas las series a velocidad de deformación verdadera $\dot{\epsilon} = 10^3 \text{ seg}^{-1}$.

VII. Estudio experimental y resultados de la conformación en caliente.

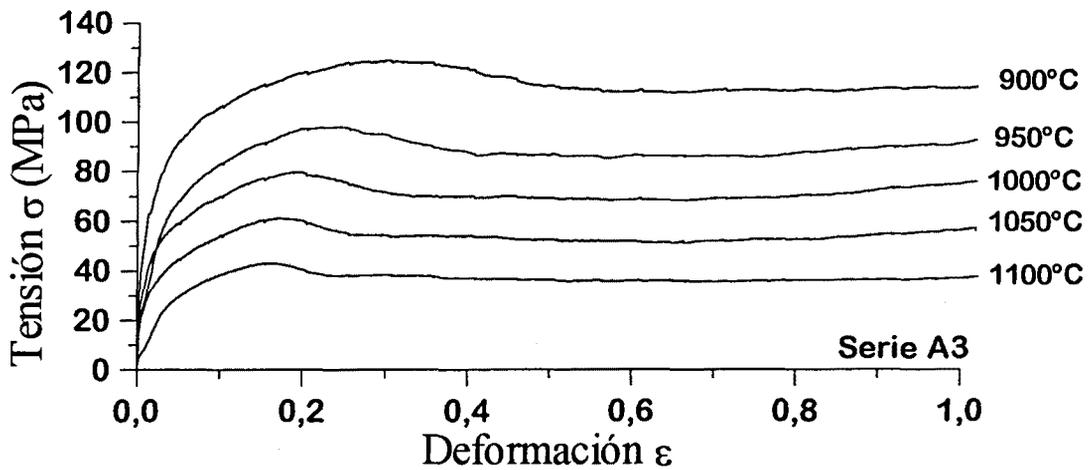
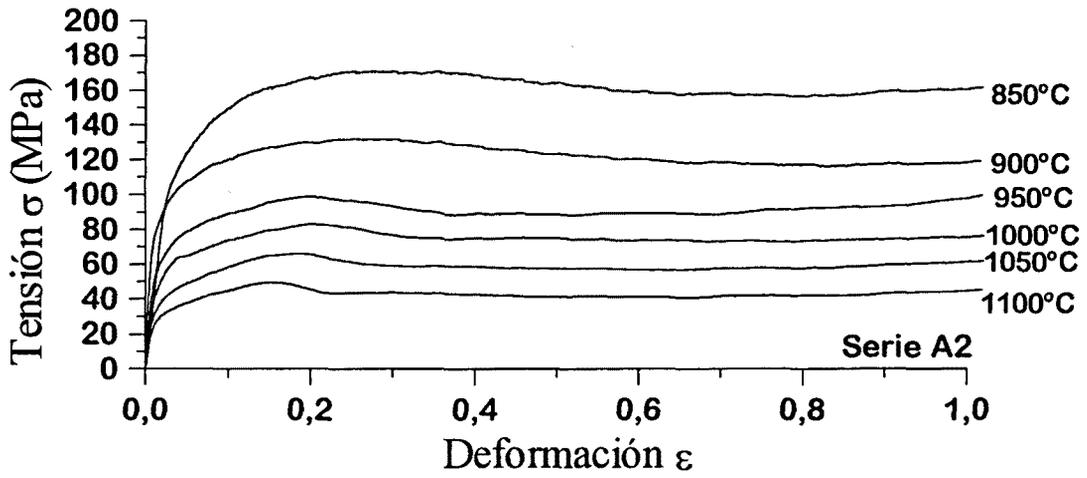
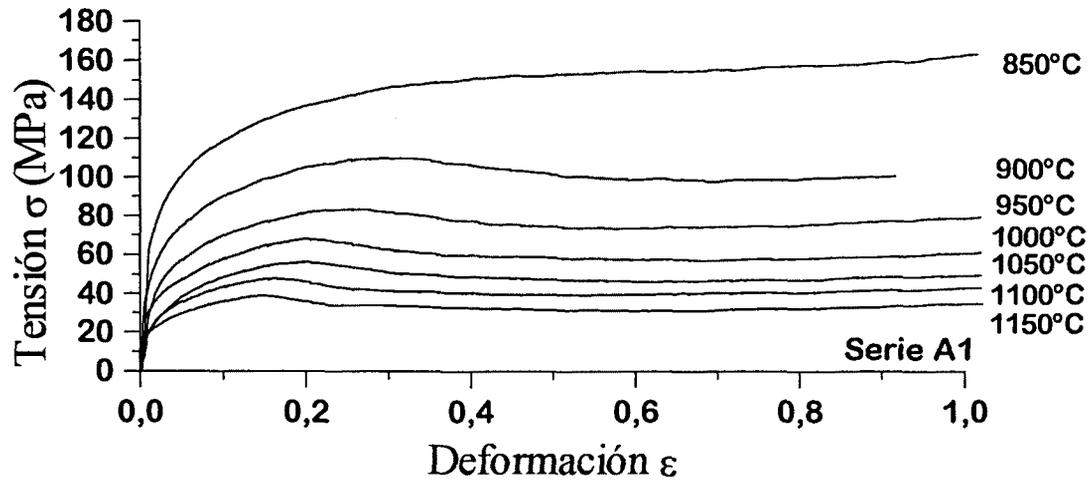


Figura 7.9. Curvas de fluencia de todas las series a velocidad de deformación verdadera $\dot{\epsilon} = 10^2 \text{ seg}^{-1}$.

VII. Estudio experimental y resultados de la conformación en caliente.

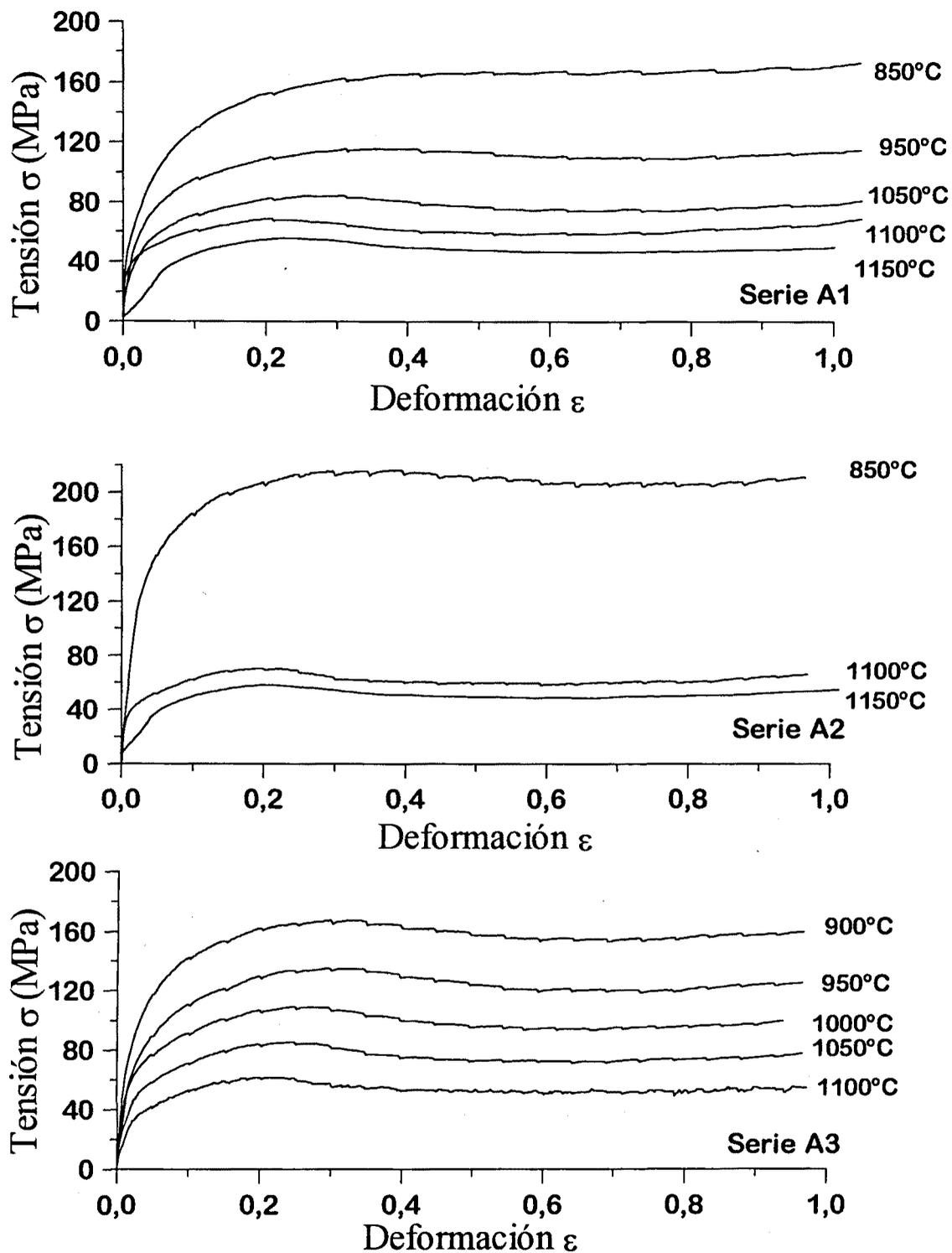


Figura 7.10. Curvas de fluencia de todas las series a velocidad de deformación verdadera $\dot{\epsilon} = 10^1 \text{ seg}^{-1}$.

VII. Estudio experimental y resultados de la conformación en caliente.

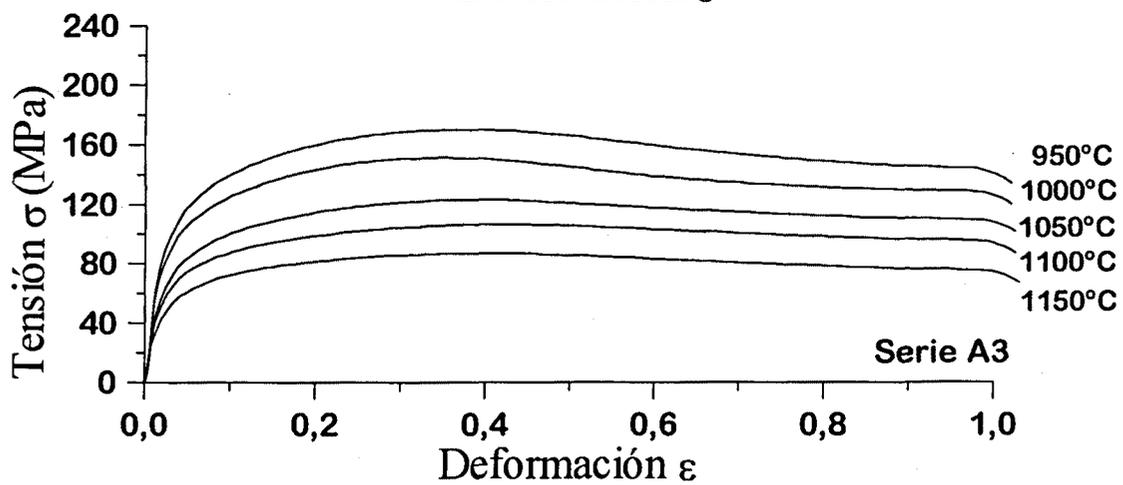
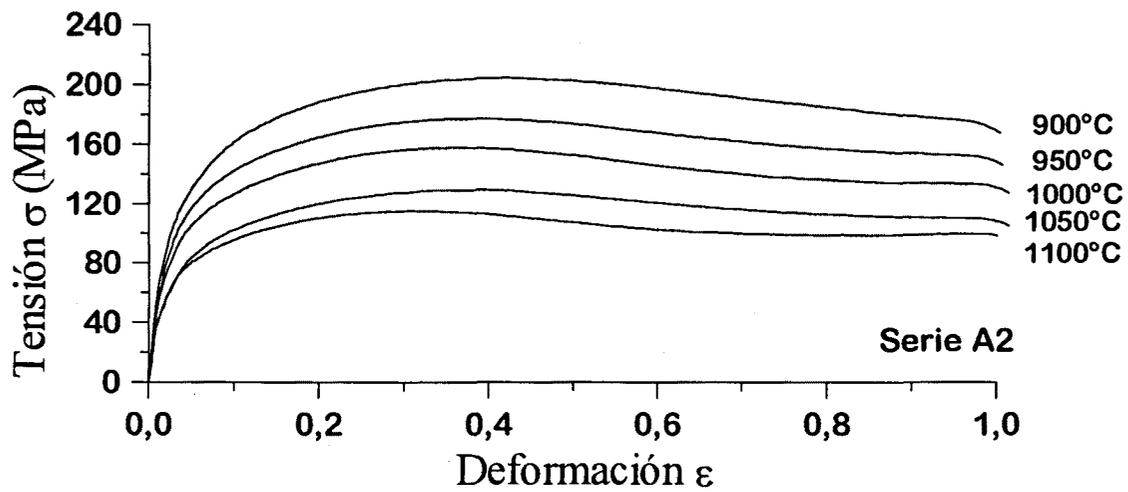
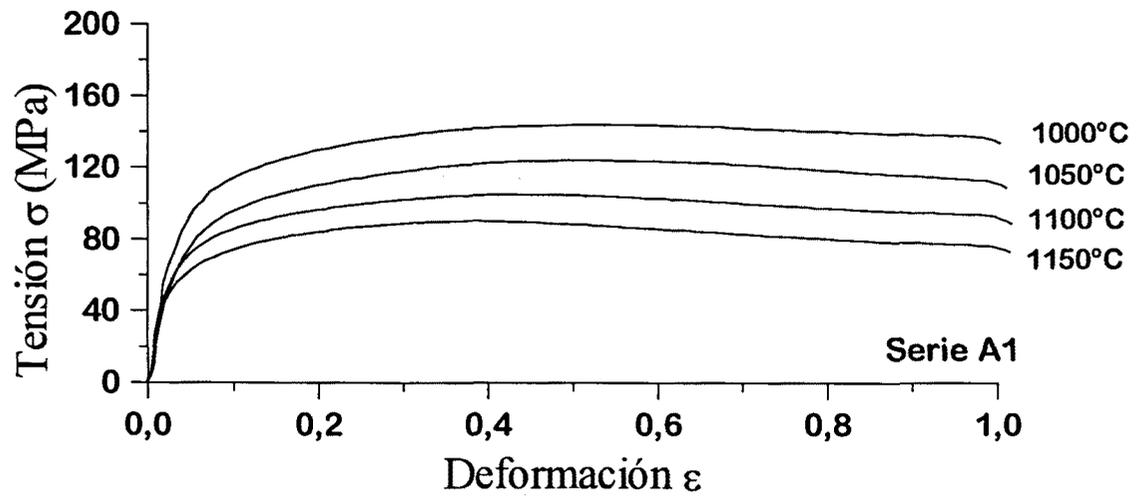


Figura 7.11. Curvas de fluencia de todas las series a velocidad de deformación verdadera $\dot{\epsilon} = 3 \text{ seg}^{-1}$.

VII. Estudio experimental y resultados de la conformación en caliente.

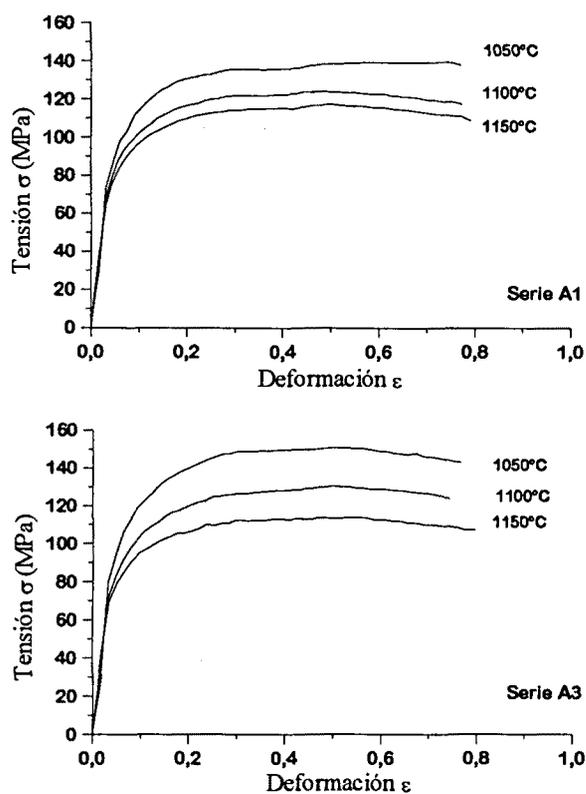


Figura 7.12. Curvas de fluencia de las series A1 y A3 a velocidad de deformación verdadera $\dot{\epsilon} = 10 \text{ seg}^{-1}$.

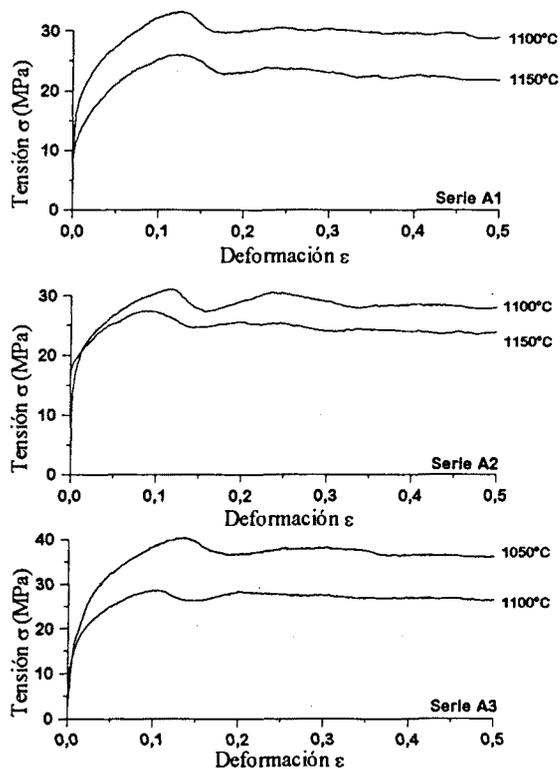


Figura 7.13. Detalle de las curvas de recristalización cíclica de la Fig. 7.8

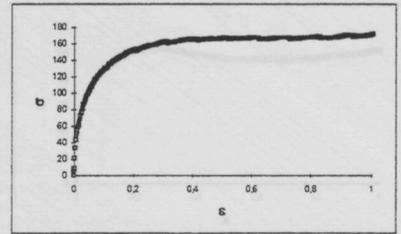
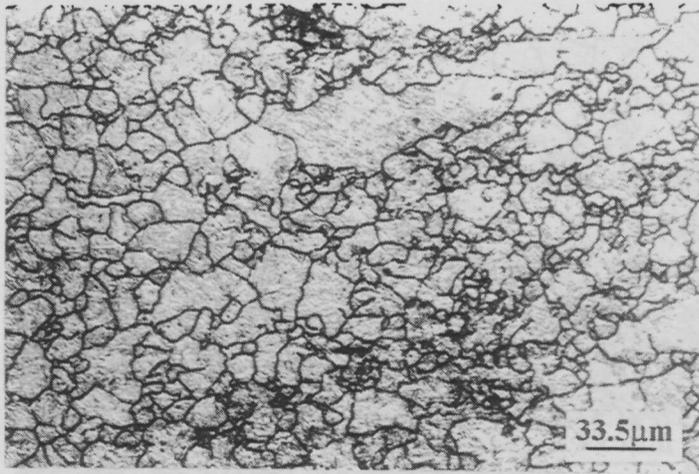


Figura 7.14.a Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-1} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 850^\circ\text{C}$ (serie A1).

Figure 7.14.a Grain structure of the sample deformed at $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-1} \text{ seg}^{-1}$ and $T = 850^\circ\text{C}$ (series A1)

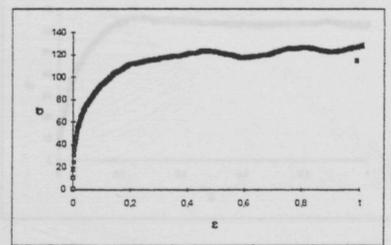
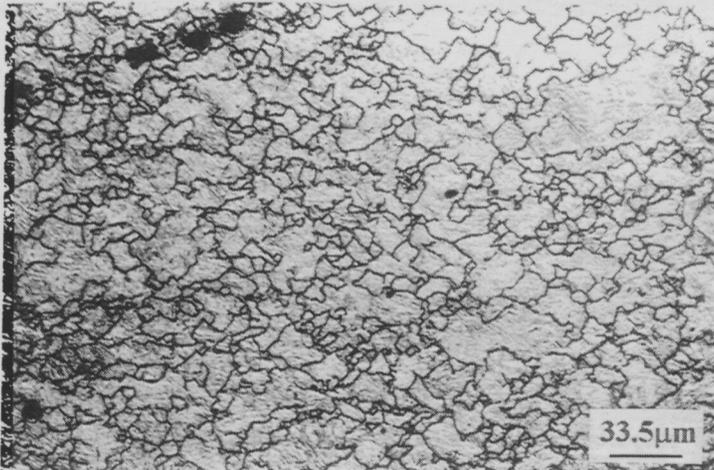


Figura 7.14.b Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 850^\circ\text{C}$ (serie A1).

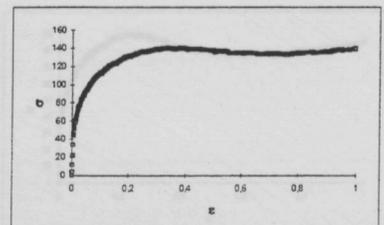
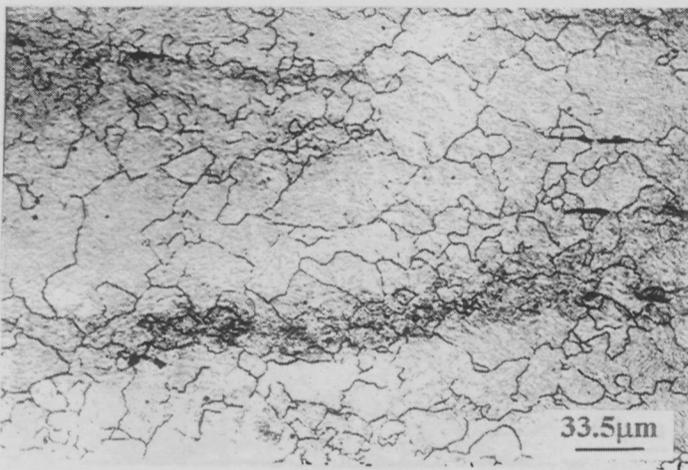


Figura 7.14.c Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 900^\circ\text{C}$ (serie A1).

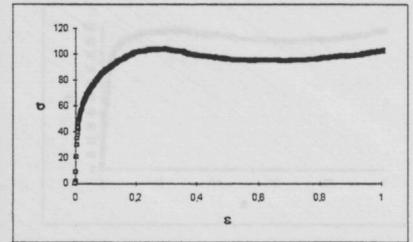
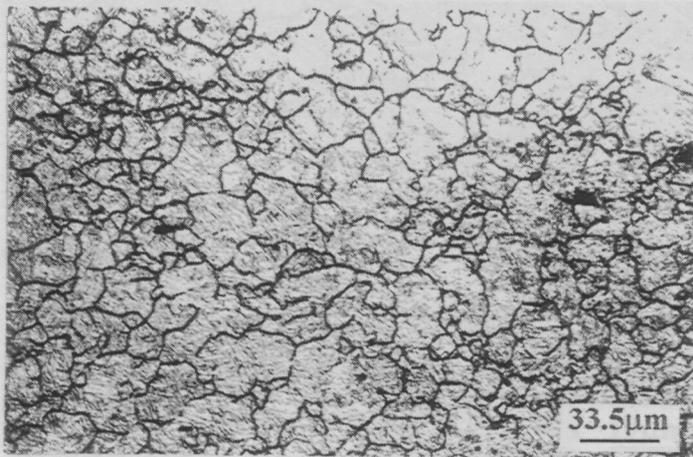


Figura 7.14.d Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 900^\circ\text{C}$ (serie A1).

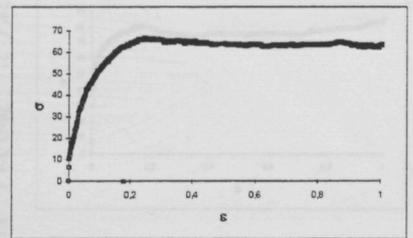
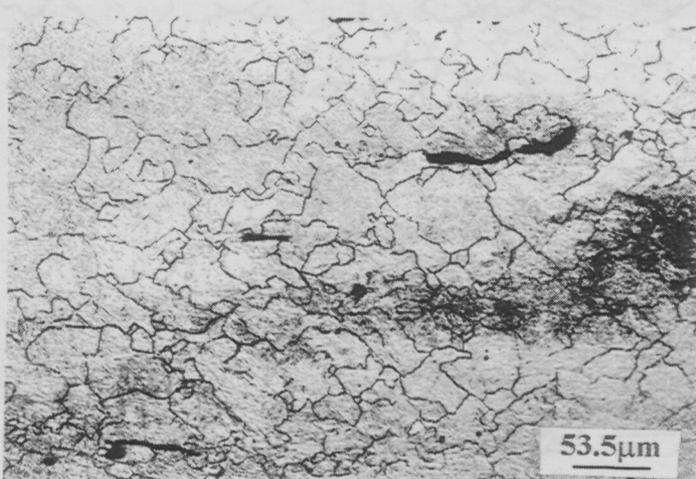


Figura 7.14.e Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 900^\circ\text{C}$ (serie A1).

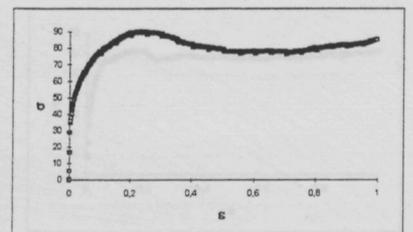
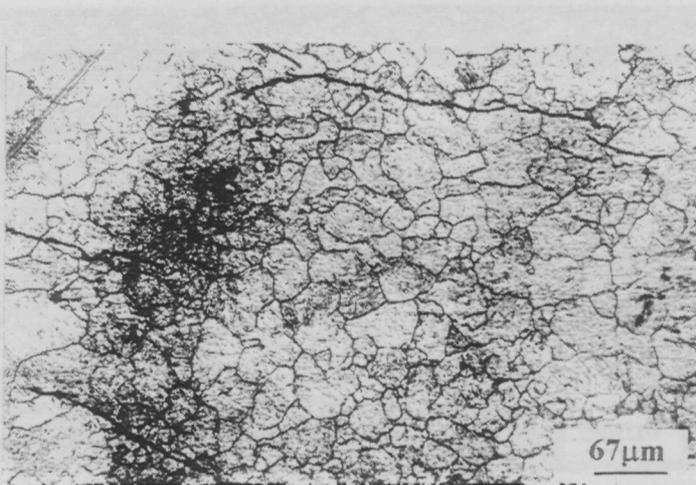


Figura 7.14.f Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 1000^\circ\text{C}$ (serie A1).

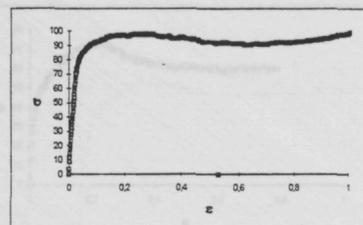
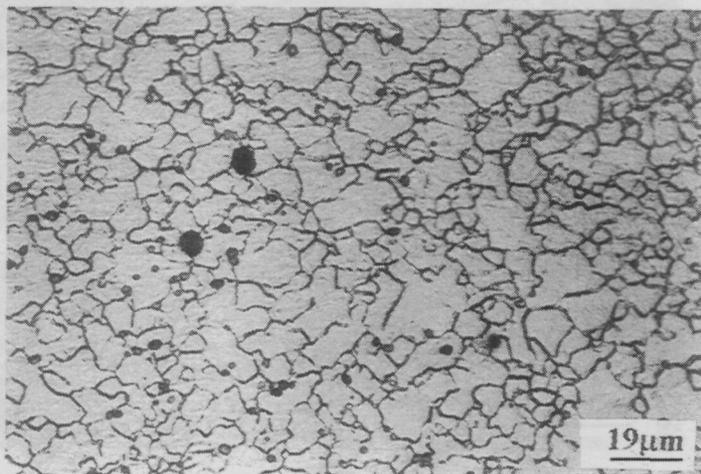


Figura 7.14.g Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 850^\circ\text{C}$ (serie A2).

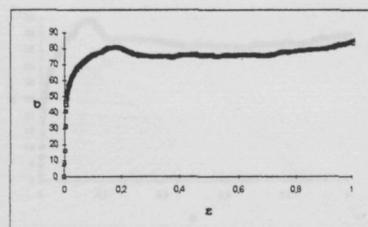


Figura 7.14.h Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 950^\circ\text{C}$ (serie A2).

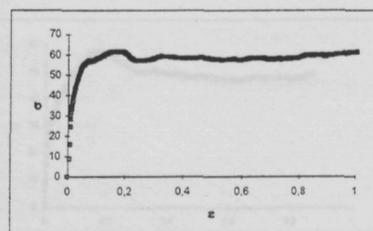


Figura 7.14.i Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 1000^\circ\text{C}$ (serie A2).

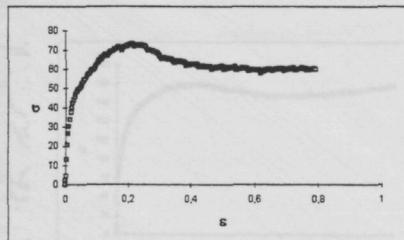
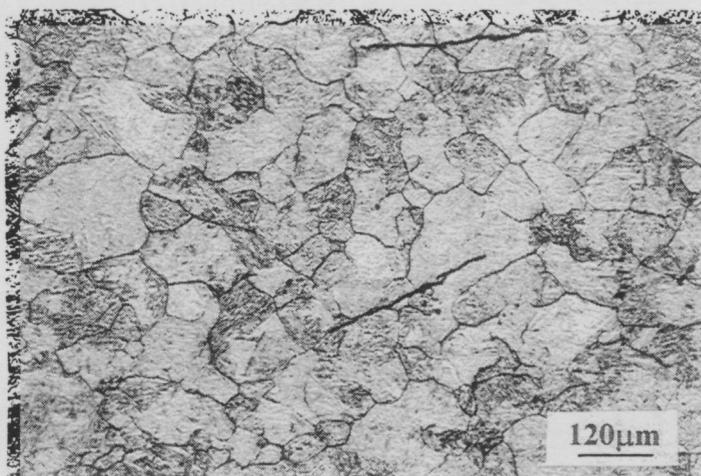


Figura 7.14.j Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-1} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 1100^\circ\text{C}$ (serie A2).

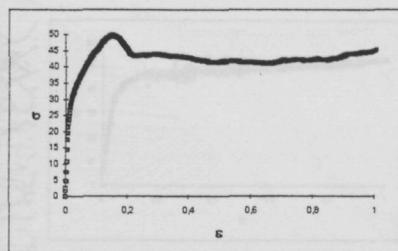
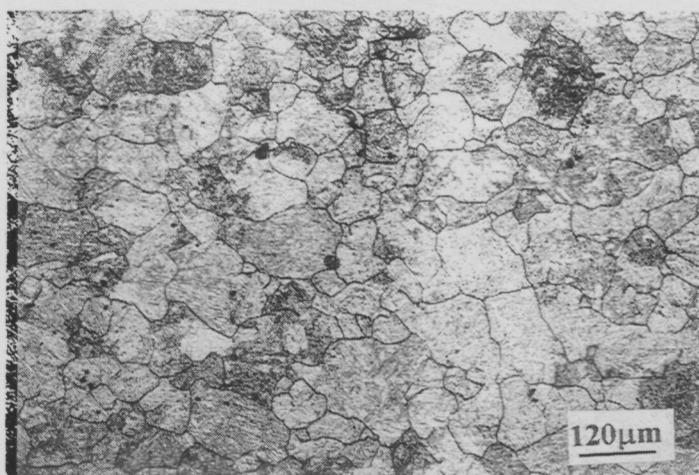


Figura 7.14.k Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 1100^\circ\text{C}$ (serie A2).

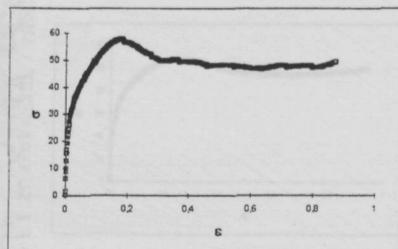
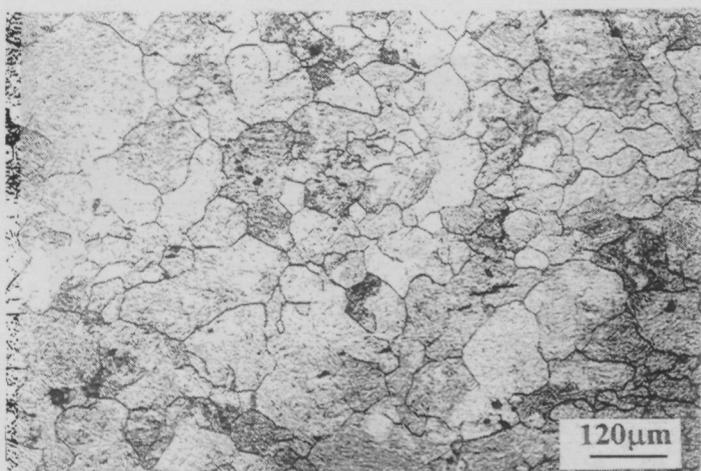


Figura 7.14.l Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 1100^\circ\text{C}$ (serie A2).

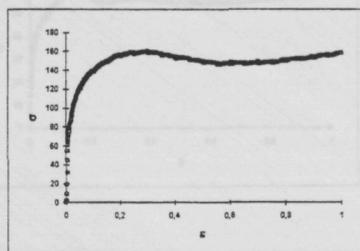
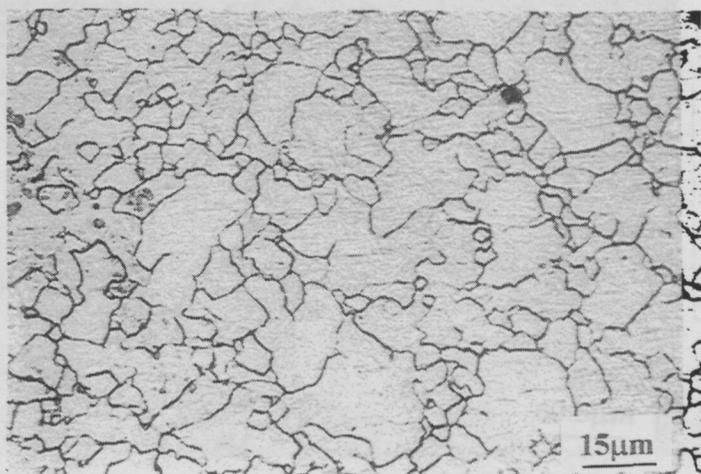


Figura 7.14.m Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 900^\circ\text{C}$ (serie A3).

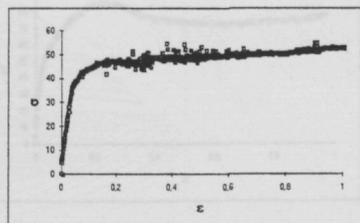


Figura 7.14.n Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-4} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 900^\circ\text{C}$ (serie A3).

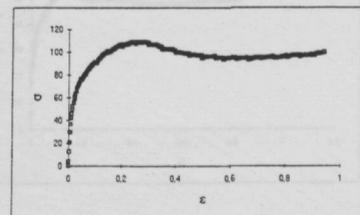


Figura 7.14.o Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-1} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 1000^\circ\text{C}$ (serie A3).

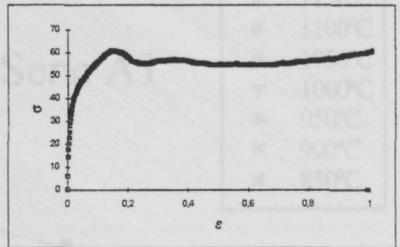
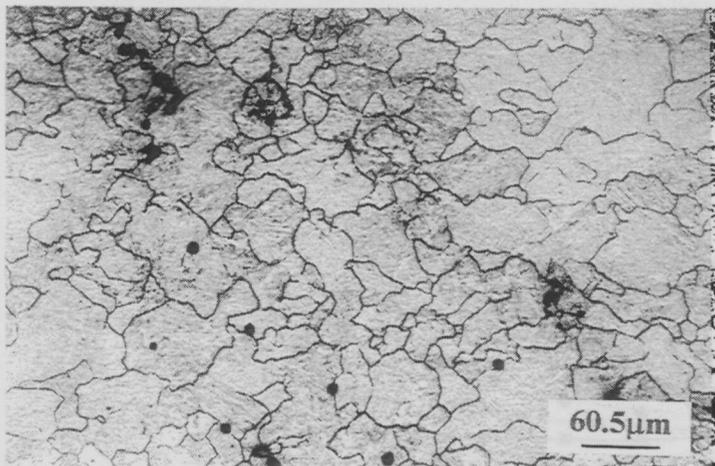


Figura 7.14.p Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 1000^\circ\text{C}$ (serie A3).

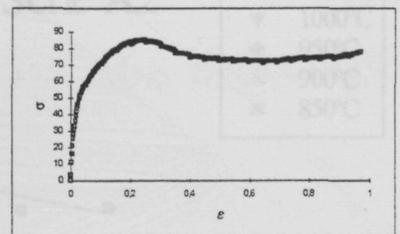
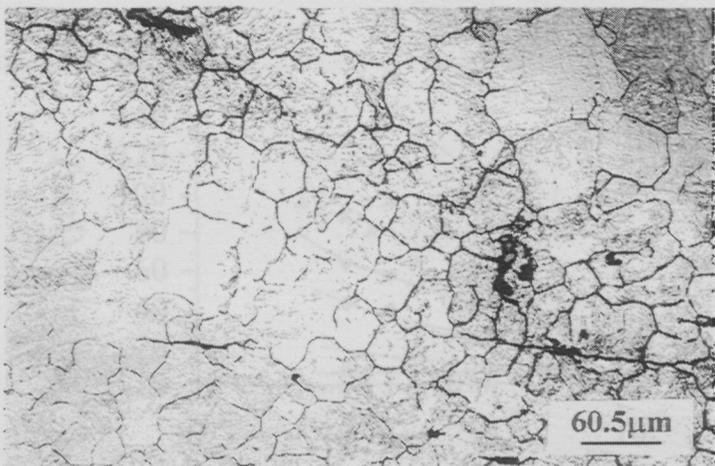


Figura 7.14.q Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 1 \cdot 10^{-1} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 1050^\circ\text{C}$ (serie A3).

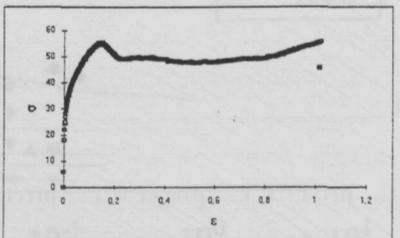
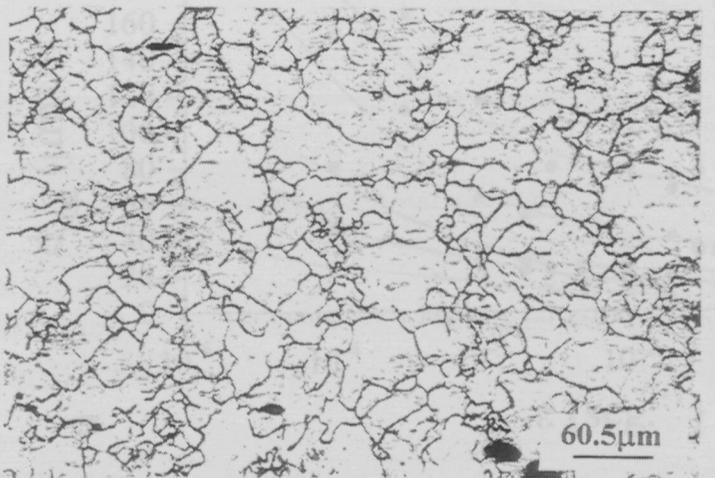


Figura 7.14.r Estructura de grano de la muestra deformada a $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ seg}^{-1}$ y $T = 1050^\circ\text{C}$ (serie A3).

Figura 7.15. Evolución del tamaño de grano resultante en función de la temperatura y velocidad de deformación para cada una de las series de ensayo.

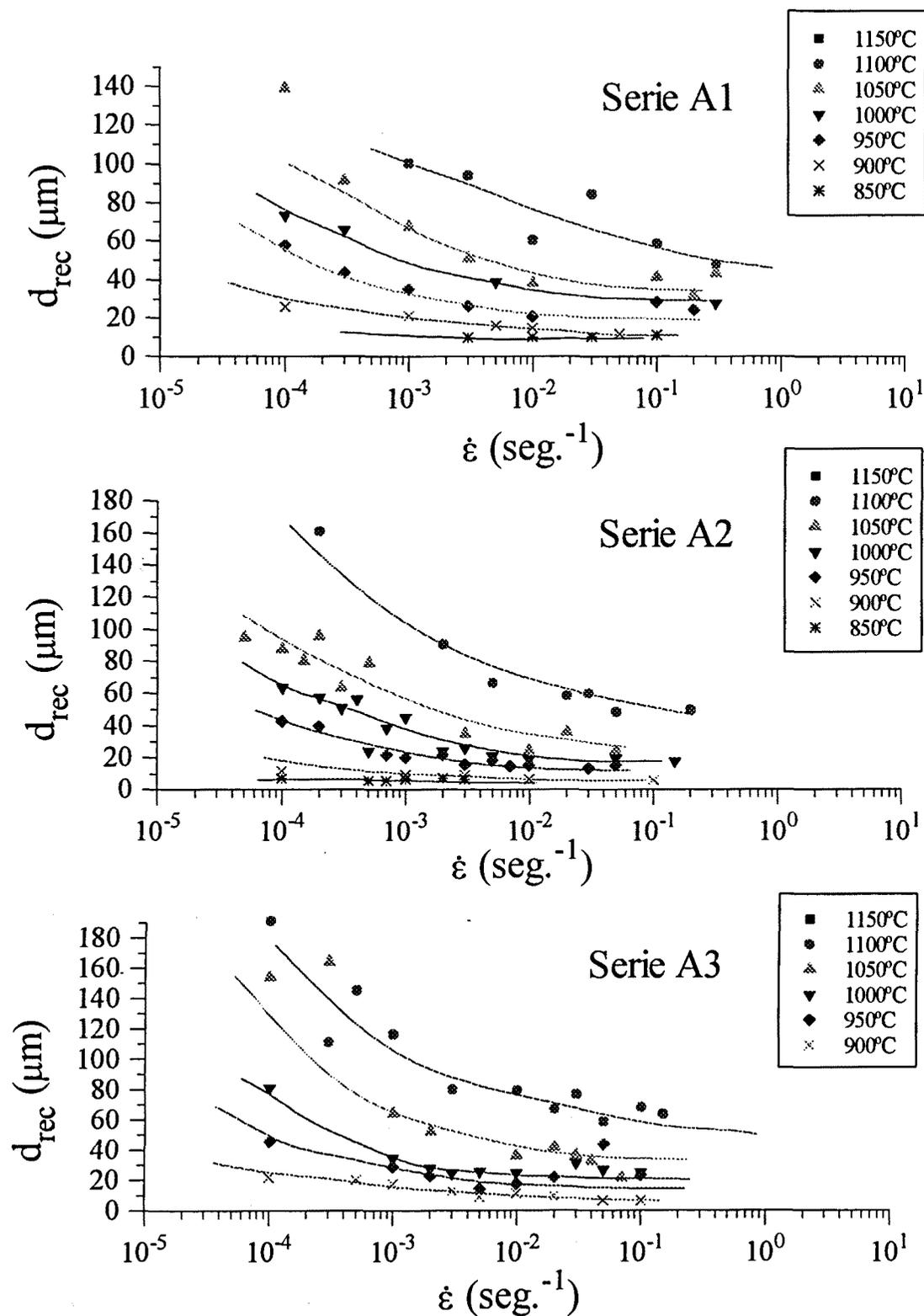


Figura 7.15. Evolución del tamaño de grano recrystalizado en función de la temperatura y velocidad de deformación verdadera para cada una de las series de ensayo.

VIII.- DISCUSION DE RESULTADOS DE LOS ENSAYOS DE CONFORMADO Y CONCLUSIONES.

8.1. INTERACCION ENTRE LA RECRISTALIZACION Y LA PRECIPITACION.

El primer punto de análisis fue el estudio del modo en que las partículas podían retrasar la recristalización dinámica, e intentar averiguar si dicho fenómeno podría aprovecharse en condiciones de forja en caliente.

A tal fin se siguió el sistema propuesto por Jonas y col.^(110,111), ya descrito en el capítulo VI, consistente en medir el incremento de deformación necesaria para producir recristalización dinámica. A partir de los ensayos de la serie A1 (ver Fig. 8.1) puede apreciarse que la deformación necesaria para provocar recristalización dinámica, ϵ_p , aumenta a medida que la velocidad de deformación es mayor, como es habitualmente reportado. Del mismo modo cuando la temperatura disminuye es necesaria mayor deformación para provocar recristalización dinámica. En especial las curvas ϵ_p vs $\dot{\epsilon}$ correspondientes a temperaturas relativamente altas ($>1000^\circ\text{C}$) muestran un aspecto continuo, queriendo indicar que no hay interacción con la recristalización. No sucede lo mismo con las curvas de inferior temperatura. Parecen observarse unas ondulaciones intermedias, y más de una a cada temperatura, claro indicio de distintas familias de precipitados con distintas cinéticas, lo cual no es de extrañar en el acero multimicroaleado escogido. Debe notarse que estas ondulaciones son por lo demás relativamente débiles, en consonancia con que el efecto retardador más importante es el

del elemento microaleante en solución sólida. Sin embargo nótese que no se han representado valores de ε_p a la temperatura de 850°C, pues en las correspondientes curvas sólo se observó restauración dinámica. Todo ello lleva a pensar que el posible retraso, tanto por efecto soluto como por la precipitación concurrente, está ocurriendo fundamentalmente en el rango inferior de temperaturas (i.e. 950-850°C), en conformidad con lo reportado por otros autores para aceros HSLA con presencia de vanadio y titanio (17,114-116,121-123). En consecuencia, es claro que un aumento del carbono no traslada significativamente las curvas PTT a temperaturas superiores, por lo que el fenómeno de controlar los procesos de forja a alta temperatura mediante el retraso de su recristalización dinámica debería ser descartado. En todo caso, mediante adiciones de otro tipo de microaleante, niobio para ser más concretos, podría desplazarse a mayores temperaturas que las aquí detectadas (850°C) la total ausencia de recristalización. Los resultados recogidos en bibliografía (14,15,17,110-112,114-120) demuestran sin embargo que tal punto no se trasladaría a temperaturas muy superiores a 950°C, todavía algo lejanas de las temperaturas habituales de forja de piezas de aceros de contenido medio en carbono.

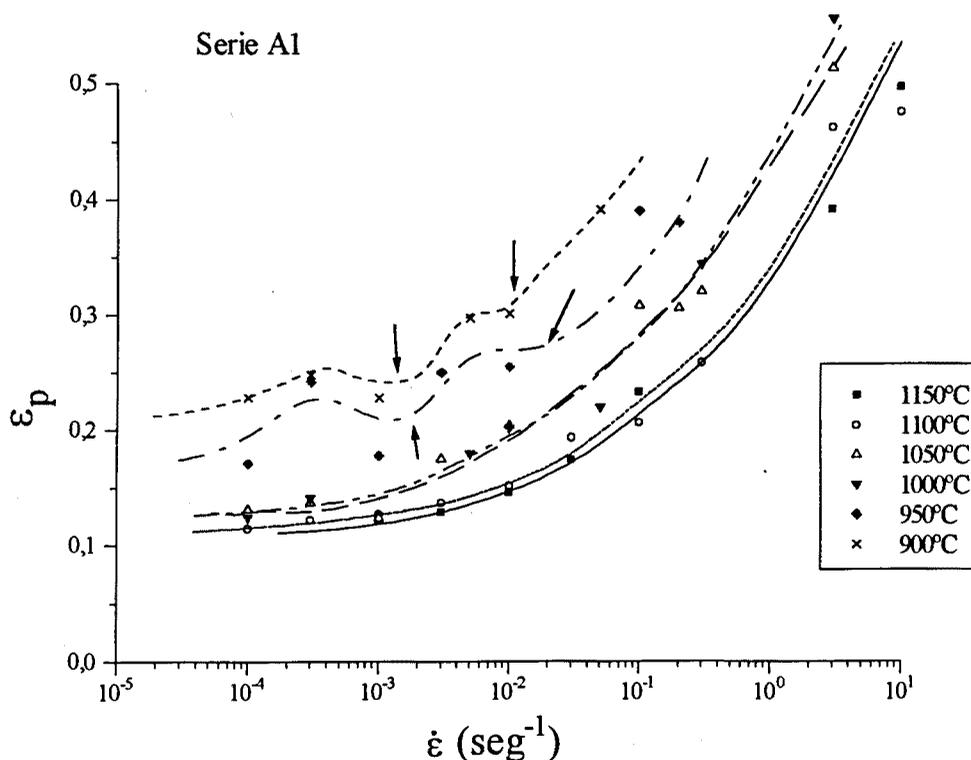


Figura 8.1. Evolución de la deformación de pico frente a la velocidad de deformación para los ensayos de la serie A1. Las flechas indican los posibles inicios de precipitación.

Para mayor abundamiento, en la Fig. 8.2 se representan las curvas RTT a distintas velocidades de deformación, pudiendo confirmarse lo anteriormente aseverado: sólo a muy bajas temperaturas parece inhibirse la recristalización dinámica del material, y por eso se observa un inicio de bahía en las curvas de recristalización. Los carbonitruros de vanadio-titanio precipitarían en condiciones dinámicas en el rango inferior de

temperaturas, y la combinación de su precipitación con el retraso por efecto soluto inhibiría la recrystalización. Para caracterizar con mayor exactitud este efecto se requerirían ensayos adicionales en el rango inferior de temperaturas.

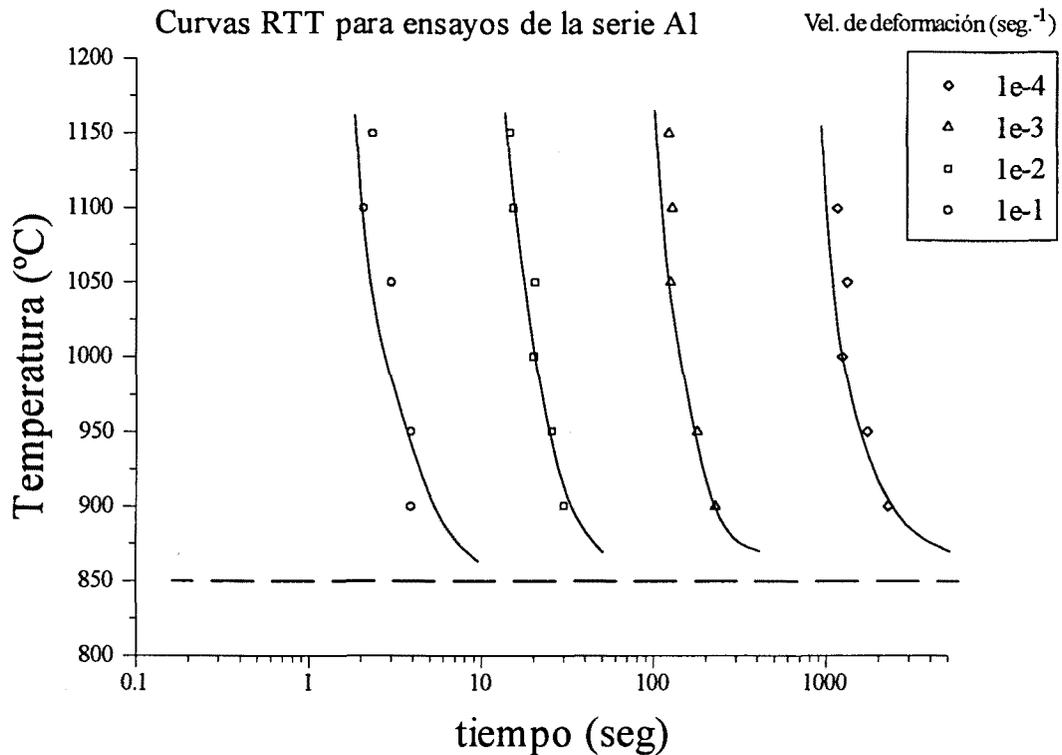


Figura 8.2. Curvas RTT a distintas velocidades de deformación para los ensayos de la serie A1.

8.2. CARACTERIZACION DEL INICIO DE LA RECRISTALIZACION DINAMICA.

De acuerdo con la ec. (6.3) la recrystalización dinámica se alcanza en un valor crítico de deformación que es función del parámetro de Zener-Hollomon y del propio tamaño de grano inicial. Por motivos prácticos se suele asociar esa deformación crítica a la correspondiente con el máximo de tensión que se observa en las curvas de fluencia, i.e. con ϵ_p . De cara a la modelización de la curva de fluencia es de interés la determinación del inicio de la recrystalización dinámica porque marcará la frontera a partir de la cual deben comenzarse a considerar sus efectos de ablandamiento.

Las Figs. 8.3 y 8.4 muestran la evolución de ϵ_p con la velocidad de deformación en las series de ensayos A2 y A3, donde a cada temperatura de ensayo el tamaño de grano inicial es diferente. Por comparación con la Fig. 8.1 se aprecia rápidamente que cuando el tamaño de grano es más fino la nucleación de la recrystalización dinámica tiene lugar a menores deformaciones, hasta el punto de que por ejemplo a 850°C es posible obtener recrystalización si el grano es fino (serie A2), pero no si es más basto (serie A1). En este último caso además la precipitación dinámica puede ayudar a retrasar la recrystalización.

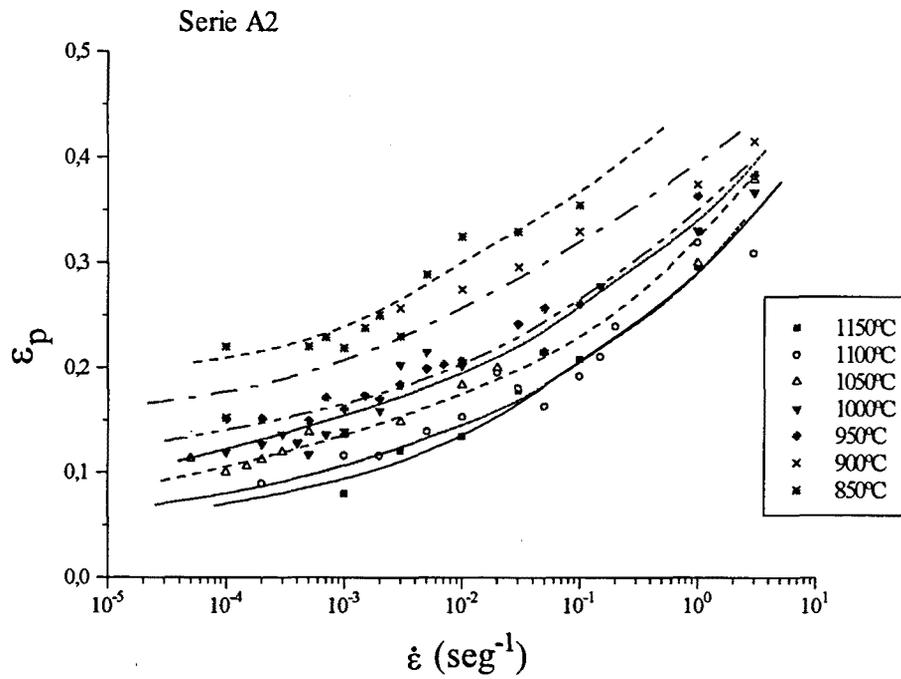


Figura 8.3. Evolución de la deformación de pico frente a la velocidad de deformación para los ensayos de la serie A2.

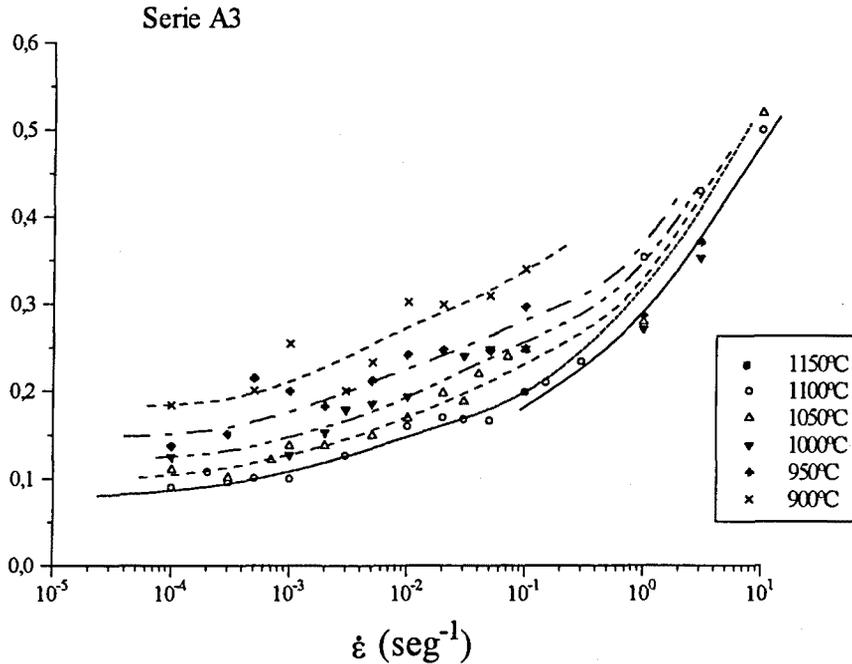


Figura 8.4. Evolución de la deformación de pico frente a la velocidad de deformación para los ensayos de la serie A3.

El primer paso en la determinación de los parámetros de la ec. (6.3) consiste en la obtención del coeficiente m . Ello es relativamente sencillo en los ensayos de la serie A1, puesto que en tales condiciones el tamaño de grano de partida era constante. De esa manera su posible efecto quedaría englobado en el término constante que precede a Z en la ec. (6.3). La representación en escala logarítmica de los pares de valores ϵ_p y Z permite, por cálculo de la pendiente, la determinación del exponente m . Debe apuntarse que la energía de activación que se supondrá en el cálculo de Z es la de autodifusión de la austenita, esto es 270 KJ/mol. En apartados posteriores se discutirá esta suposición con mayor rigor.

La Fig. 8.5 muestra la determinación experimental del exponente m , del cual se obtiene un valor de 0.137, con un coeficiente de regresión $r=0.96$.

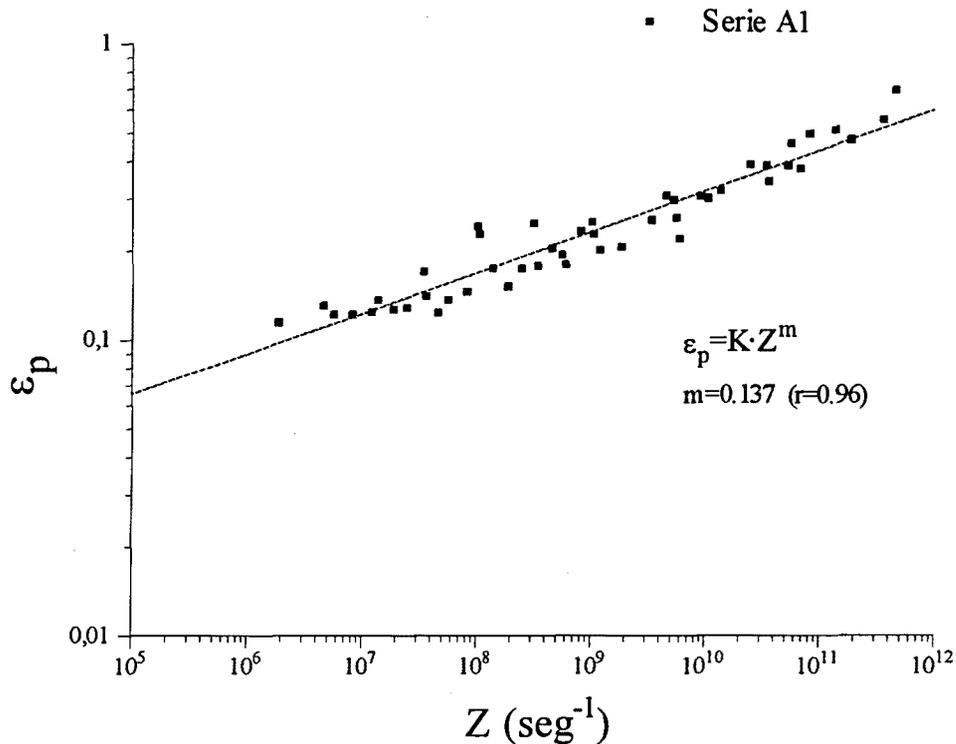


Figura 8.5. Determinación del exponente m en la ec. (6.3). Resultados de la serie A1.

Habiendo fijado este exponente es relativamente sencillo calcular los valores de K_1 y n en la ec. (6.3). Mediante el método de mínimos cuadrados se ajustó la ecuación anterior a todos los resultados (series A1, A2 y A3), fijando el exponente m con el valor anteriormente calculado. Se obtuvieron así los siguientes valores de K_1 y n : $7 \cdot 10^{-3}$ y 0.146 respectivamente. Como tamaños de grano inicial se tomaron los determinados en el estudio descrito en el capítulo IV, interpolándose únicamente el valor correspondiente a

austenización durante 5 minutos a 1200°C. La Fig. 8.6 muestra a efectos clarificadores los citados tamaños de grano.

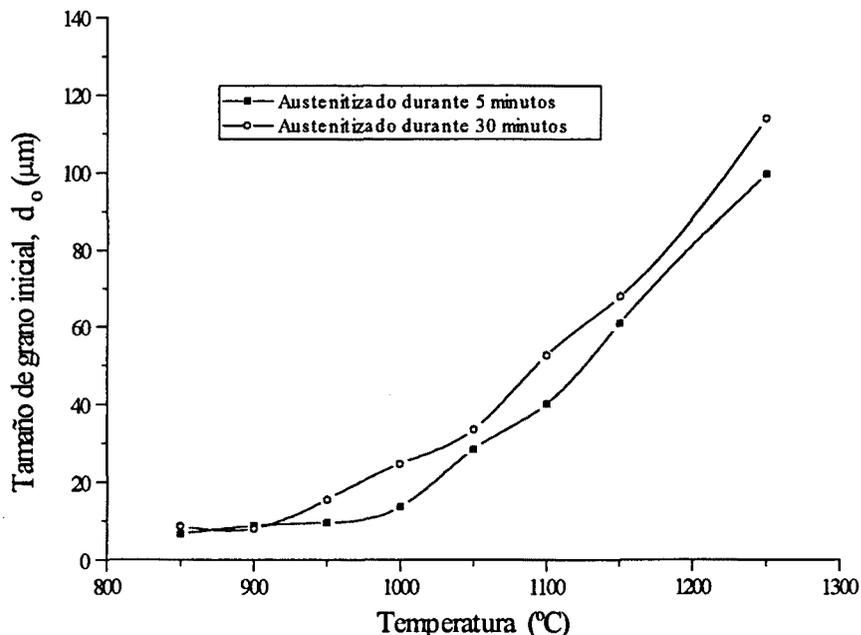


Figura 8.6. Evolución del tamaño de grano inicial en función de la temperatura de mantenimiento.

La Fig. 8.7 muestra los valores de ε_p para todas las series de ensayos representados en un mismo gráfico sobre la base de la ec. (6.3), pudiendo observarse un razonable ajuste, aunque también puede apreciarse una cierta variabilidad. Dos posibles factores pueden estar produciendo esa variabilidad. En primer lugar se han incluido ensayos de la serie A1 ligeramente afectados por precipitación dinámica (i.e. los de bajas temperaturas, 900 y 950°). Por otro lado los ensayos de las series A2 y A3 corresponden a cada temperatura a una aleación diferente, pues la cantidad de elementos puestos en solución o precipitados es diferente a cada temperatura de ensayo, y ya se ha comentado que ambos factores son capaces de retrasar la recrystalización. La ec. (6.3) sólo tiene en cuenta el efecto del tamaño de grano y de las condiciones de conformado, y supone una aleación inicialmente idéntica. De todos modos el más que razonable ajuste observado hace suponer que bajo las condiciones ensayadas y las composiciones químicas involucradas tal efecto es poco significativo.

En la tabla 8.1 se muestran las constantes de la ec. (6.3) reportadas por diversos autores y para diferentes aceros. Debe destacarse que el exponente m determinado para el acero de este trabajo cae dentro del rango de valores registrados. Sin embargo, la constante K_1 es más alta que las recopiladas, y el exponente n del tamaño de grano es más bajo, anunciando que el efecto del tamaño de grano no es tan notable como en aceros recogidos en bibliografía, aunque Anelli⁽¹⁵³⁾ para un acero de medio carbono similar al aquí considerado reporta valores muy próximos a los obtenidos en el presente trabajo.

De nuevo diversos motivos pueden generar la discrepancia entre los diversos autores. En primer lugar en casi todos los trabajos se utiliza como energía de activación un valor aparente determinado a partir de resultados experimentales. Nótese que dichos valores en algunos casos difieren notablemente de la energía de activación de autodifusión de la austenita que se ha utilizado en el presente trabajo. Otra fuente de discrepancia proviene de que algunos autores fijan el exponente del tamaño de grano en 0.5, sin llegar a determinarlo experimentalmente. Ello vendría motivado porque en la primera expresión propuesta por Sellars⁽¹⁴¹⁾ se fijaba este valor a 0.5. Finalmente cabe notar que los parámetros bajo discusión pueden ser también dependientes de la composición química. De cualquier modo, se utilice una energía de activación u otra, un exponente fijo o variable, la ec. (6.3) es de base empírica, y por lo tanto en principio cualquier correlación de valores puede proporcionar un buen ajuste. Finalmente la ec. (6.3) quedaría representada por los siguientes valores para el acero de este trabajo:

$$\varepsilon_p = 7 \cdot 10^{-3} \cdot d_o^{0.146} \cdot Z^{0.137} \quad (8.1)$$

donde d_o debe expresarse en μm .

Acero	Referencia	K_1	n	m	Q (KJ/mol)
C-Mn	140	$6.97 \cdot 10^{-4}$	0.3	0.17	312
C	141	$4.9 \cdot 10^{-4}$	0.5	0.15	312
C	141	$3.68 \cdot 10^{-4}$	0.44	0.19	312
C-Mn-Al*	147	$5.5 \cdot 10^{-4}$	0.5	0.15	270-290
C-Mn-V	149	-	-	0.113	-
C-Mn-Nb	149	-	-	0.23	-
C-Mn**	150	$5.38 \cdot 10^{-4}$	0.5	0.156	310
C-Mn-Ti***	151	$1.25 \cdot 10^{-4}$	0.75	0.183	315
C-Mn****	152	$4.17-7.97 \cdot 10^{-4}$	0.5	0.138-0.171	300-411
C-Mn***	153	$2.73 \cdot 10^{-3}$	0.20	0.15	-
Este trabajo		$7 \cdot 10^{-3}$	0.146	0.137	270

Tabla 8.1. Recopilación de constantes en la ec. (6.3) a partir del trabajo de diferentes autores

Notas

Dónde no se indica el acero es de bajo carbono

(*) En esta referencia se añade un término adicional a la fórmula, el cual es proporcional a la inversa de la raíz cuadrada del tamaño de grano inicial.

(**) Aceros resulfurados

(***) Acero de medio carbono

(****) Aceros de alto carbono y aleados con Ni.

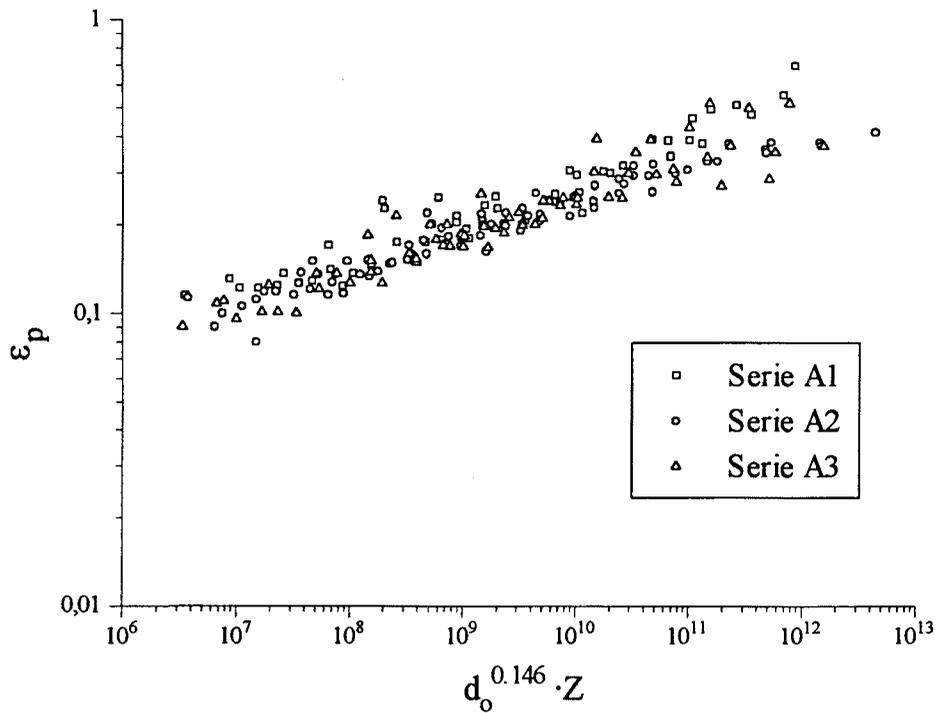


Figura 8.7. Ajuste a la ec. (6.3) de las deformaciones de pico de todas las series de ensayo.

8.3. LA CINÉTICA DE RECRISTALIZACIÓN DINÁMICA.

Para proceder al estudio de la cinética de recristalización dinámica se aplicó la ec. (6.39) o ecuación de Avrami en sus diferentes versiones (ecs. (6.40) a (6.44)). Tales ecuaciones quedan caracterizadas por cualquier par de valores de la tríada siguiente: B' , k' y $t_{50\%}$. Para el cálculo de B' y k' se puede aplicar el método de la representación doble logarítmica graficando $\ln(\ln(1/(1-X)))$ vs $\ln((\epsilon - \epsilon_p)/\dot{\epsilon})$. B' y k' serían el corte en ordenadas y la pendiente respectivamente. La fracción en volumen del material recristalizado X se supondrá proporcional al ablandamiento observado en la curva, esto es:

$$X = \frac{\sigma_p - \sigma}{\sigma_p - \sigma_{ss}} \quad (8.2)$$

En las Figs. 8.8, 8.9 y 8.10 se muestran las curvas de ensayos de compresión en caliente representadas sobre la base doble logarítmica anterior (se han omitido algunos resultados por claridad). Puede apreciarse que dentro de la lógica variabilidad experimental los resultados se ajustan a una recta, excepto en los intervalos inicial y final. En la Fig. 8.11 se grafica la dependencia de k' con el parámetro de Zener-Hollomon. No parece observarse ninguna relación clara entre ambos, ni entre las distintas series de ensayo. Ello

también es aparente en las Figs. 8.8 a 8.10 donde se aprecia que salvo casos excepcionales todas las curvas tienen una pendiente similar. Asumiendo por lo tanto que el exponente k' debe permanecer constante (lo cual es cierto si no hay cambios en los mecanismos de nucleación)^(22,154), se asumirá el valor medio observado, i.e. $k'=1.83$. El citado valor coincide con el rango de valores habitualmente reportado para aceros como indica la tabla 8.2.

Acero	Referencia	k'
Inoxidable AISI 304	87	1.6
C	155	1.4
C-Ti-Nb-Al	156	1.5-1.6
C-Mo-Nb-Ti*	157	0.7-1.6
Inoxidables AISI 301,304,316,317	158	1.2-1.3
C-Mn	159	2
C-Mn	160	2
Inoxidable AISI 304	161	1.25
Este trabajo		1.83

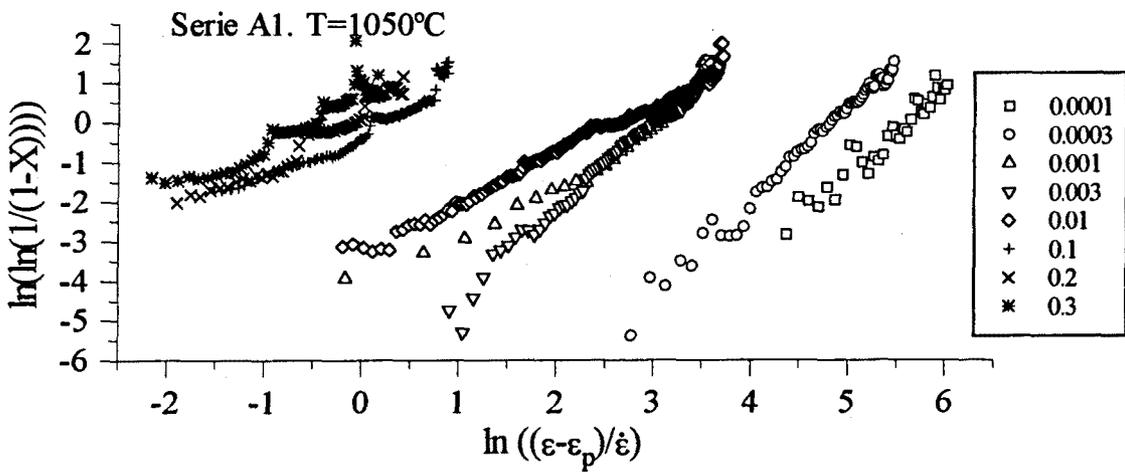
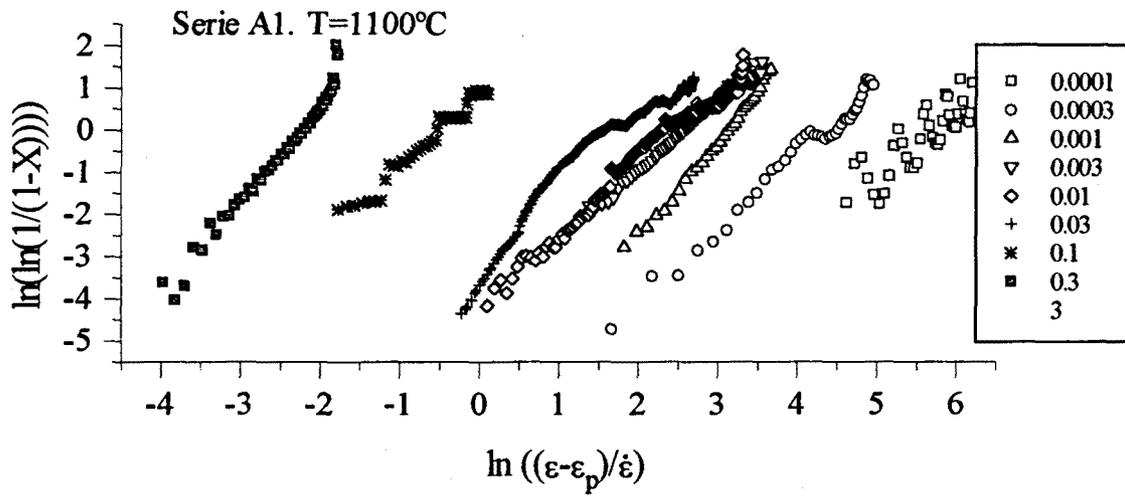
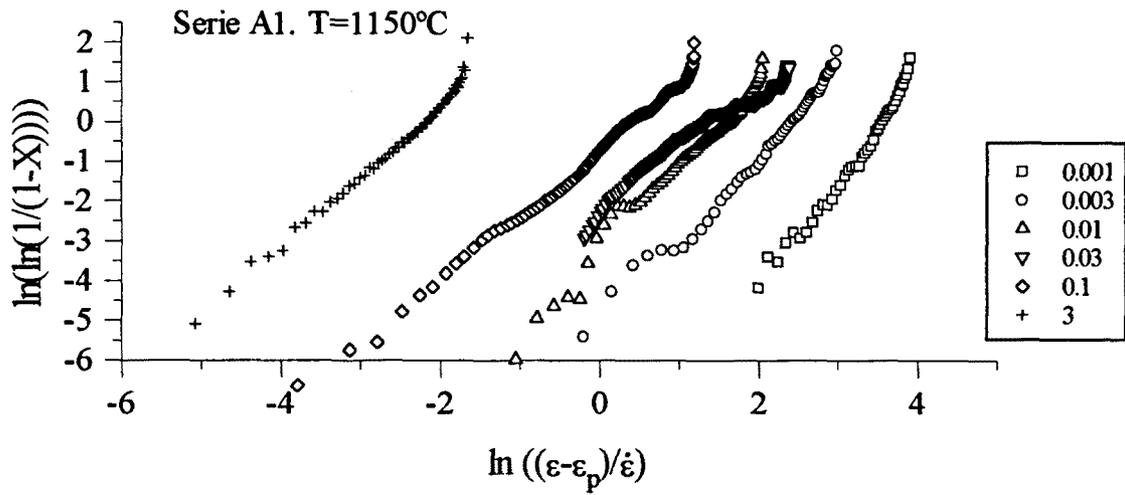
Tabla 8.2. Constantes k' reportadas en literatura para la ecuación de Avrami en el caso de cinética de recristalización dinámica.

Notas

Los aceros son de bajo carbono. Sin son microaleados pueden ser mono o multialeados.

(*) En esta referencia se prefiere trabajar con un exponente de la ecuación de Avrami dependiente de las condiciones de deformación. No obstante puede verificarse que tanto el término correspondiente a la velocidad de deformación como el de la temperatura tienen muy poco peso específico.

VIII. Discusión de resultados de los ensayos de conformado y conclusiones.



(sigue...)

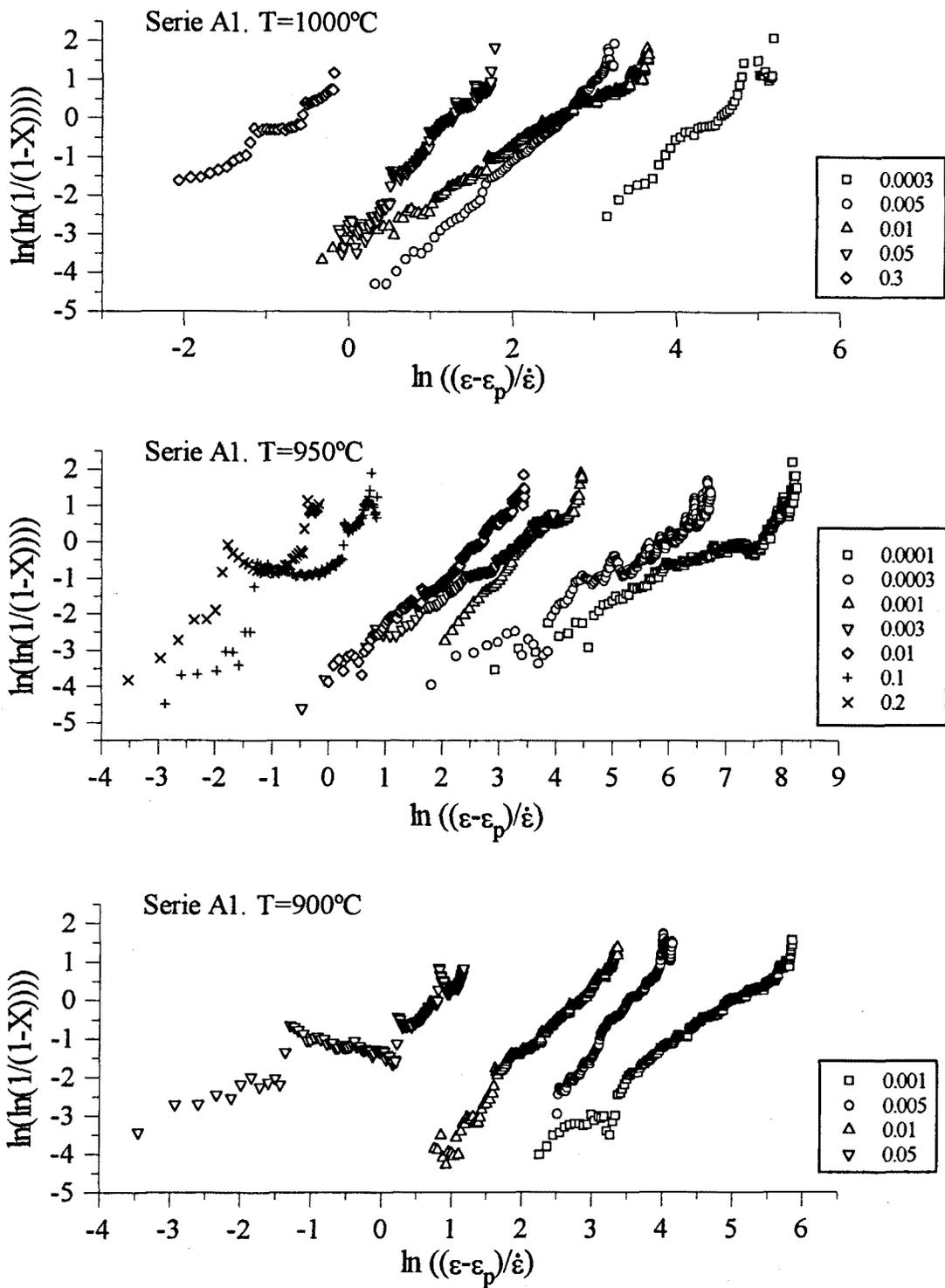
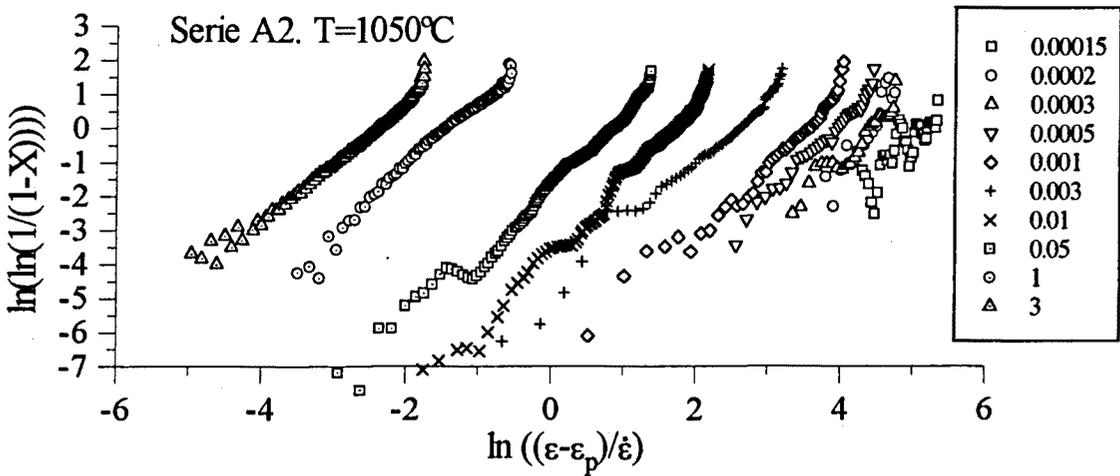
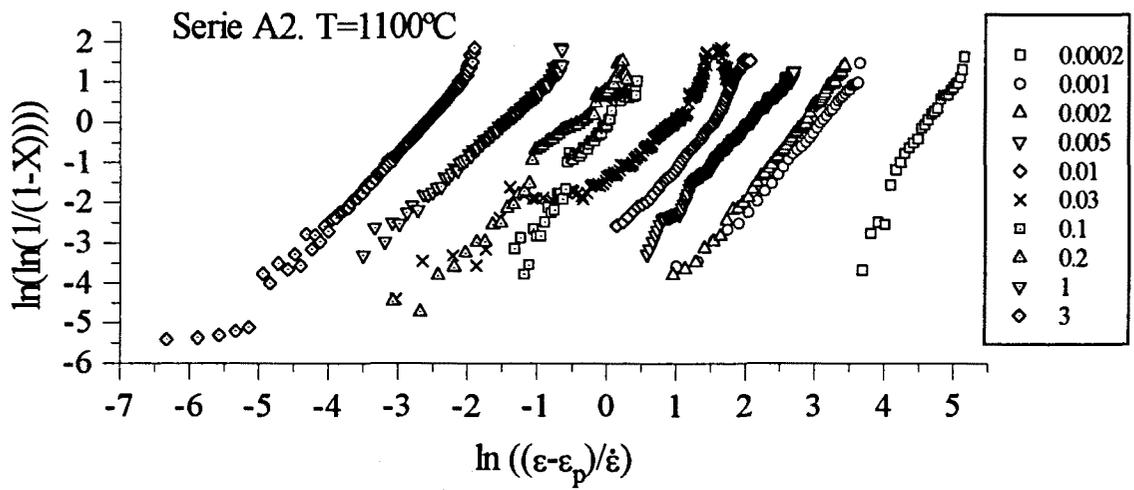
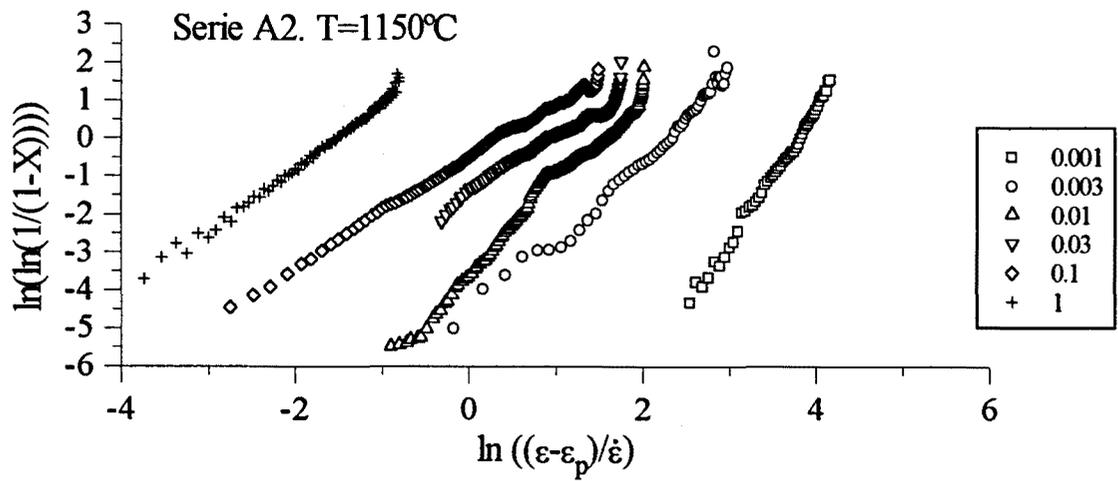


Figura 8.8. Curvas de determinación de la cinética de recrystalización dinámica para los ensayos de la serie A1. La leyenda indica las velocidades de deformación en seg^{-1} .

VIII. Discusión de resultados de los ensayos de conformado y conclusiones.



(sigue...)

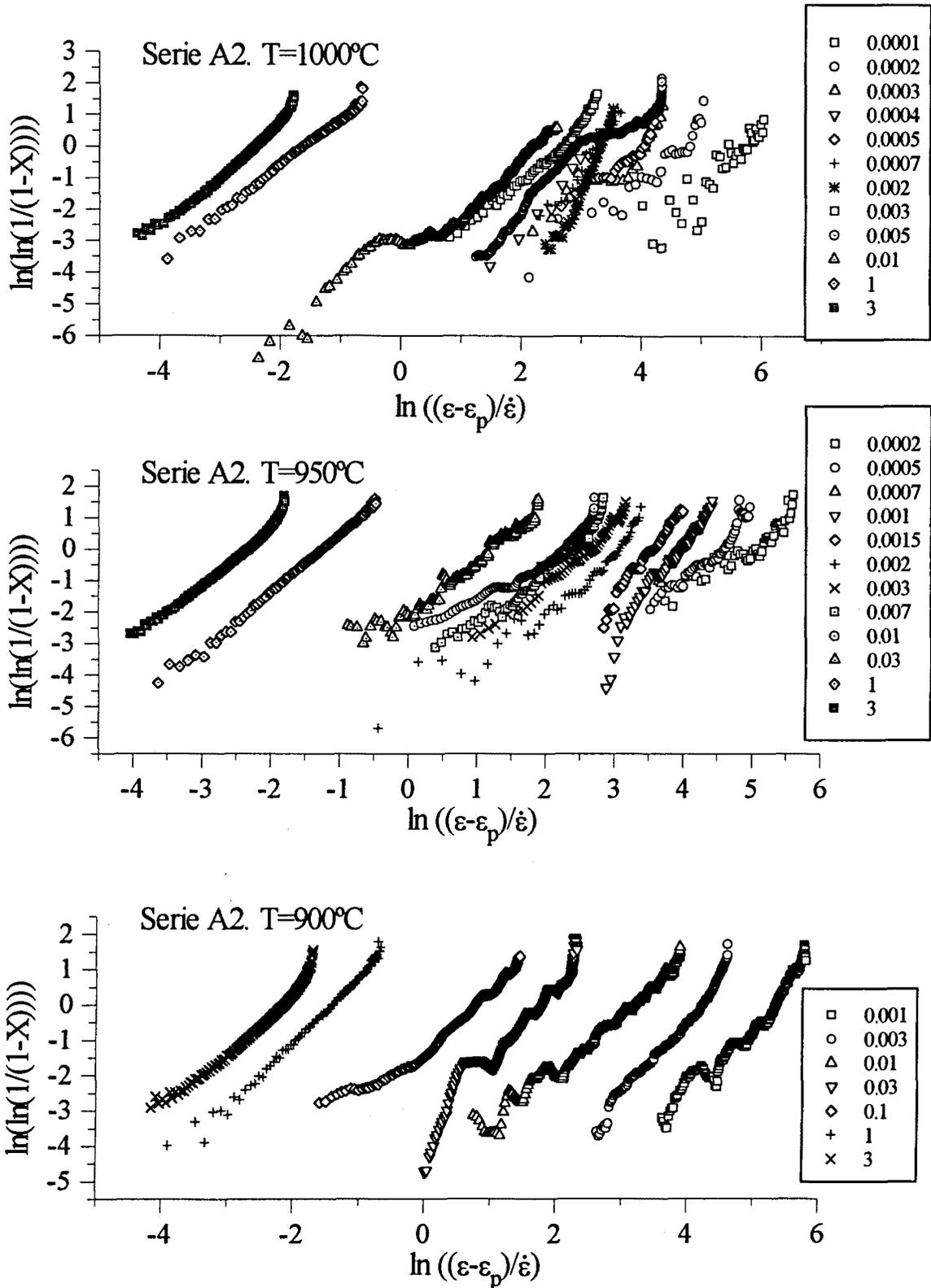
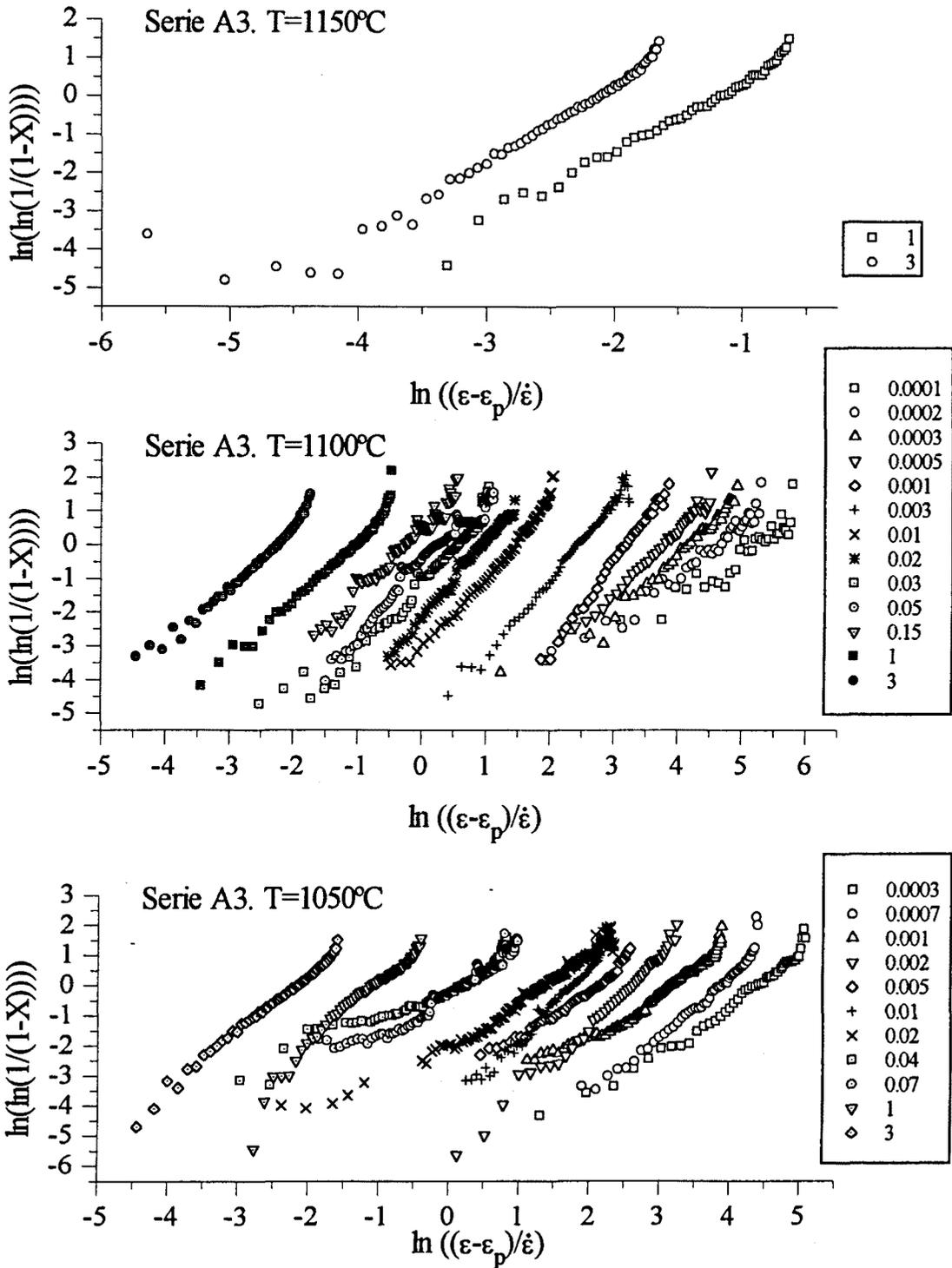


Figura 8.9. Curvas de determinación de la cinética de recristalización dinámica para los ensayos de la serie A2. La leyenda indica las velocidades de deformación en seg^{-1}



(sigue...)

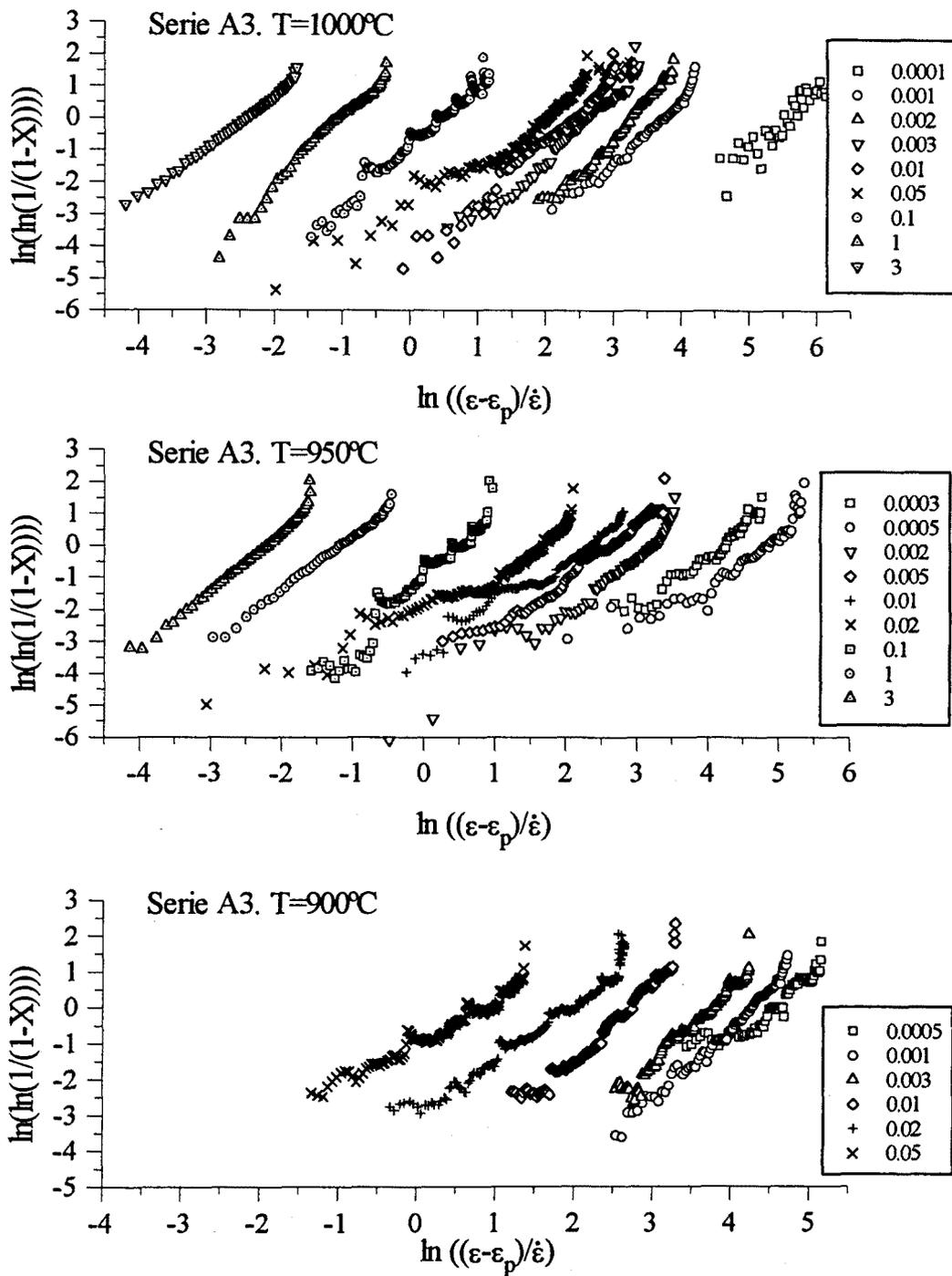


Figura 8.10. Curvas de determinación de la cinética de recristalización dinámica para los ensayos de la serie A3. La leyenda indica las velocidades de deformación en seg^{-1} .

Antes de proseguir debe hacerse notar que la ec. (6.39) o ecuación de Avrami asume implícitamente que la velocidad de nucleación es constante. Si ello no fuera así daría lugar a valores variables de k' en función del progreso de la transformación. Sin embargo se ha demostrado teóricamente⁽¹⁵⁴⁾ que el valor de k' debe oscilar entre 1 y 4, alcanzando valores entre 1 y 2 para nucleación en límite de grano o en aristas de grano respectivamente una vez alcanzada la saturación de lugares de nucleación. El valor aquí reportado, así como el de otros autores, confirma lo que es un hecho experimental, y es que la nucleación ocurre preferentemente en límites de grano, y más concretamente en intercaras compartidas.

Otro hecho importante ya notado por Roberts⁽¹⁶¹⁾ es que el peculiar crecimiento de la recristalización dinámica (repetidos frentes de nucleación y crecimiento, mecanismo de necklace) debería provocar que la ecuación de Avrami no fuese la más apropiada para la representación de la cinética de recristalización dinámica, y que por tanto algunas modificaciones deberían considerarse. A la vista de los resultados experimentales es claro que tal modificación no parece ser del todo necesaria. Los resultados mostrados a continuación también corroboran esta aseveración.

En la determinación de B' se observó una gran variabilidad experimental fruto del propio proceso de cálculo. El hecho de trabajar con escalas logarítmicas hacía que cualquier pequeña desviación quedase luego amplificadas. Por este motivo se prefirió trabajar con el tiempo necesario para el 50% de recristalización $t_{50\%}$, y para ello se determinó la deformación correspondiente a la mitad de ablandamiento. En el caso de recristalización cíclica se tomó el valor correspondiente al primer ciclo. En la Fig. 8.12 se representa su dependencia frente a las condiciones de deformación, i.e. parámetro de Zener-Hollomon. Puede apreciarse la clara relación entre uno y otro parámetro, ya que los datos se alinean por temperaturas. El hecho de no ajustarse sobre una misma recta indica que no es la energía de autodifusión la que debe considerarse en este caso. Ajustando el comportamiento observado a la ec. (6.42) mediante correlación por mínimos cuadrados se obtiene la siguiente expresión:

$$t_{50\%} = 1.8026 \cdot 10^{-6} \cdot d_o^{0.24} \cdot \dot{\epsilon}^{-0.745} \exp\left(\frac{116125}{RT}\right) \quad (8.3)$$

(el coeficiente de regresión obtenido fue $r^2=0.89$).

Debe notarse (Fig. 8.12) que el ajuste obtenido muestra un muy buen acuerdo, y ello sin haber incluido efectos de elementos en solución sólida, ni partículas precipitadas, lo cual es claro indicio de que de tener algún tipo de efecto, éste debe ser poco significativo, como ya anteriormente se sugirió para el estudio del inicio de la recristalización dinámica. Es de reseñar que el efecto del tamaño de grano sí es notable.

Cuando se asume una velocidad de nucleación constante, el exponente del tamaño de grano en la expresión de $t_{50\%}$ toma un valor entre 0.25 y 0.5⁽¹⁵⁴⁾ para nucleación en borde de grano y en arista respectivamente, lo cual concuerda con el valor aquí registrado (0.24), proporcionando por lo tanto evidencia adicional a que la velocidad de nucleación pueda considerarse constante en este caso.

No es usual encontrar en bibliografía extensivos estudios sobre la cinética de recristalización dinámica, y generalmente sólo se encuentran resultados parciales. Sin embargo han podido verificarse en literatura científica algunos resultados para expresiones como la anterior o bien con $\varepsilon_{50\%}$ (equivalente a $t_{50\%}$ sin más que dividir por $\dot{\varepsilon}$). Quedan recogidas en la tabla 8.3.

Acero	Referencia	B''	n	m	Q_{rec}/R
C-Mn	141	$1.06 \cdot 10^{-5}$	-	-0.6	14440
C-Mn	159	$6.95 \cdot 10^{-4}$	0.27	-0.965	7190
C-Mn-Si	160	$1.14 \cdot 10^{-3}$	0.28	-0.95	6420
Este trabajo		$1.80 \cdot 10^{-6}$	0.24	-0.745	13974

Tabla 8.3. Constantes reportadas para la ec. (6.42).

Todos los resultados de la tabla anterior son para aceros de bajo carbono excepto los correspondientes a este trabajo. Se verifica que el exponente del tamaño de grano es similar en todas ellas y coincidente con el registrado en este estudio, habiendo discrepancias en la constante B'' , en las energías de activación, y en el exponente de la velocidad de deformación. Roucoules⁽¹⁵⁷⁾ ha reportado una ec. de Avrami en la que los exponentes k' y B'' son dependientes de temperatura y velocidad de deformación, por lo que no pueden compararse directamente con los valores aquí reportados.

Finalmente en la siguiente ecuación se representa la cinética de recristalización dinámica para los aceros estudiados y en las condiciones ensayadas:

$$X = 1 - \exp \left[-0.693 \cdot \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_p}{1.8026 \cdot 10^{-6} \cdot d_o^{0.24} \cdot \dot{\varepsilon}^{0.255} \exp\left(\frac{13974}{T}\right)} \right)^{1.83} \right] \quad (8.4)$$

ecuación válida para $\varepsilon > \varepsilon_p$ y donde d_o debe expresarse en μm , T en K y $\dot{\varepsilon}$ en seg^{-1} .

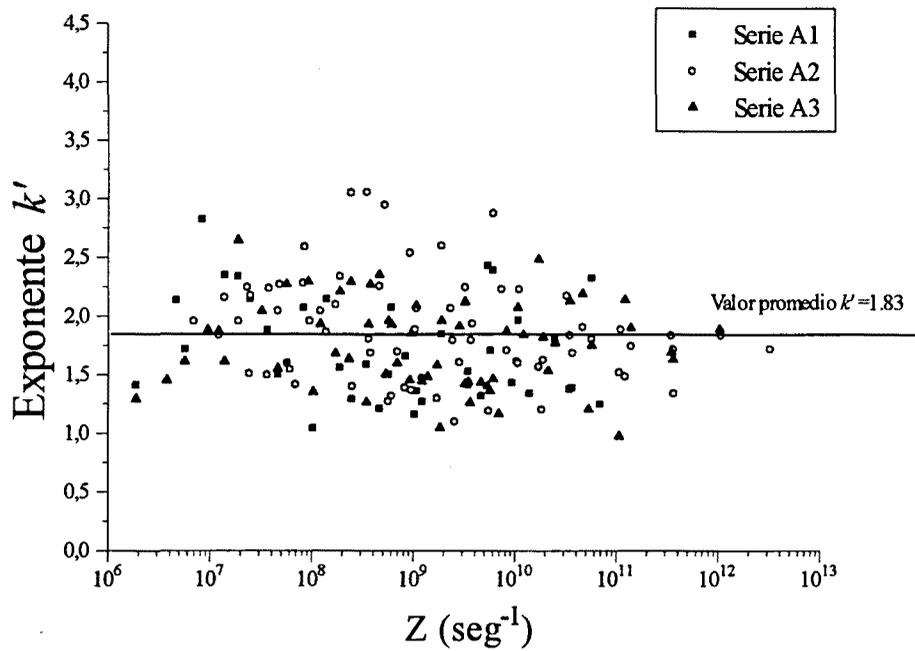


Figura 8.11. Evolución del exponente k' de la cinética de recrystalización dinámica en función de las condiciones de conformado, i.e. del parámetro de Zener-Hollomon.

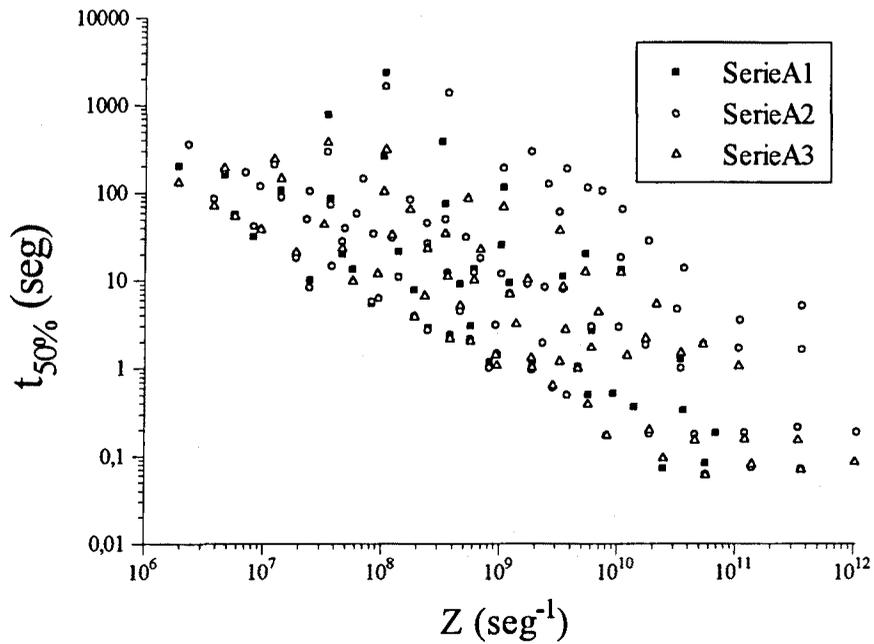


Figura 8.12. Evolución del tiempo para el 50% de recrystalización dinámica en función de las condiciones de conformado, i.e. del parámetro de Zener-Hollomon.

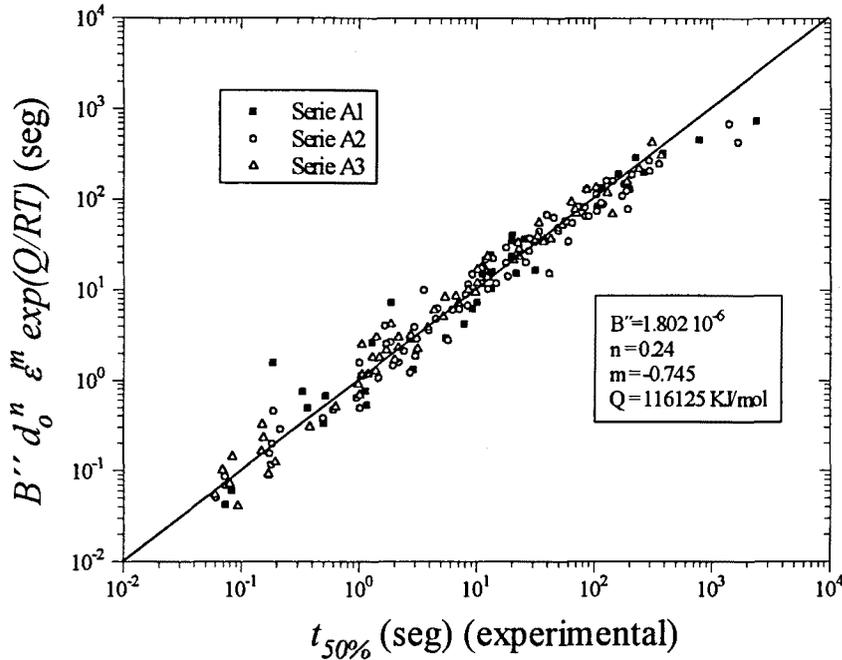


Figura 8.13. Ajuste del tiempo para el 50% de recrystalización dinámica a la ec. (6.42). Determinación de las constantes de dicha ecuación.

8.4. DETERMINACION DE LA ECUACION CINETICA PARA σ_p .

A altas temperaturas los materiales muestran plasticidad dependiente de la velocidad de deformación. Tal plasticidad es controlada, en términos generales, por el deslizamiento y escalada de dislocaciones. La descripción clásica del comportamiento a fluencia bajo condiciones de conformado en caliente o creep emplea una expresión similar a la ec. (6.10). Las constantes involucradas en tal ecuación suelen considerarse como “aparentes” porque el estado microestructural inicial no se tiene en cuenta. Sin embargo, como el caso de la presente tesis, cuando las condiciones iniciales de ensayo son diferentes, tal efecto debe, cuando menos, considerarse.

Debido al interés en determinar la dependencia de las tensiones máximas σ_p con la velocidad de deformación y temperatura (ver ecs. (6.34) a (6.37)), fueron aquellos valores de tensión los que se consideraron en la ec. (6.10), i.e. el valor máximo de la curva de fluencia (independientemente de si correspondía a un máximo de recrystalización o a un estado de saturación por restauración. Muy pocos resultados mostraron solo restauración dinámica, preferentemente los de bajas temperaturas en la serie A1).

En la Fig. 8.14 se muestran las tensiones anteriores graficadas frente a la velocidad de deformación. En general se observa un buen acuerdo entre los resultados determinados con tres máquinas de ensayos diferentes, aunque son evidentes ligeras desviaciones. También es aparente algo de "ruido" en datos obtenidos en una misma máquina, pero la tendencia general se mantiene. Debe notarse que en los ensayos de alta velocidad ($\dot{\epsilon} > 1$) se introdujo una corrección en los valores de tensión para tener en cuenta los efectos de calentamiento adiabático⁽¹⁵⁶⁾. Para ello se calculó, a partir de la curva experimental, la energía involucrada en la deformación hasta la tensión máxima. Se transformó esa energía en un incremento de temperatura equivalente, y se corrigió el valor de tensión. Esta corrección es orientativa, y un cálculo más acertado sería el efectuado en la referencia (156).

Los resultados mostrados en la Fig. 8.14 se ajustaron a la ec. (6.10) mediante mínimos cuadrados. Sin embargo no se obtuvieron soluciones satisfactorias cuando todas las temperaturas para cada condición de ensayo se incluían en el modelo de regresión. Si sólo ciertas temperaturas (por ejemplo altas temperaturas) se incluían, entonces la solución era estable pero se obtenían altas energías de activación, o altos exponentes n . Se observó que cuando todos los resultados se ajustaban a la ec. (6.10), los parámetros de la misma dependían de la temperatura. Ya que la microestructura inicial no se tenía en cuenta en la ec. (6.10) tal falta de acuerdo no es de extrañar.

Algunos investigadores⁽¹⁶²⁻¹⁶⁵⁾ han propuesto que la desviación de la energía de activación de la de autodifusión, y la desviación del exponente de creep n de los valores teóricamente deducidos u observados^(134,165,166) pueden explicarse teniendo en cuenta la variación del módulo de Young con la temperatura. Este es el caso cuando el término pre-exponencial A'' en la ec. (6.10) es claramente dependiente con la temperatura y la tensión. Según esta formulación la tensión debería normalizarse por el módulo de Young, y la ec. (6.10) quedaría como:

$$\frac{\dot{\epsilon}}{D(T)} = A''' \left(\sinh \alpha \frac{\sigma_p}{E(T)} \right)^n \quad (8.5)$$

donde $E(T)$ es el módulo de Young y $D(T)$ puede considerarse ahora como el coeficiente de autodifusión de la austenita, y puede expresarse como:

$$D(T) = D_o \exp\left(\frac{-Q_{sd}}{RT}\right) \quad (8.6)$$

siendo Q_{sd} la energía de activación de autodifusión (270 KJ/mol para el Fe- γ). En este trabajo los valores de $D(T)$ y $E(T)$ fueron tomados de la referencia (165).

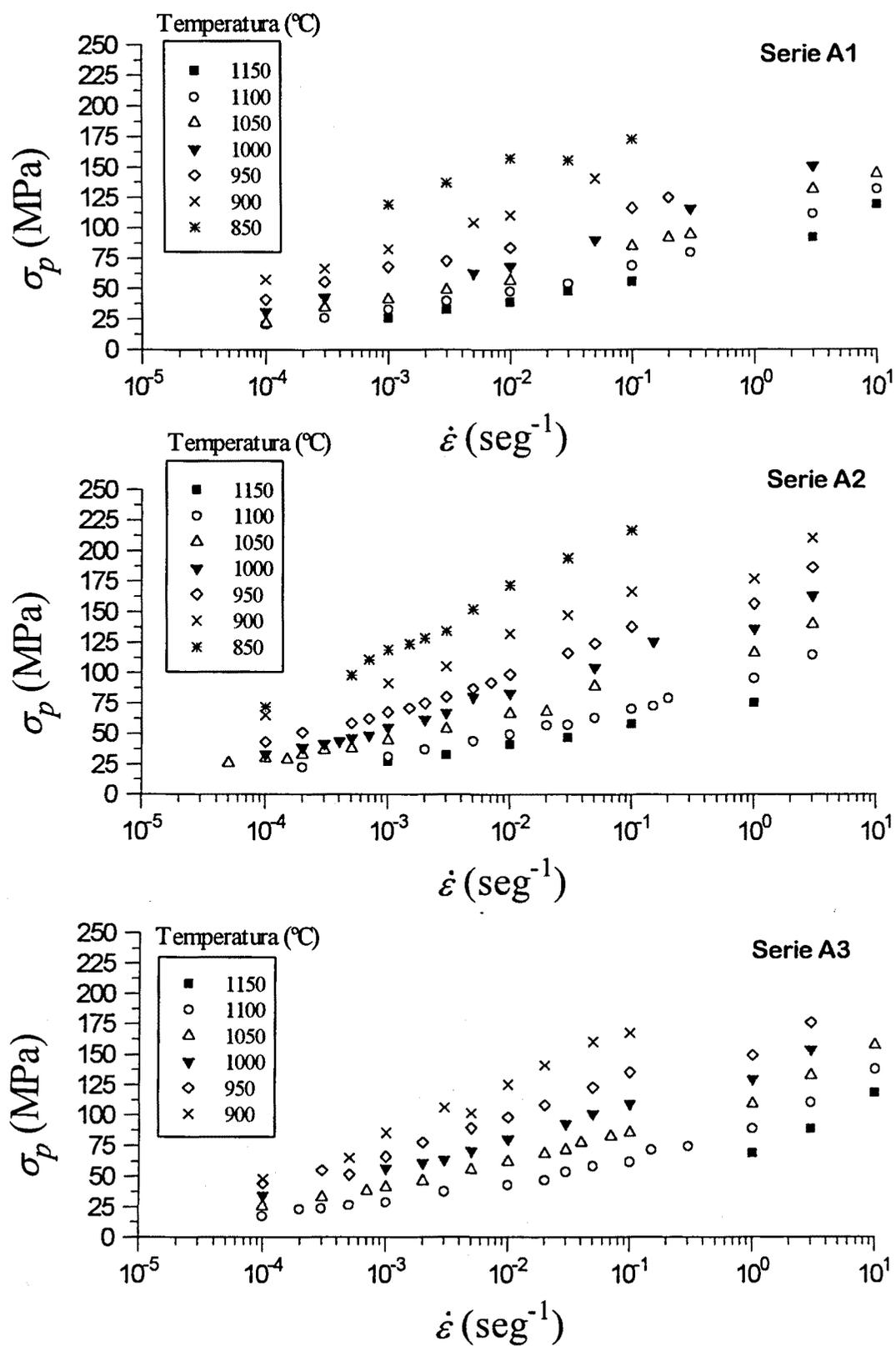


Figura 8.14. Representación de la evolución de σ_p (o tensión máxima) frente a $\dot{\epsilon}$ para todas las series de ensayos.

VIII. Discusión de resultados de los ensayos de conformado y conclusiones.

El uso de la ec. (8.5) es ahora más simple que el de la ec. (6.10), y los valores desconocidos se reducen a tres, esto es, a A''' , α y n . El primer paso ahora es la determinación del exponente n . La expresión del seno hiperbólico es una combinación práctica de los diferentes comportamientos observados en fluencia en caliente. A bajas tensiones la velocidad de deformación tiene una dependencia potencial con la tensión (ec. (6.8)) y a altas tensiones esa dependencia cambia a una exponencial (ec. (6.9)). La tensión inversa α corresponde con el punto de transición entre una y otra dependencia. El exponente n puede entonces obtenerse de la pendiente de un gráfico $\log \dot{\epsilon} - \log \sigma_p$ a bajas tensiones. Esta técnica se muestra en la Fig. 8.15 para los resultados de la serie A1. De este modo se obtuvo un valor de $n \approx 5$ (se obtuvieron similares resultados con las otras series de ensayo). En este trabajo se tomará un valor constante de $n=5$ pues es el mejor entero que se ajusta a los resultados y es uno de los valores frecuentemente reportados (134,165,166).

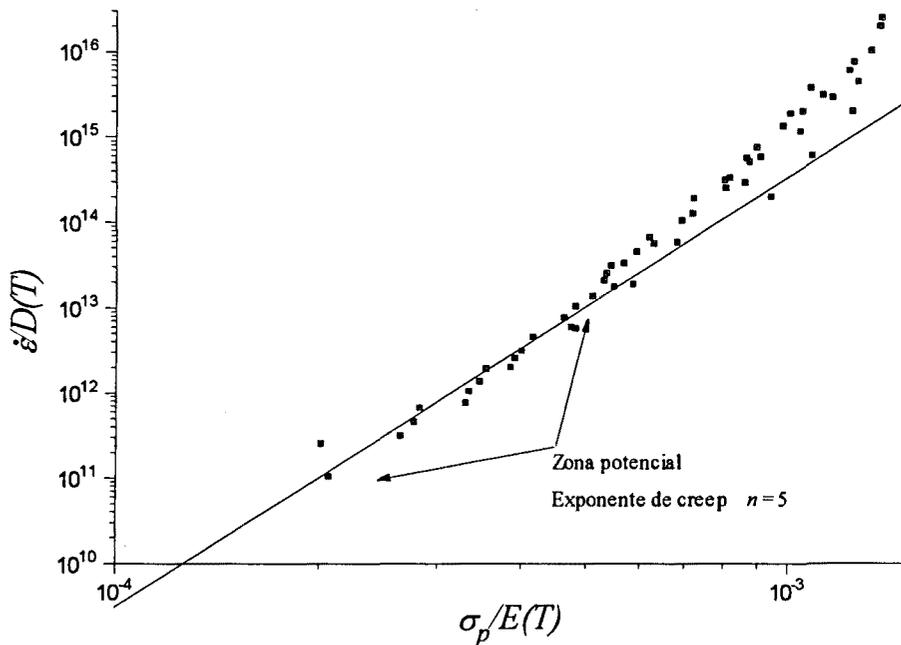


Figura 8.15. Determinación del exponente de creep n en la ec. (8.5).

Asumiendo un valor constante del exponente n , la ec. (8.5) se aplicó a todos los resultados como indica la Fig. 8.16. Lo primero que debe destacarse de esta figura es el casi perfecto ajuste de los puntos de la serie A1 a una misma curva, aunque algunos puntos de baja temperatura se desvían (lo cual se discutirá más adelante). Como todos los ensayos de la serie A1 se efectuaron con idéntica microestructura inicial no se detecta efecto de la misma. Además la temperatura de austenización en la serie A1 fue relativamente alta, por lo que deben esperarse grandes tamaños de grano, bajas fracciones de volumen de precipitados y baja densidad de dislocaciones. Se asumirá por lo tanto que no hay efecto de la microestructura inicial en esta serie, o al menos que es

poco significativo. Se tomarán los resultados de la serie A1 como valores de referencia para las otras series.

El segundo punto a remarcar en la Fig. 8.16, es la creciente dispersión, más allá de la región potencial, en los valores de las tensiones de las series A2 y A3. Para estas series los puntos correspondientes a relativas bajas temperaturas (desde 850°C hasta 1050°C en la serie A2, y desde 900°C hasta 1000°C en la serie A3) se desvían claramente de la tendencia que muestran a alta temperatura. La dispersión anterior es bien aparente cuando todos los datos se representan en un mismo gráfico, véase la Fig. 8.17. Es evidente que en estos casos la microestructura inicial afecta al comportamiento a fluencia.

El tercer punto a destacar es la coincidencia entre los resultados de alta temperatura de las series A2 y A3 con todos los de la serie A1, proporcionando evidencia adicional a la hipótesis de que la microestructura inicial no tiene influencia cuando el tamaño de grano inicial es suficientemente grande y la fracción de volumen de precipitados y densidad de dislocaciones son adecuadamente bajas.

El mejor ajuste a la ec. (8.5) para los resultados de la serie A1 (sin tener en cuenta los puntos de baja temperatura) dio un valor de la constante $(A''')^{1/5}=603$ y un valor de la constante $\alpha=1338$. Este último es cercano a valores reportados (≈ 1000) para metales FCC. (165)

Bajo condiciones de creep también se han reportado discrepancias en la ec. (8.5), especialmente en aleaciones endurecidas por dispersión de partículas(167-170). En tales materiales, donde las partículas interaccionan severamente con el comportamiento a fluencia, se considera una tensión efectiva. Con este propósito se calcula una tensión interna σ_{op} y se introduce en la ec. (8.5), resultando:

$$\frac{\dot{\epsilon}}{D(T)} = A''' \left(\sinh \alpha \frac{(\sigma_p - \sigma_{op})}{E(T)} \right)^n \quad (8.7)$$

Esta tensión interna proviene de los bucles de Orowan que permanecen después del paso de dislocaciones o bien de interacciones atractivas desarrolladas entre partículas y dislocaciones(171-174).

VIII. Discusión de resultados de los ensayos de conformado y conclusiones.

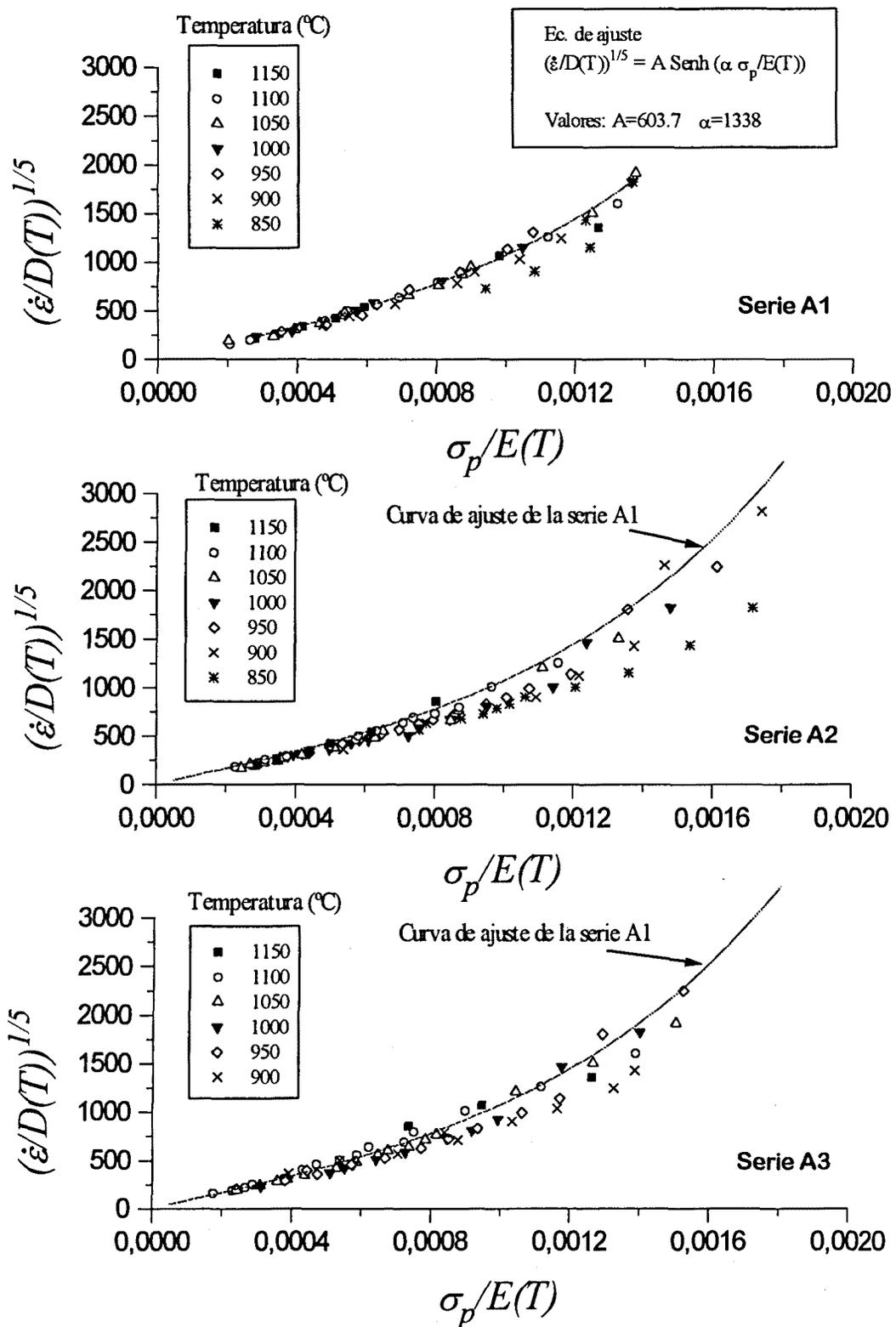


Figura 8.16. Representación de todos los valores de σ_p para cada serie de ensayo según la ec. (8.5).

VIII. Discusión de resultados de los ensayos de conformado y conclusiones.

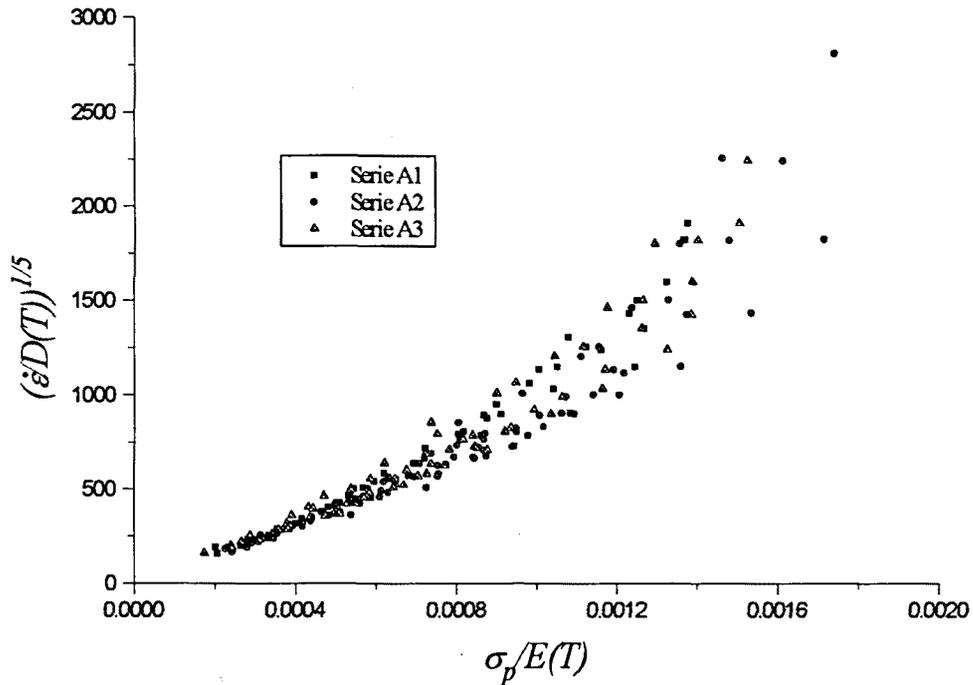


Figura 8.17. Representación de todos los valores de σ_p sobre un mismo gráfico según la ec. (8.5).

En este trabajo se propone una aproximación similar a la de la ec. (8.7). Mediante la introducción de una tensión “interna”, que refleje la estructura inicial, es posible obtener una expresión unificada para todos los resultados. Si se asume que los resultados de la serie A1 pueden tomarse como “libres” de las anteriores tensiones internas, la desviación mostrada por el resto de series puede atribuirse a estas tensiones internas. De este modo los puntos de baja temperatura de las series A2 y A3 fueron ajustados a la ec. (8.5) para determinar valores aparentes de A''' y α (véase Fig. 8.18), los cuales se listan en la tabla 8.4.

Serie	Temperatura (°C)	$(A''')^{1/3}$	α
A2	1050	506	1376
A2	1000	500	1340
A2	950	495	1315
A2	900	485	1280
A2	850	480	1250
A3	1000	514	1350
A3	950	504	1345
A3	900	487	1315

Tabla 8.4. Valores de las constantes de la ec. (8.5) para ensayos de baja temperatura de las series A2 y A3 y para el caso de tensiones de pico σ_p

VIII. Discusión de resultados de los ensayos de conformado y conclusiones.

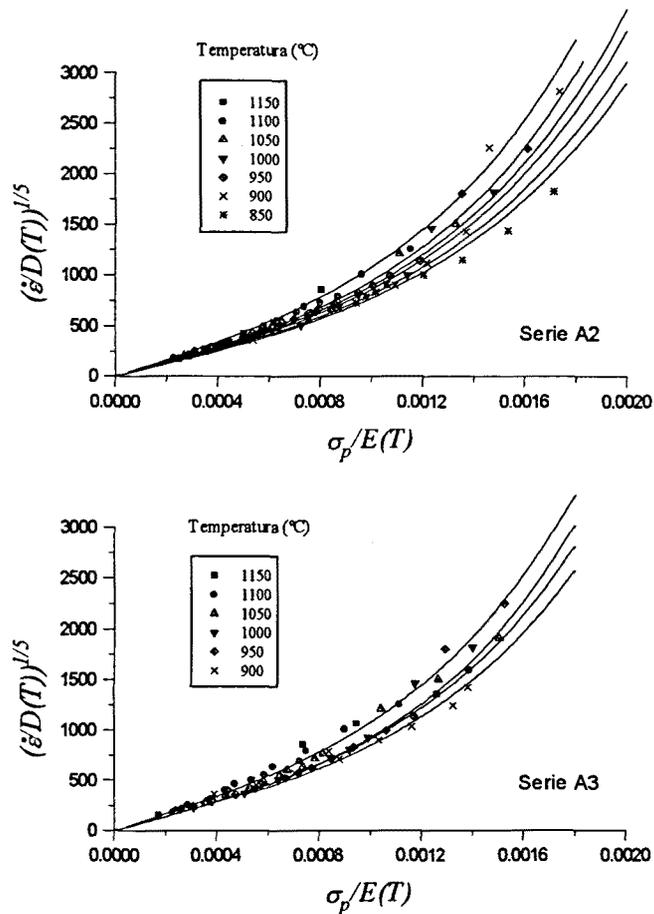


Figura 8.18. Ajustes aparentes a la ec. (8.5) de los valores de σ_p de baja temperatura de las series de ensayo A2 y A3.

Siguiendo ahora el método descrito en la Fig. 8.19 es posible, y relativamente fácil, calcular la magnitud de estas tensiones internas, simplemente por sustracción de la tensión interna requerida para trasladar el punto experimental a la curva de referencia o libre de tensiones internas (serie A1).

El cálculo de estas tensiones internas se muestra en la Fig. 8.20. Puede observarse que son dependientes de la velocidad de deformación, hasta un valor donde dicha tensión interna tiende a saturarse. También son claramente dependientes de la temperatura, disminuyendo cuando ésta aumenta.

En primera aproximación estas tensiones internas pueden estar reflejando el efecto del tamaño de grano inicial d_0 (ver Fig. 8.6). Es claro que el tamaño de grano inicial sufre un cambio de un orden de magnitud cuando la temperatura se incrementa desde 850°C hasta 1200°C, y parece razonable pensar que esto debe afectar de algún modo al comportamiento a fluencia.

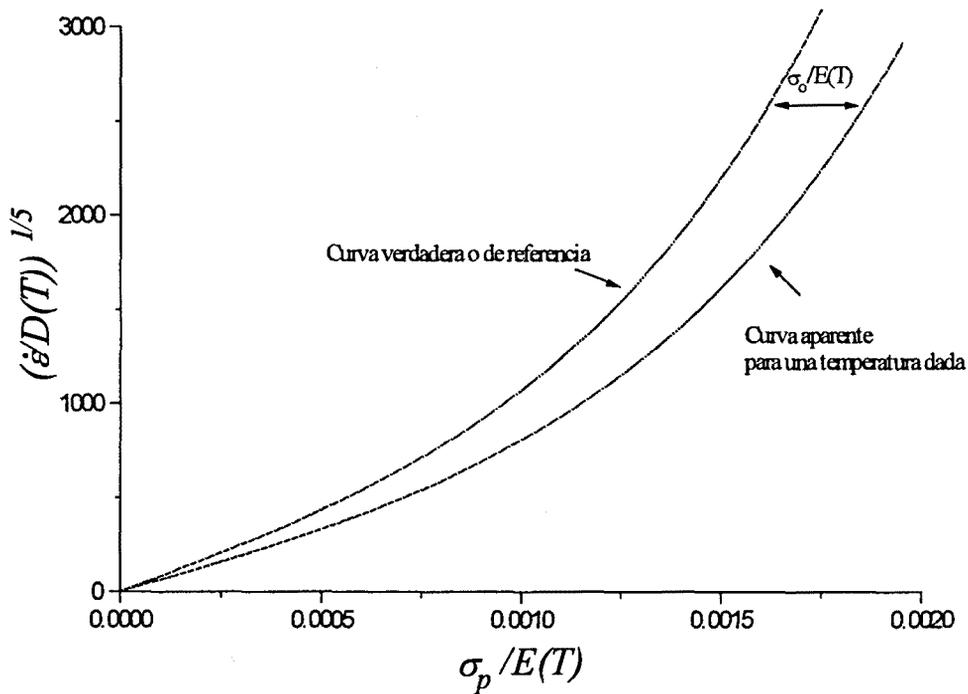


Figura 8.19. Método comparativo para la determinación de la tensión interna en la ec. (8.7).

En la Fig. 8.21 se representa el valor de saturación de la tensión "interna" frente a la raíz cuadrada del tamaño de grano inicial, y puede observarse un buen acuerdo con la ecuación de Hall-Petch (ec. (8.8)):

$$\sigma_{op} = \sigma_{ip} + K \cdot (d_o)^{-1/2} \quad (8.8)$$

Esta última figura permite la determinación de la constante K de la ecuación de Hall-Petch porque es relativamente insensible a la temperatura y la velocidad de deformación. Sin embargo tal representación no permite la determinación de la tensión de fricción σ_{ip} (resistencia promedio de la red cristalina al movimiento de las dislocaciones) porque es fuertemente sensible a la temperatura, deformación y composición química⁽¹⁴³⁾.

Bajo el anterior razonamiento debería cambiarse el nombre de tensiones internas por el de tensión de endurecimiento por efecto del tamaño de grano inicial. Aunque este efecto ha recibido muy poca atención hasta la fecha, un valor de $K=5.5 \text{ MPa mm}^{1/2}$ ha sido reportado⁽¹⁷⁵⁾ para la austenita en la ecuación de Hall-Petch. Este valor es cercano al aquí determinado $K=4.15 \text{ MPa mm}^{1/2}$.

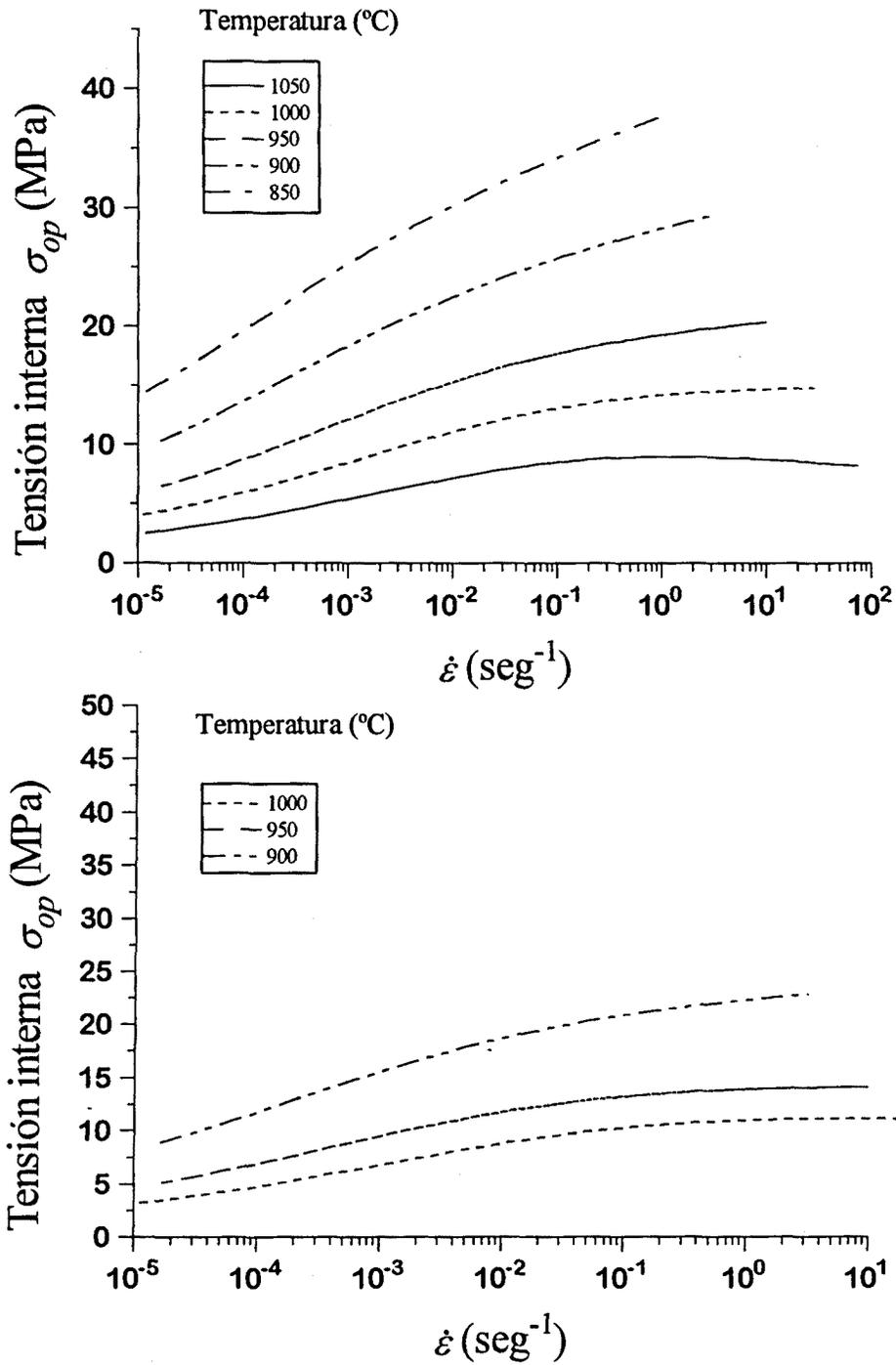


Figura 8.20. Representación de las tensiones internas calculadas para las series de ensayos A2 y A3

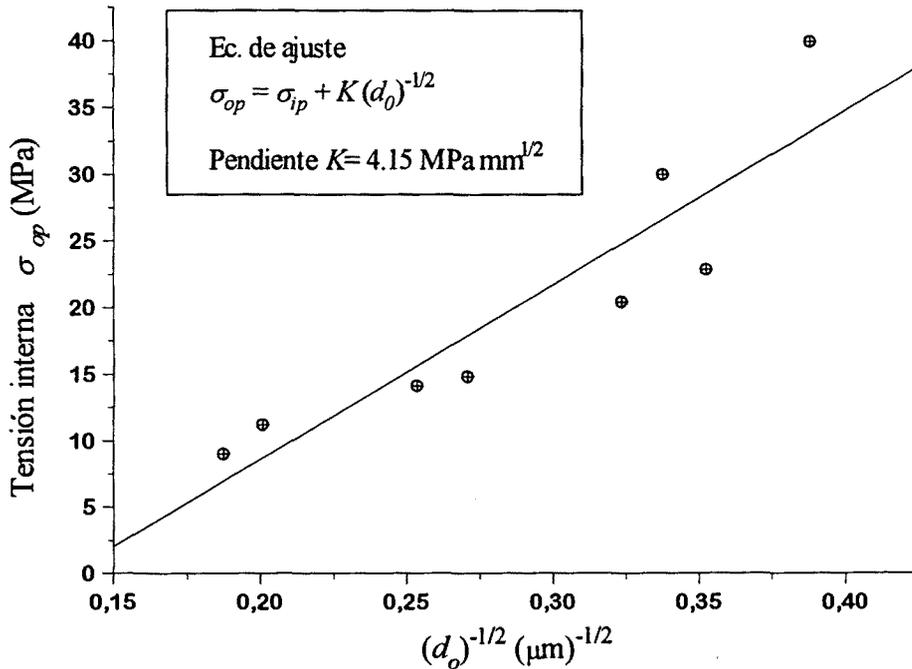


Figura 8.21. Dependencia de la tensión interna de saturación con el tamaño de grano inicial.

Si en lugar de analizar las tensiones “internas” de saturación se analizan las tensiones “internas” a una velocidad de deformación fija, se observa una clara dependencia del coeficiente K con la citada velocidad. Este efecto ha sido también reportado por Petkovic y col. (176) para la tensión de cedencia de un material diferente (cobre). En una escala semi-logarítmica (ver Fig. 8.22) la relación entre K y $\dot{\epsilon}$ es lineal, sugiriendo la siguiente relación empírica:

$$K = a + b \cdot \log(\dot{\epsilon}) \quad (8.9)$$

donde los valores de a y b estimados en este trabajo son 3.94 y 0.45 respectivamente. Estos valores son superiores a los reportados para cobre (1.5 y 0.2) lo que indica que dependen del material considerado.

De acuerdo al procedimiento experimental y a los resultados obtenidos, no es necesario introducir una dependencia con la temperatura en la ec. (8.9). Para poder detectar esta dependencia se deberían efectuar ensayos a diferentes temperaturas con el mismo tamaño de grano inicial. Esta condición se satisfacía en los ensayos de la serie A1, pero el tamaño de grano inicial fue demasiado grande para mostrar influencia sobre el comportamiento a fluencia. Sin embargo, el buen acuerdo observado cuando la única dependencia considerada era con $\dot{\epsilon}$ sugiere que la dependencia con la temperatura debe ser muy débil, y por lo tanto el efecto del tamaño de grano sobre el comportamiento a fluencia en caliente debe mantenerse como una interacción de “largo alcance”.

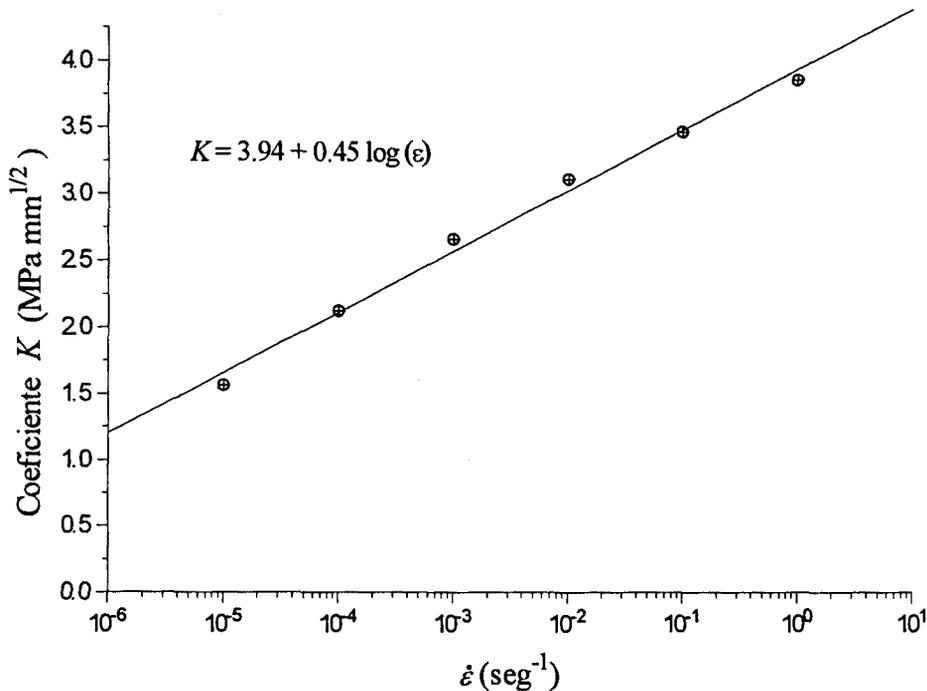


Figura 8.22. Dependencia con la velocidad de deformación del coeficiente K de la ecuación de Hall-Petch.

Un comentario final debe hacerse sobre la tensión σ_{ip} . Aunque su correcta determinación física no fue posible en el caso presente, al menos se obtuvo una correlación empírica para una posterior correcta evaluación de la tensión interna σ_{op} . Así se determinó la siguiente correlación, en la que también existe una dependencia semilogarítmica con la velocidad de deformación:

$$\sigma_{ip} = -15.29 - 1.22 \log(\dot{\epsilon}) \quad (8.10)$$

La razón para la disminución del efecto del tamaño de grano sobre la tensión a bajas velocidades de deformación (Fig. 8.20) puede atribuirse al mecanismo de deformación operante. A bajas velocidades de deformación la escalada de dislocaciones es significativa, mientras que el mecanismo cambia a deslizamiento de dislocaciones a moderadas y altas velocidades de deformación. Bajo esta óptica es de esperar que el mecanismo de deformación sea más sensible al tamaño de grano, pues los límites de grano pueden considerarse como barreras al movimiento de las dislocaciones.

La interpretación anterior de la ecuación de Hall-Petch está basada en las tensiones internas derivadas a partir de las tensiones de pico. Sin embargo es bien conocido que el tamaño de grano inicial afecta a la cinética de recrystalización dinámica (véase la ec. (8.3) en este mismo trabajo). Los tamaños de grano fino promueven el inicio de la recrystalización dinámica, disminuyendo la deformación crítica para recrystalización dinámica y modificando a la vez la

tensión de pico. Adicionalmente está ampliamente reconocido que la recrystalización dinámica empieza antes de que se alcance la tensión máxima σ_p , a aproximadamente 70-80% de la deformación de pico. Es claro entonces que los valores de tensión interna deducidos anteriormente tendrán que estar afectados por la aparición parcial de la recrystalización dinámica. Algunos autores^(84-86,90) han estimado que la fracción en volumen de nuevos granos presentes en el máximo de la curva de fluencia es alrededor del 5%. Por lo tanto parece razonable asumir que el tamaño de grano inicial continuará afectando el comportamiento a fluencia incluso después de que la recrystalización dinámica se haya iniciado, aunque la influencia de las tensiones internas debe ir disminuyendo a medida que la recrystalización dinámica progresa y la densidad de dislocaciones disminuye. Como consecuencia la influencia del tamaño de grano inicial desaparecerá completamente cuando se alcance el tamaño de grano estable. En dicho momento la tensión interna dependerá sólo del tamaño de grano de estado estable. En otras palabras, debe esperarse que la constante K en la ecuación de Hall-Petch disminuirá con la deformación después del inicio de la recrystalización dinámica, disminuyendo hasta un valor constante durante la fluencia de estado estable.

Para comprobar la interpretación anterior, se determinaron, en los ensayos de la serie A2, las tensiones de fluencia a una deformación constante de $\epsilon=0.05$, i.e. en ausencia de recrystalización dinámica. La dependencia de estas tensiones $\sigma_{0.05}$ con la velocidad de deformación se muestra en la Fig. 8.23. Estos resultados son de nuevo graficados (Fig. 8.24) usando la expresión unificada de la ec. (8.5). Se evaluaron los valores de las constantes en la ecuación anterior para $\sigma_{0.05}$ (ver tabla 8.5) y mediante la técnica ya descrita se determinaron las tensiones internas (ver Fig. 8.25). Comparando las Figs. 8.20 y 8.25 es evidente que ambas tensiones internas (las de $\sigma_{0.05}$ y las de σ_p) muestran un comportamiento similar, con algunas discrepancias debido al método indirecto de cálculo de las mismas. Si ahora las tensiones internas $\sigma_i(0.05)$ son analizadas a velocidad de deformación constante (ver Fig. 8.26) se observa una relación similar a la ec. (8.9), con las constantes a y b tomando los valores 4.57 y 0.48 respectivamente. Estos valores son ligeramente superiores a los determinados para los valores de σ_p , una observación que es totalmente consistente con la presencia de recrystalización dinámica parcial cuando se alcanza el máximo de la curva de fluencia. Por lo tanto las tensiones internas dependen del tamaño de grano inicial desde el principio de la deformación, aunque su magnitud disminuye conforme avanza la recrystalización dinámica, hasta alcanzar un valor independiente del tamaño de grano inicial durante la fluencia de estado estable.

Temperatura (°C)	$(A'')^{1/5}$	a
1150-1100	449	2234
1050	353	2352
1000	362	2229
950	296	2423
900	256	2482
850	360	1893

Tabla 8.5. Valores de las constantes de la ec. (8.5) para los ensayos de la serie A2 y para las tensiones $\sigma_{0.05}$.

VIII. Discusión de resultados de los ensayos de conformado y conclusiones.

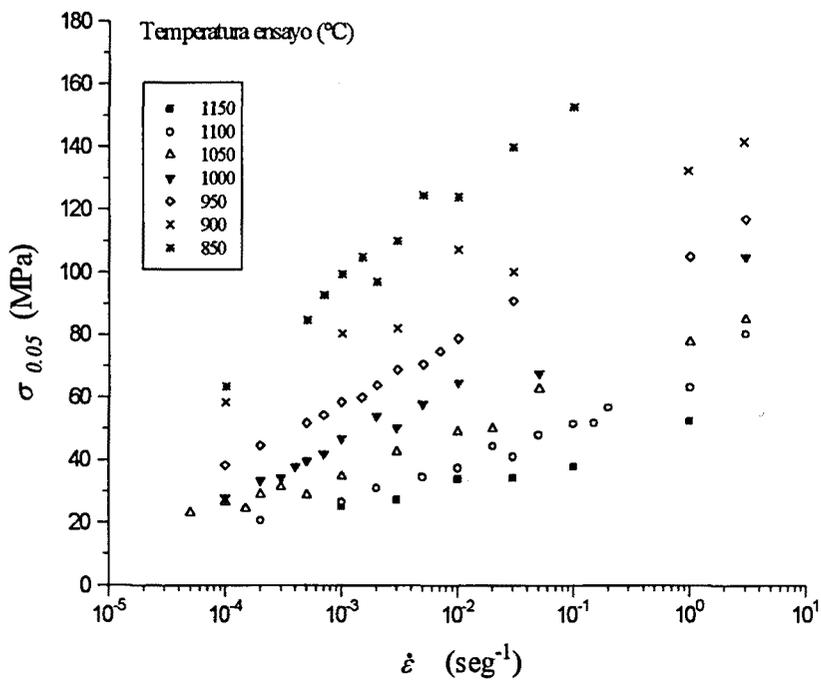


Figura 8.23. Dependencia de las tensiones de fluencia a $\epsilon=0.05$ de los ensayos de la serie A2 con la velocidad de deformación y temperatura.

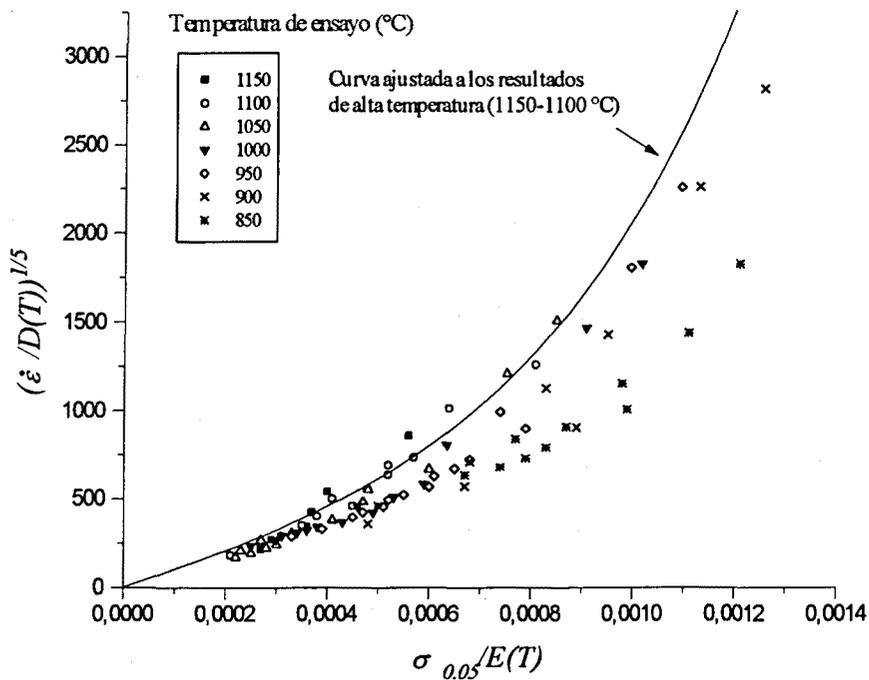


Figura 8.24. Representación de $\sigma_{0.05}$ según la ec. (8.5).

VIII. Discusión de resultados de los ensayos de conformado y conclusiones.

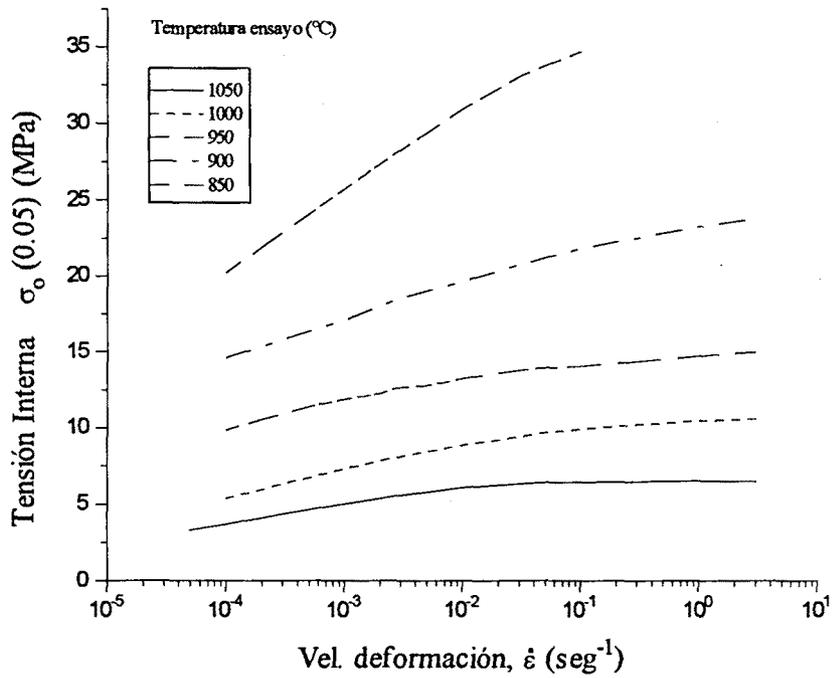


Figura 8.25. Evolución de las tensiones internas cuando se consideran los valores de $\sigma_{0.05}$ de la serie A2.

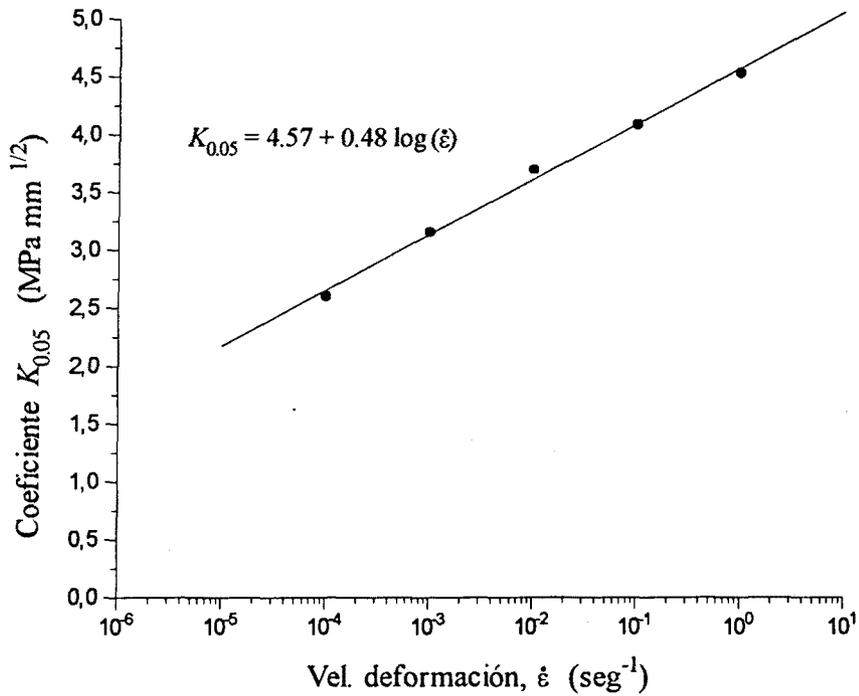


Figura 8.26. Dependencia con la velocidad de deformación del coeficiente $K_{0.05}$ de la ecuación de Hall-Petch.

De acuerdo con los resultados registrados no hay evidencia de una fuerte influencia de los precipitados o de la inicial densidad de dislocaciones. Aunque los precipitados pueden tener un efecto indirecto controlando el tamaño de grano inicial, parece claro que no afectan directamente al comportamiento a fluencia. Bajo las condiciones de austenización de las series A2 y A3, los precipitados están localizados fundamentalmente en los límites de grano. De este modo deberían tener un efecto reducido sobre el endurecimiento de la matriz. Con respecto a los puntos que se desvían de la tendencia general en la serie A1, debe notarse que se corresponden con temperaturas (900 y 850°C) en las cuales tiene lugar la precipitación dinámica de un complejo carbonitrúro de vanadio-titanio (recuérdese el apartado 8.1), temperatura que coincide con la nariz de curvas PTT reportadas para aceros similares aunque con menor contenido de carbono^(14,17). La aparición de esta precipitación dinámica puede explicar el incremento en la tensión de fluencia observado a relativamente bajas velocidades de deformación (la precipitación tiene lugar antes del pico de tensión) y la ausencia de este efecto a mayores velocidades (la precipitación tiene lugar después). En este caso la precipitación es general y tiene lugar no sólo en los límites de grano, sino también en la matriz.

La observación de que la densidad inicial de dislocaciones no ejerce un importante efecto sobre el comportamiento a fluencia parece razonable si se piensa que la densidad inicial cambia rápidamente una vez comienza la deformación, evolucionando hacia la densidad impuesta por la temperatura y velocidad del ensayo. La comparación de las tensiones de endurecimiento debidas al tamaño de grano inicial en los resultados de las series A2 y A3 no revela diferencias apreciables, por lo que cabe concluir que el crecimiento de los precipitados (lo que diferenciaba ambas series) no tiene una influencia directa sobre el comportamiento a fluencia, aunque de nuevo puede afectar indirectamente a través del tamaño de grano inicial.

Un comentario final debe realizarse sobre la presencia de elementos microaleantes en solución sólida. Los efectos de estos elementos sobre los procesos de recristalización son bien conocidos y ya fueron analizados en apartados anteriores. Este efecto es probablemente evidente en los ensayos de la series A2 y A3, donde las cantidades de elementos microaleantes en solución eran diferentes en cada condición de ensayo. Pero debido al débil efecto de los elementos involucrados (vanadio y titanio), su posible influencia queda soslayada.

Finalmente en la Fig. 8.27 se representan todos los valores de tensión pico o máxima según la ec. (8.7), considerando las tensiones “internas” apropiadas. Es evidente que la dispersión que aparecía en la Fig. 8.17 ha disminuido notablemente, mostrando la importancia de incluir el efecto del tamaño de grano inicial en la ec. (8.5)

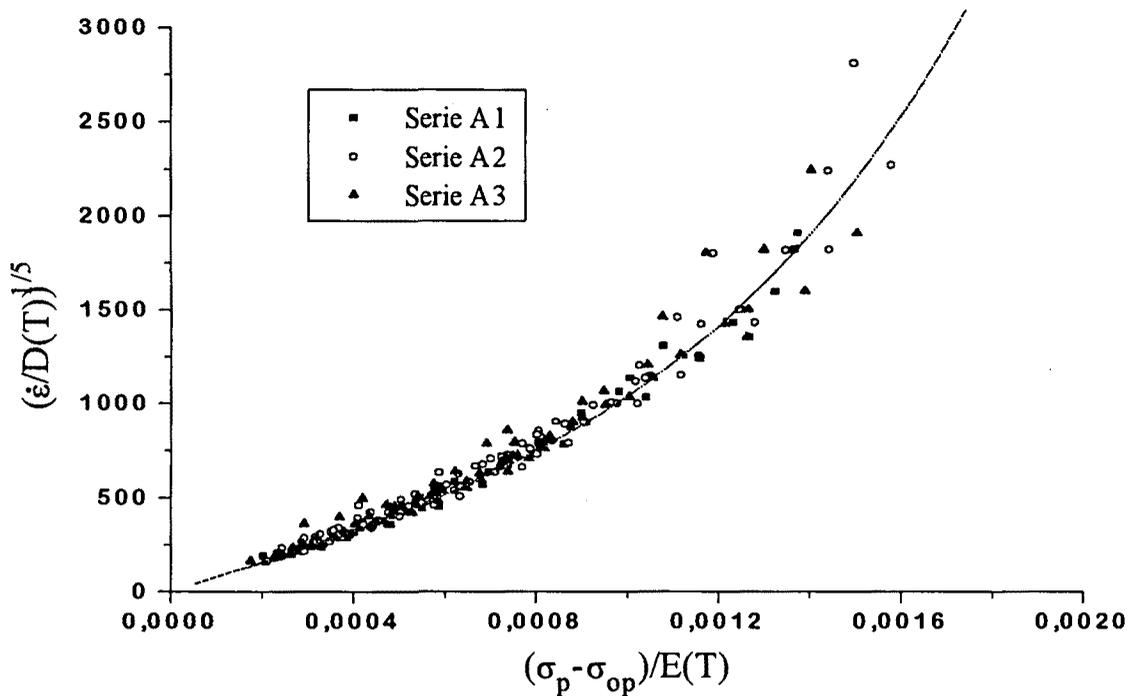


Figura 8.27. Representación de todos los valores de σ_p en un mismo gráfico incluyendo el efecto del tamaño de grano inicial a través de la apropiada tensión interna.

8.5.- DETERMINACION DE LA ECUACION CINETICA PARA σ_{ss} Y EFECTO DEL TAMAÑO DE GRANO RECRISTALIZADO.

Las ecs. (6.34) a (6.37) muestran la necesidad de determinar una ecuación cinética para la tensión de estado estable σ_{ss} de cara a una adecuada modelización de la curva de fluencia.

Como ya se comentó en el capítulo VI la citada tensión admite un tratamiento idéntico al dado en el apartado anterior para σ_p . Sin embargo y dados los resultados obtenidos anteriormente surgen algunas preguntas, especialmente si el tamaño de grano recristalizado dinámicamente tendrá un efecto similar en σ_{ss} como el tamaño grano inicial lo tiene en σ_p , y si es así verificar que efectivamente su influencia es inferior.

La Fig. 8.28 muestra la evolución de σ_{ss} con la velocidad de deformación y temperatura. De nuevo se efectuaron correcciones en los valores de tensión correspondientes a ensayos de alta velocidad. Lo comentado en el apartado 8.4 para las tensiones σ_p es también válido para las tensiones σ_{ss} . La Fig. 8.29 muestra los resultados anteriores representados sobre una base similar a la de la ec. (8.5). Al igual que ocurría con las tensiones σ_p para la serie A1 todos los puntos se agrupan en una misma curva (excepto los de 850°C y baja velocidad de deformación por los motivos ya comentados), obteniéndose los siguientes valores de las constantes de la ec. (8.5): $(A''')^{1/5}=813$ y

$\alpha=1168$. Sin embargo la misma Fig. 8.29, para los resultados de las series A2 y A3, muestra que no todos los datos se alinean sobre la misma curva de ajuste anteriormente determinada, de un modo similar a como ocurría con σ_p . Una posible explicación sería asumir que tal falta de ajuste, equivalente de nuevo a considerar una tensión “interna”, se debe de alguna manera a los precipitados presentes en las series de ensayos A2 y A3, pues es lo único que diferencia las series de ensayos A1 con A2 y A3 durante la fluencia de estado estable. En la Fig. 8.30 se muestra que las tensiones “internas” σ_{oss} que en este caso cabría considerar son de nuevo dependientes con la velocidad de deformación y por regla general inferiores a las determinadas para σ_p . (Las tensiones “internas” σ_{oss} se determinaron de manera similar a como se hizo para σ_p . La tabla 8.6 lista los valores aparentes de A''' y α para los casos considerados.).

De nuevo cabe pensar en que el efecto de los precipitados es indirecto. No están endureciendo la matriz pero sí están limitando el tamaño de grano recrystalizado. Esto se ve claramente en la Fig. 8.31 donde se representa la relación “universal” entre σ_{ss} normalizada por la tensión de cizalladura, y el tamaño de grano recrystalizado normalizado por el vector de Burgers de la austenita ($2.58 \cdot 10^{-10}$ m) según la ec. (6.4). Se ha representado de hecho la tensión σ_{ss} efectiva, es decir, descontados los efectos de las tensiones internas. La dependencia encontrada en la Fig. 8.31 para la serie de ensayos A1, ensayos donde la recrystalización dinámica progresa de una manera “libre”, es la habitualmente reportada en literatura. El exponente tiene un valor de 0.62, muy cercano al valor universal de 2/3 propuesto por Derby y col.⁽¹⁰⁴⁻¹⁰⁶⁾ La constante K , que oscila entre 1 y 10, en este caso vale 2.39.

La misma Fig. 8.31 muestra que las series de ensayos A2 y A3 tienen un comportamiento bien diferente, produciendo a altas tensiones (i.e. altas velocidades o baja temperatura) tamaños de grano más finos. De hecho los valores de los exponentes del tamaño de grano recrystalizado en la ec. (6.4) difieren notablemente para las citadas dos series (0.367 y 0.42) del valor propuesto por Derby y col., queriendo indicar que cuando la recrystalización dinámica progresa en presencia de una cantidad suficiente de precipitados, los tamaños de grano producidos son aún más finos que cuando tal progresión tiene lugar en una matriz libre de partículas. Los precipitados probablemente refinan la propia subestructura de granos, y por lo tanto de nuevo ofrecen obstáculos adicionales al movimiento de las dislocaciones. Es también evidente en la Fig. 8.31 la presencia de una dispersión notable en los tamaños de grano recrystalizados, debido entre otros factores ya anteriormente apuntados a la imposibilidad de retener totalmente la estructura de granos recrystalizada dinámicamente, y por lo tanto a la presencia de granos recrystalizados metadinámica y/o estáticamente.

En la Fig. 8.32 se correlacionan las tensiones “internas” σ_{oss} con el tamaño de grano recrystalizado deducido según los valores de la ec. (6.4). De nuevo, salvo algunos puntos que se desvían de la tendencia general (correspondientes a la serie A2 a 850°C) y que se comentarán más adelante, puede apreciarse que el comportamiento es explicable por una ecuación de Hall-Petch, con los coeficientes deducidos en la ec. (8.11):

$$\sigma_{oss} = 3.5 + 0.751 \cdot (d_{rec})^{-1/2} \quad (8.11)$$

donde d_{rec} está en mm.

Puede comprobarse que las constantes en la ecuación de Hall-Petch, especialmente K , así como las propias tensiones internas, son claramente inferiores a las encontradas para el caso de σ_p , lo cual es lógico pues el progreso de la recristalización dinámica tiende a eliminar dislocaciones, y a ablandar la estructura mucho más que en el caso de la restauración dinámica. Ello valida plenamente la discusión efectuada en el apartado anterior para el caso de σ_p cuando se afirmaba que el efecto del tamaño de grano inicial debería disminuir con el progreso de la recristalización dinámica, hasta alcanzar un valor dependiente en todo caso del tamaño de grano recristalizado.

También es notorio en la Fig. 8.31 que las tres series de ensayos tienden a unificarse a bajas tensiones (altas temperaturas y/o bajas velocidades de deformación), donde es de esperar que el efecto de interacción de los precipitados sobre la subestructura desarrollada por la recristalización dinámica sea poco significativo, al igual que ya ocurre con el propio tamaño de grano inicial.

Finalmente hay que indicar que la dependencia de las tensiones σ_{oss} con la velocidad de deformación queda englobada en la relación entre el tamaño de grano recristalizado y σ_{ss} , por lo que la ecuación cinética para la tensión de estado estable se representaría como:

$$\left(\frac{\dot{\epsilon}}{D(T)}\right)^{1/5} = 813 \cdot \sinh\left(1168 \cdot \left(\frac{\sigma_{ss} - \sigma_{oss}}{E(T)}\right)\right) \quad (8.12)$$

siendo

$$\begin{aligned} \sigma_{oss} &= 3.5 + 0.751 \cdot (d_{rec})^{-1/2} \\ \sigma_{oss} &= 0 \quad d_{rec} > 30 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (8.13)$$

donde d_{rec} se expresa en mm. La condición de que el tamaño de grano recristalizado sea inferior a $30 \mu\text{m}$ (o $d_{rec}/b \sim 10^{-5}$) equivale a considerar los efectos de tamaño de grano en los ensayos a temperaturas inferiores a 1050°C y siempre que haya partículas precipitadas que sean capaces de refinar adicionalmente el tamaño de grano dinámicamente recristalizado. En ese caso d_{rec} está relacionado con σ_{ss} según la ec. (8.14).

$$\frac{\sigma_{ss}}{\mu(T)} = 0.13 \cdot \left(\frac{d_{rec}}{b}\right)^{-0.395} \quad (8.14)$$

En esta última expresión se han promediado los valores de las constantes obtenidas para las series A2 y A3, y d_{rec} está en unidades consecuentes con el vector de Burgers.

A modo de comparación en la Fig. 8.33 se muestra como los valores de σ_{ss} se unifican al tener en cuenta el efecto de las correspondientes tensiones internas.

En relación a los puntos experimentales que se desvían de la tendencia general en la dependencia del tamaño de grano recrystalizado con la tensión interna (ver Fig. 8.32), cabe notar que se corresponden con los ensayos de la serie A2 a 850°C. En esas condiciones es de esperar un efecto de endurecimiento por parte de las partículas precipitadas. A un efecto similar, aunque esta vez en condiciones de precipitación dinámica, se atribuyó la desviación de algunos ensayos de la serie A1 a 850°C. En este sentido ambos resultados son enteramente consistentes, y ponen de manifiesto que cuando la cantidad de precipitados es notable, como parece ocurrir a 850°C en los aceros del presente estudio, debe también considerarse un incremento en tensión debido a las partículas. Para reforzar la idea de que el efecto es debido a las partículas baste ver que los puntos "anomalos" de la Fig. 8.32 son paralelos a la tendencia general, evidenciando que la tensión interna adicional a introducir (debida al endurecimiento por partículas) es también constante e independiente de d_{rec} , y por extensión de $\dot{\epsilon}$ y t , lo cual es coherente con las teorías clásicas^(23,143) de endurecimiento por precipitación, pues este depende exclusivamente de la fracción en volumen y tamaños de las partículas (ambos aproximadamente constantes en los experimentos que ahora nos ocupan). Cabe también decir que el efecto del endurecimiento sobre la tensión es aditivo y se puede superponer a otros efectos (como el aquí reportado del tamaño de grano), y que aunque no se incluya o estudie en este trabajo, se puede incorporar perfectamente en las ecuaciones constitutivas.

Para finalizar este apartado cabe destacar que se observa que el coeficiente K en la ecuación de Hall-Petch es prácticamente independiente de la deformación hasta tanto no se inicia la recrystalización dinámica. En ese momento sólo depende de la velocidad de deformación. Una vez la recrystalización dinámica se inicia, el citado coeficiente comienza a disminuir por efecto de la fracción de volumen de granos recrystalizados. Conforme la deformación aumenta y la recrystalización dinámica progresa y se completa, se observa que el coeficiente K deja de depender no sólo de la deformación, sino también de la velocidad de deformación, volviéndose un valor constante, y quedando la dependencia de la velocidad de deformación incluida en el tamaño de grano recrystalizado. Todo el tema de tensiones internas aquí puesto de relieve requiere un análisis más exhaustivo y la elaboración de un modelo teórico explicativo de la dependencia de la velocidad de deformación. Ello no se ha efectuado en este trabajo por cuestiones de espacio y tiempo, pero sugiere claramente futuras líneas de acción investigadoras.

Serie	Temperatura (°C)	$(A''')^{1/3}$	α
A2	1050	623	1256
A2	1000	598	1301
A2	950	661	1205
A2	900	606	1253
A2	850	667	1106
A3	1000	735	1171
A3	950	665	1230
A3	900	745	1110

Tabla 8.6. Valores de las constantes de la ec. (8.5) para ensayos de baja temperatura de las series A2 y A3, considerando valores de σ_{ss}

VIII. Discusión de resultados de los ensayos de conformado y conclusiones.

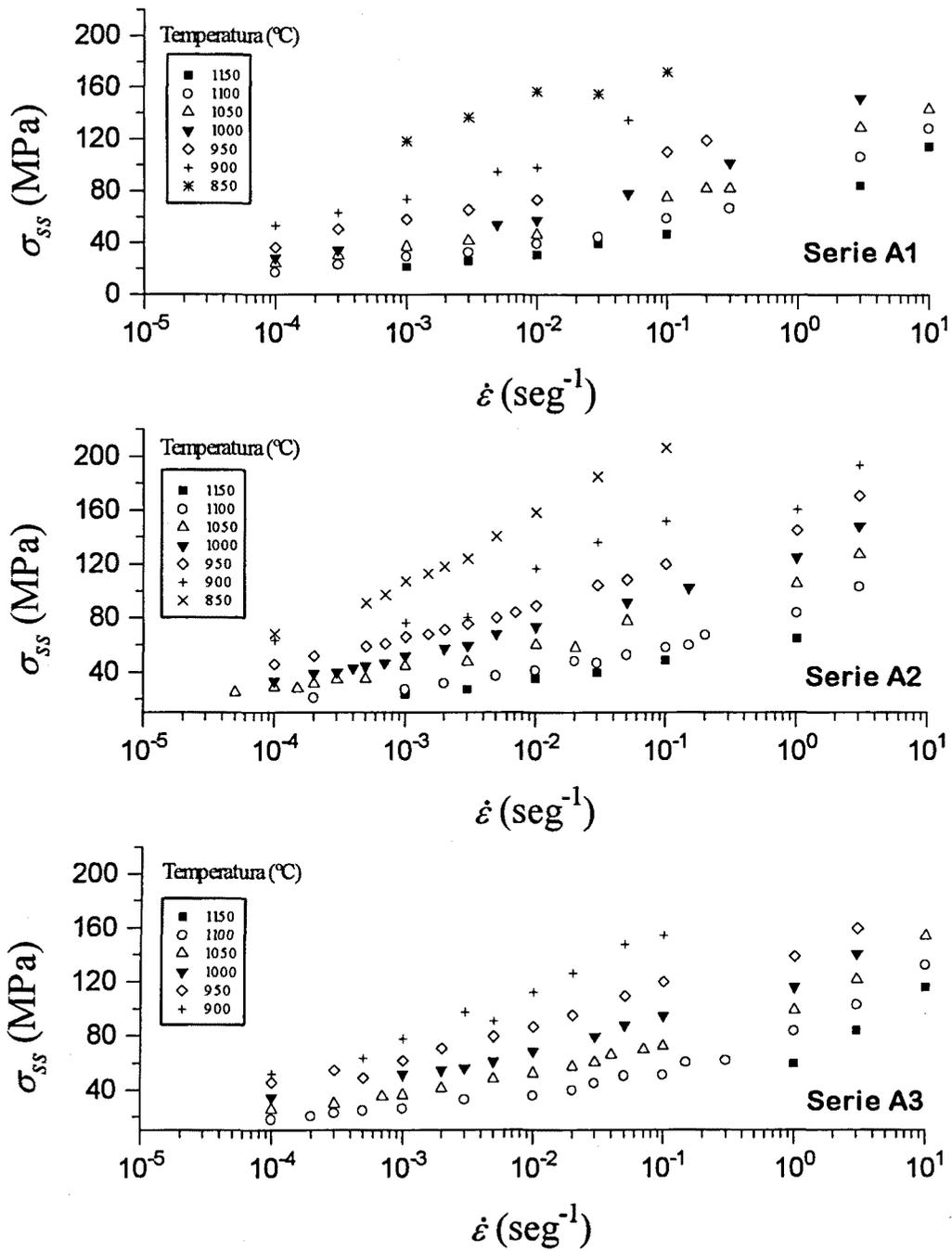


Figura 8.28. Representación de la evolución de σ_{ss} frente a $\dot{\epsilon}$ para todas las series de ensayos.

VIII. Discusión de resultados de los ensayos de conformado y conclusiones.

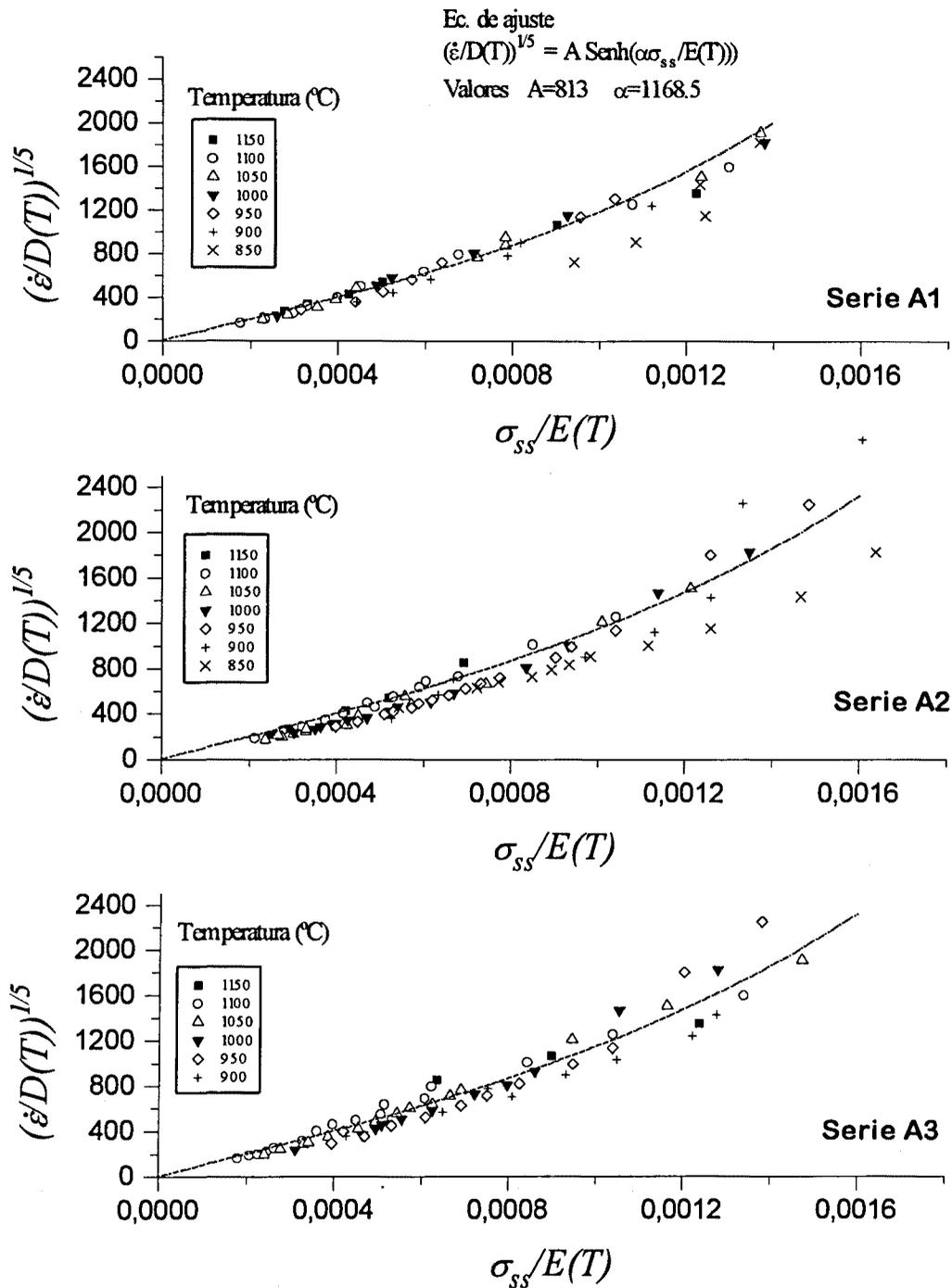


Figura 8.29. Representación de los resultados de σ_{ss} según la ec.(8.5). La curva de ajuste representada en los gráficos de las series A2 y A3 es la de la serie A1

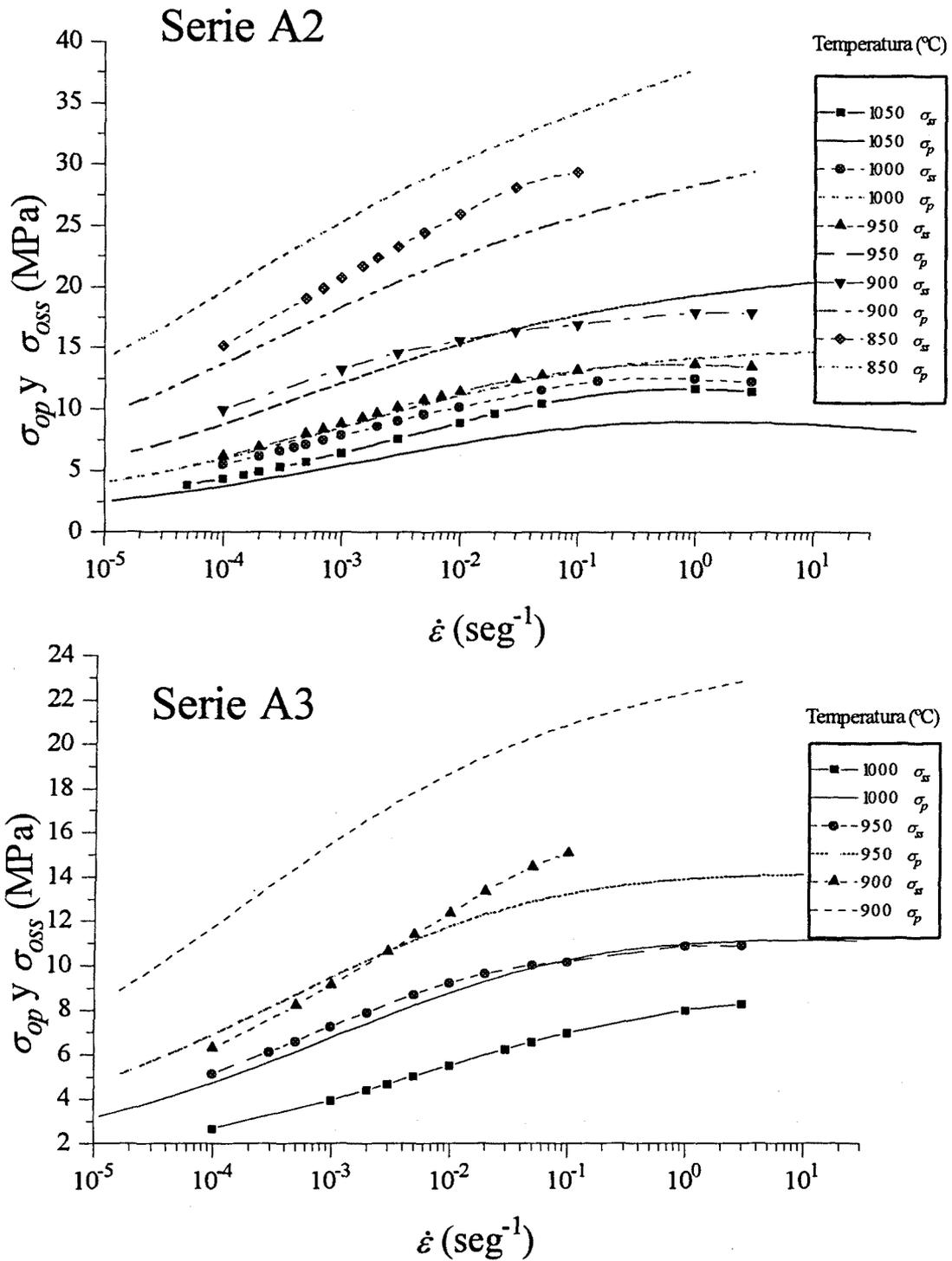


Figura 8.30. Representación de las tensiones internas involucradas en la determinación de σ_{ss} y comparación con las determinadas para σ_p .

VIII. Discusión de resultados de los ensayos de conformado y conclusiones.

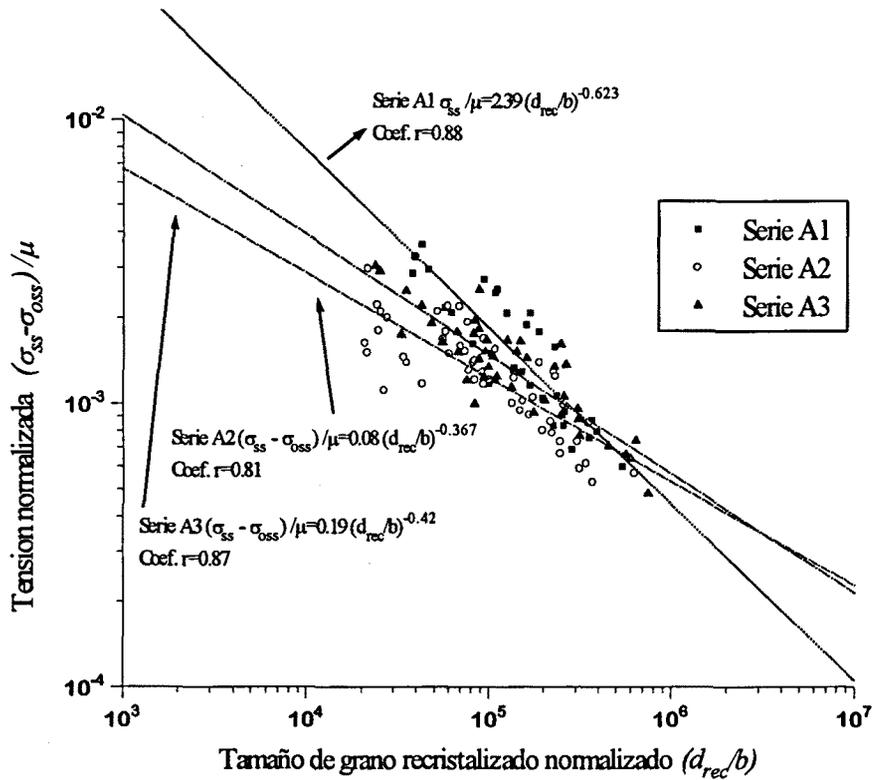


Figura 8.31. Dependencia de la tensión de estado estable con el tamaño de grano recristalizado según la ec. (6.4) o relación universal propuesta por Derby y col. (104-106)

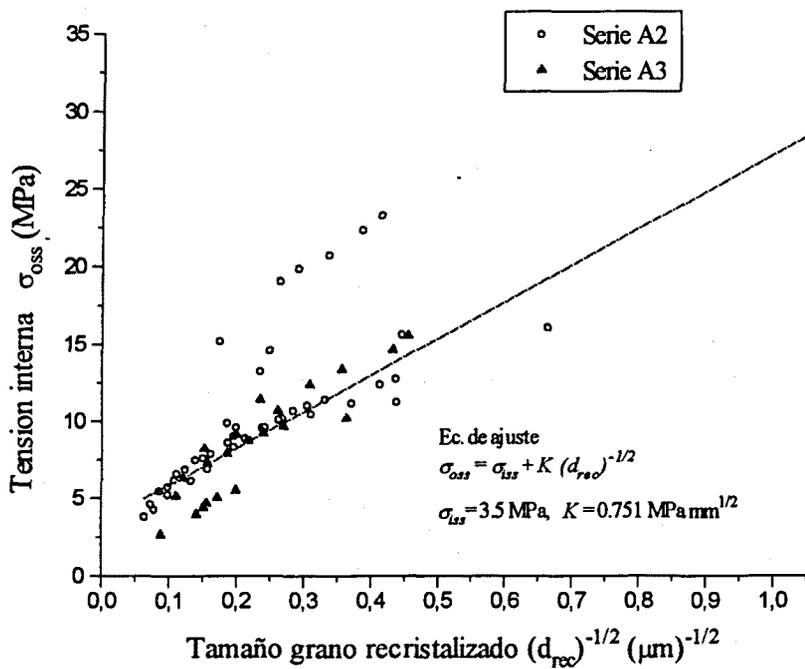


Figura 8.32. Correlación entre las tensiones internas σ_{oss} y el tamaño de grano recristalizado. Ajuste a una ecuación de Hall-Petch.

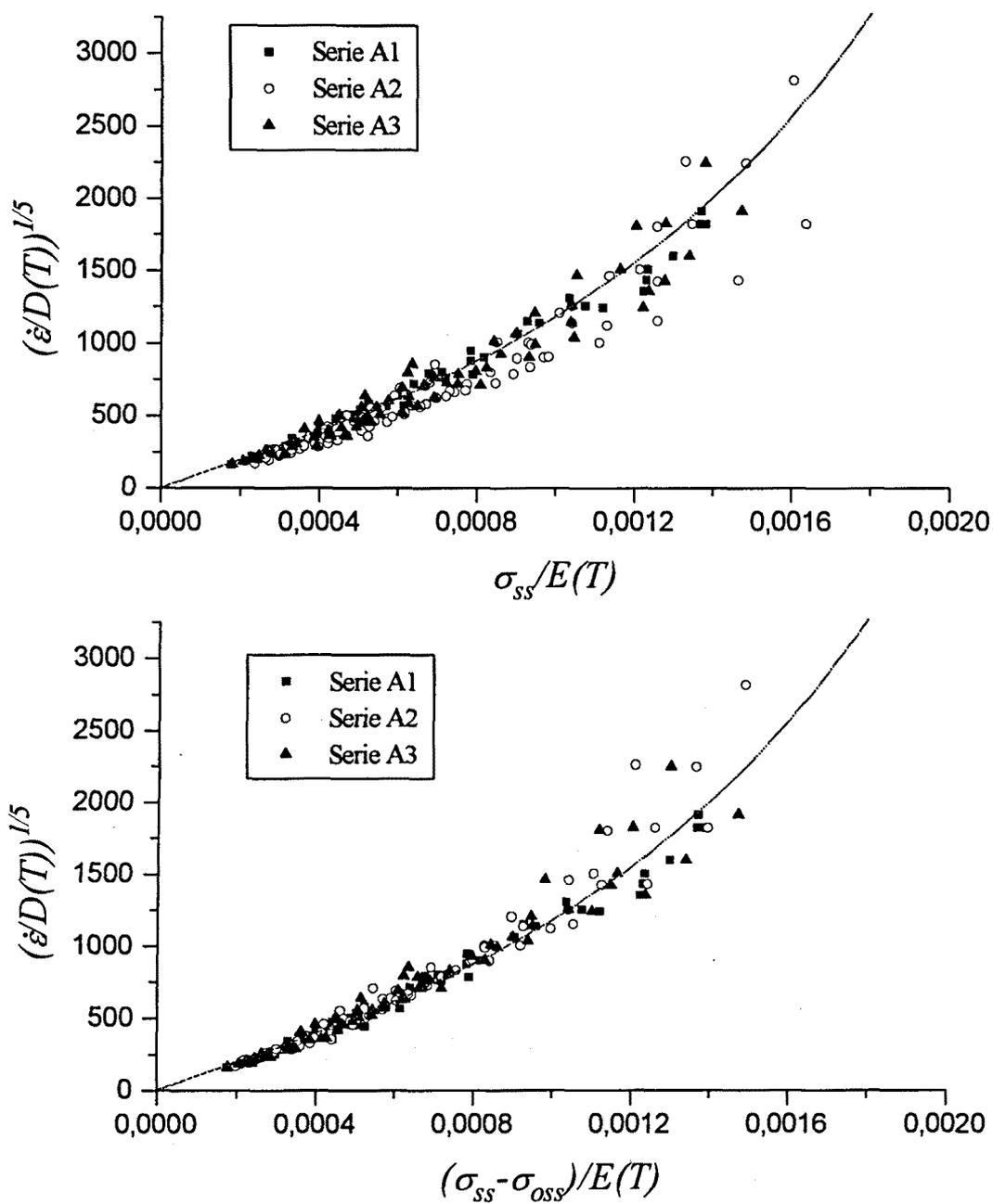


Figura 8.33. Representación sobre un mismo gráfico de los valores de la tensión de estado estable de todos los ensayos según la ec. (8.5.). En el gráfico superior sin tener en cuenta las tensiones "internas" y en el inferior incluyendo su efecto.