

## ■ S U P E R L E G H E ■

# Descrizione del comportamento a creep della superlega Udimet 720 Li

M. Maldini, V. Lupinc

**In** questo lavoro si è studiato il comportamento a creep della superlega a base nichel Udimet 720 Li, forgiata isotericamente, a temperature di interesse applicativo (650-700°C) e con sforzi applicati (450-900MPa) tali da produrre tempi a rottura fino a 5400h. La superlega in esame è utilizzata per la fabbricazione di dischi per turbine a gas.

Le curve di creep hanno mostrato un comportamento dipendente dal valore delle sollecitazioni applicate:

- a bassi sforzi le curve non presentano alcuno stadio stazionario, ma sono dominate da un lungo stadio accelerante che segue un piccolo, a volte insignificante, stadio primario. Il lungo stadio accelerante è dovuto principalmente all'accumularsi, nel materiale, di un danno correlato alla deformazione da creep.
- A sforzi applicati più elevati si ottengono curve apparentemente simili alle precedenti, ma viene mostrato che lo stadio accelerante è dovuto semplicemente all'aumentare dello sforzo vero applicato sui campioni con il crescere della deformazione, tipico nelle prove di creep eseguite non a sforzo, ma a carico costante.

L'aumento della densità delle dislocazioni mobili con la deformazione da creep, permette di razionalizzare i risultati sperimentali.

**Parole chiave:** superleghe, creep, modellazione

## INTRODUZIONE

Il continuo aumento della temperatura d'esercizio delle turbine a gas, reso possibile dall'introduzione di palette monocristalline, sta portando i dischi di turbina ad operare in regimi di temperatura dove il creep assume sempre maggiore importanza. In questo lavoro è presentato il comportamento a creep della superlega Udimet 720 Li, utilizzata per la fabbricazione di dischi di turbine a gas aeronautiche. Il fine ultimo della ricerca è descrivere le curve di creep con semplici equazioni costitutive, utilizzabili in codici agli elementi finiti, basate sui meccanismi reali di deformazione e danno che avvengono nel materiale. In questo modo sono rese più sicure eventuali estrapolazioni del comportamento a creep in campi di sforzi/temperature dove prove sperimentali sono mancanti od insufficienti. Parte del lavoro è stato svolto nell'ambito di un progetto Brite EuRam della comunità europea [1].

## MATERIALE E PROCEDURA SPERIMENTALE

La composizione chimica nominale della superlega Udimet 720 Li è data in Tab. 1

I campioni di creep sono stati ricavati da un disco forgiato isotericamente e trattato termicamente da Thyssen Umformtechnik. La sequenza del trattamento termico è consistita in:

4 h / 1110°C / oil quench + 24 h / 650°C / air cool + 16h / 750°C / air cool.

L'osservazione al SEM del materiale forgiato e termicamente trattato, ha mostrato una struttura relativamente uniforme di grani equiassici (~10 µm) e la presenza di grosse particel-

le di forma irregolare di fase  $\gamma'$  non messe in soluzione durante il trattamento termico ( $\gamma'$  primaria) [2]. Tali particelle, aventi una dimensione media di circa 3 µm e occupanti una frazione volumetrica di circa il 10%, stabilizzano il bordo di grano durante il trattamento termico, Fig. 1a.

L'esame al TEM mostra la presenza nei grani di particelle di fase  $\gamma'$  secondaria e terziaria di forma sferoidale e con dimensioni fra 50-100nm e 5-15nm rispettivamente, Fig. 1b [2].

La distribuzione bimodale della fase  $\gamma'$  all'interno dei grani avviene durante il raffreddamento in olio che segue il trattamento di solubilizzazione: le particelle di  $\gamma'$  secondarie precipitano alle più alte temperature, mentre le più piccole  $\gamma'$  terziarie appaiono alle temperature intermedie [3].

Gli ulteriori due stadi del trattamento termico che seguono il trattamento di solubilizzazione, producono solo un ingrossamento della fase  $\gamma'$  terziaria e nessun effetto apparente sulla fase  $\gamma'$  secondaria e primaria.

Prove di creep a carico costante sono state eseguite su campioni a simmetria cilindrica con un tratto utile di 20 mm e diametro di 4.0 mm. Due trasduttori capacitivi, posti al di fuori del forno e collegati al campione di creep, hanno permesso di misurare in continua l'allungamento del tratto utile. Tre termocoppie sono state applicate lungo il tratto utile in modo da controllare il gradiente di temperatura lungo l'asse del campione.

Una volta montati sulla macchina di creep, i campioni sono stati caricati parzialmente a temperatura ambiente e temperatura di prova in modo da stimare il modulo di Young del materiale e controllare l'assialità del carico. Prima dell'applicazione del carico, ed inizio della prova di creep, i campioni sono restati almeno un'ora, e comunque meno di tre ore, alla temperatura di prova.

Elem.	Al	Co	Cr	Mo	Ti	W	Zr	Fe	Ni
% peso	2,5	14,7	16	3,0	5,0	1,25	0,40	0,5	resto

Tabella 1 – Composizione chimica nominale della superlega Udimet 720Li (% in peso).

Table 1 – Nominal chemical composition of Udimet 720Li superalloy (wt.%).

M. Maldini, V. Lupinc  
CNR-IENI, Via Cozzi 53, I-20125 Milano

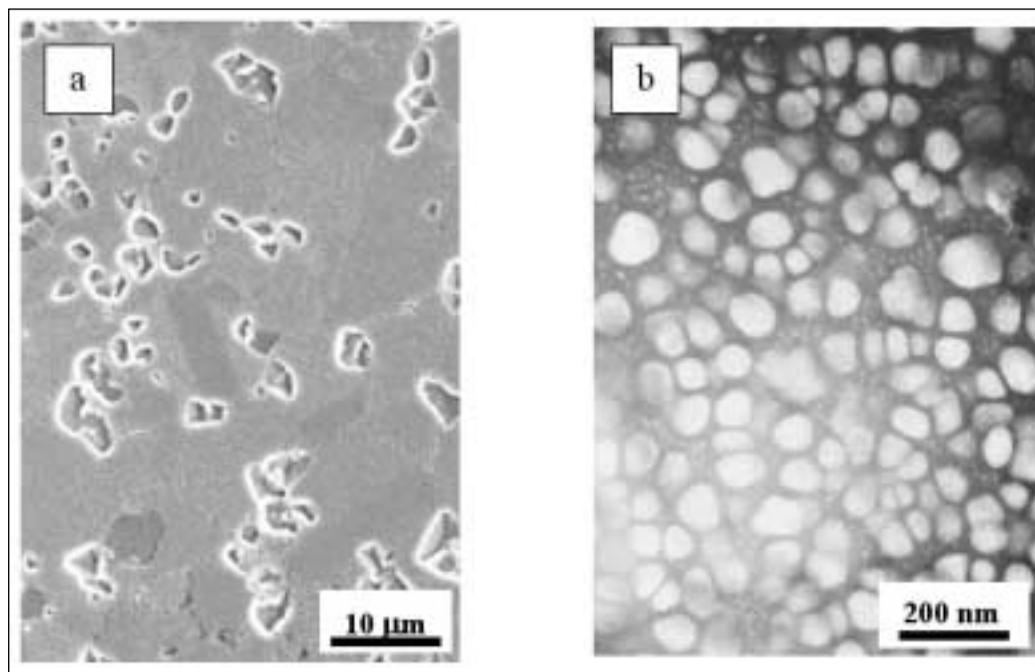


Fig. 1 – Microstruttura della lega Udimet 720Li dopo forgiatura isoterma e trattamento termico: l'immagine al SEM (a) mostra che la fase  $\gamma'$  primaria si trova essenzialmente in corrispondenza dei bordi di grano, confermando il suo ruolo di stabilizzazione dei bordi di grano, l'immagine al TEM (b) mostra la distribuzione bimodale della fase  $\gamma'$  secondaria e terziaria all'interno dei grani [2].

Fig. 1 – Isothermally forged and heat treated Udimet 720Li: the SEM microphotograph (a) points out the primary  $\gamma'$  phase and its role of stabilising grain boundaries, and TEM microphotograph (b) shows the intra-granular bi-modal distribution of secondary and tertiary  $\gamma'$  particles.

RISULTATI SPERIMENTALI E DISCUSSIONE

Prove di creep a carico costante sono state eseguite a 650-700°C. Gli sforzi nominali applicati, nell'intervallo 450-900MPa, hanno prodotto tempi a rottura fino a 5400h. Ad una prima osservazione, le curve di creep sperimentali mostrano caratteristiche comuni nell'intervallo di sforzi/temperature esplorati, Fig. 2. In particolare, la generica curva di creep consiste principalmente in un lungo stadio accelerante, dove la velocità di deformazione cresce da un valore minimo dopo un piccolo e corto stadio primario/decelerante. Dato il minimo contributo alla curva di creep, in questo lavoro si è trascurato lo stadio primario/decelerante, e nei seguenti due capitoli ci si è focalizzati allo studio della velocità minima di creep e nel successivo stadio accelerante.

Velocità minima di creep

La velocità di deformazione da creep dipende dalla densità delle dislocazioni mobili,  $\rho$ , e dalla loro velocità media,  $v$ , in accordo con la ben nota equazione di Orowan:

$$\dot{\epsilon} = b\rho v \tag{1}$$

dove  $b$  è il vettore di Burgers. Durante il creep, processi di produzione ed annichilazione di dislocazioni possono portare, o non portare, ad uno stadio stazionario caratterizzato da una velocità di deformazione costante,  $\dot{\epsilon}_{SS}$ , in cui la struttura delle dislocazioni non cambia con l'accumularsi della deformazione.

Nel primo caso modelli teorici portano a una dipendenza della velocità stazionaria dallo sforzo,  $\sigma$ , e temperatura,  $T$ , del tipo:

$$\dot{\epsilon}_{SS} \propto \sigma^n \exp(-Q/RT) \tag{2}$$

oppure, in modo particolare per leghe rinforzate per precipitazione:

$$\dot{\epsilon}_{SS} \propto \{[\sigma - \sigma^o(\sigma, T)]\}^n \exp(-Q/RT) \tag{3}$$

dove  $n$ , esponente di Norton, può assumere valori attorno a 4,  $Q$  è un'energia di attivazione che dipende dal meccanismo di creep,  $R$  ha il significato usuale e  $\sigma^o$  è uno sforzo interno, che riduce lo sforzo efficace operante sulle dislocazioni.

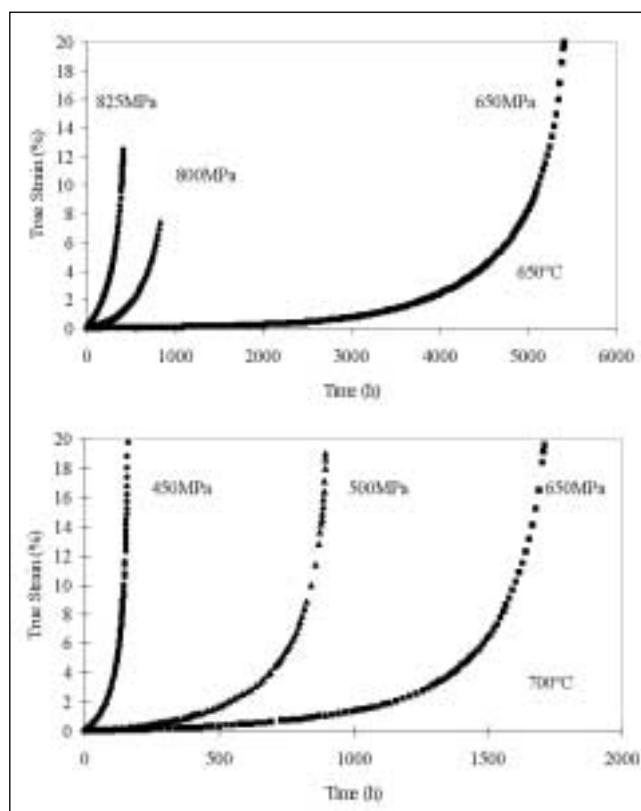


Fig. 2 – Esempi di curve di creep in un grafico  $\epsilon$  vs.  $t$ .

Fig. 2 – Some examples of  $\epsilon$  vs. time creep curves.

Le relazioni 2 e 3 sono nate per descrivere lo stato stazionario. Il loro utilizzo per descrivere la velocità minima, in prove in cui non esiste lo stadio stazionario, può essere utile per avere una descrizione fenomenologica del processo di creep, ma da un punto di vista fisico tale approssimazione può essere accettabile solo se la velocità minima di creep è rappresentativa dello stadio stazionario della lega in esame. Vale a dire quando, in corrispondenza della velocità minima di creep, la produzione ed annichilazione delle dislocazioni hanno prodotto una struttura di dislocazioni in sostanza stabile e, contemporaneamente, i meccanismi di danneggiamento

mento, che non permettono la stabilizzazione in uno stato stazionario, non hanno ancora influenzato in modo efficace la velocità di deformazione.

Un approccio diverso, che sembra valido nel caso delle superleghe di nichel rinforzate da un grande volume di seconda fase, consiste nel considerare la velocità minima di creep non come uno stadio stazionario “degradato” dalla presenza di meccanismi di danneggiamento, bensì come il risultato di due processi contrastanti che procedono indipendenti:

- un continuo aumento, durante il creep, della densità delle dislocazioni libere da un valore iniziale  $\rho^0$ , che causa una continua accelerazione nella deformazione,
- una rapida diminuzione della velocità delle dislocazioni, dovuto allo svilupparsi di uno sforzo interno durante il primo creep e che causa il piccolo stadio primario.

Tale approccio porta ad una dipendenza della velocità minima di creep che riflette la dipendenza della velocità media delle dislocazioni dallo sforzo, i.e. una funzione di tipo seno iperbolico, che si riduce ad una esponenziale per sforzi applicati sufficientemente elevati:

$$\dot{\epsilon}_{\min} \propto \text{Sinh}(\beta\sigma) \cong \exp(\beta\sigma) \quad (4)$$

Si suppone che la densità delle dislocazioni mobili presenti nel materiale all’inizio della prova non aumenti in modo significativo durante il piccolo stadio primario.

L’osservazione delle velocità minime di creep in grafici di tipo  $\log \dot{\epsilon}_{\min}$  vs  $\log \sigma$  oppure  $\log \dot{\epsilon}_{\min}$  vs  $\sigma$  (Fig. 3) può, in linea di principio, discriminare fra i due modelli, ma come spesso accade, la dispersione dei risultati sperimentali non permette di valutare quale fra le eq. 2 e 4 rappresenti meglio i risultati sperimentali. Si fa notare che il coefficiente di Norton nell’equazione 2 risulta inaccettabilmente elevato ( $n=20$  per le prove a  $650^\circ\text{C}$ ). In [4] si è dimostrato che l’utilizzazione dell’eq.3 permette di ridurre il coefficiente di Norton ad un valore prossimo a 4 con un’energia di attivazione,  $Q$ , prossima a quella di autodiffusione.

**Stadio accelerante**

Nella Fig. 4 sono riportate, in grafici  $\log \dot{\epsilon}$  vs  $\epsilon$ , alcune tipiche curve di creep ad entrambe le temperature esplorate. Come spesso è stato osservato nelle superleghe di nichel e in altre leghe d’interesse applicativo, la maggior parte della deformazione da creep è accumulata durante lo stadio accelerante [5,6]. Il suo contributo alla curva di creep è sempre preponderante, ma tende comunque a ridursi aumentando le sollecitazioni, quando il bilancio fra lo stadio decelerante/primario e lo stadio accelerante produce una regione abbastanza ampia di apparente stadio stazionario.

Si può notare che le curve di creep non sono generalmente congruenti, cioè non si può sovrapporle tramite una semplice traslazione lungo l’ordinata. Questo implica che la forma delle curve di creep, in un grafico  $\epsilon$  vs  $t/tr$ , dove  $t/tr$  rappresenta il tempo normalizzato con il tempo a rottura, dipende dallo sforzo applicato.

Fra tutti i meccanismi di danno che possono causare una accelerazione della velocità di deformazione, la cavitazione non può essere la causa del rapido aumento della velocità di deformazione che avviene dopo aver accumulato piccole deformazioni plastiche. In particolare non può spiegare la convessità dello stadio accelerante mostrato nella Fig. 4. La cavitazione intergranulare, insieme al necking sembra essere importante in uno stadio più avanzato del creep producendo una importante accelerazione nella deformazione solo in prossimità della frattura finale.

L’accrescimento/dissoluzione della fase  $\gamma'$  terziaria, che avviene durante il creep, è in linea di principio compatibile con i risultati sperimentali (le particelle di  $\gamma'$  primaria e secondaria restano praticamente inalterate durante le prove di creep per i tempi/temperature qui esplorati [2]).

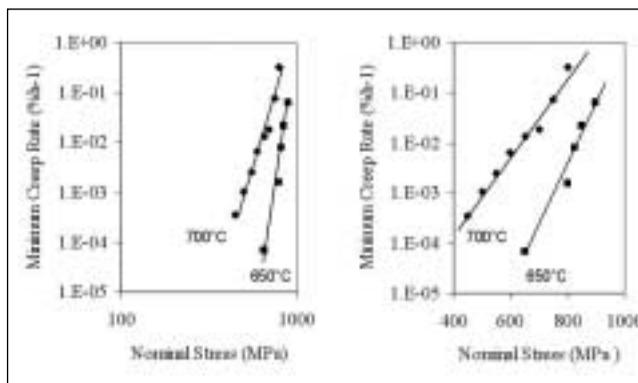


Fig. 3 – Velocità minime di creep in grafici di tipo  $\log \dot{\epsilon}_{\min}$  vs  $\log \sigma$  e  $\log \dot{\epsilon}_{\min}$  vs  $\sigma$ .

Fig. 3 – Minimum creep rate dependence on stress:  $\log \dot{\epsilon}_{\min}$  vs  $\log \sigma$  and  $\log \dot{\epsilon}_{\min}$  vs  $\sigma$  plots.

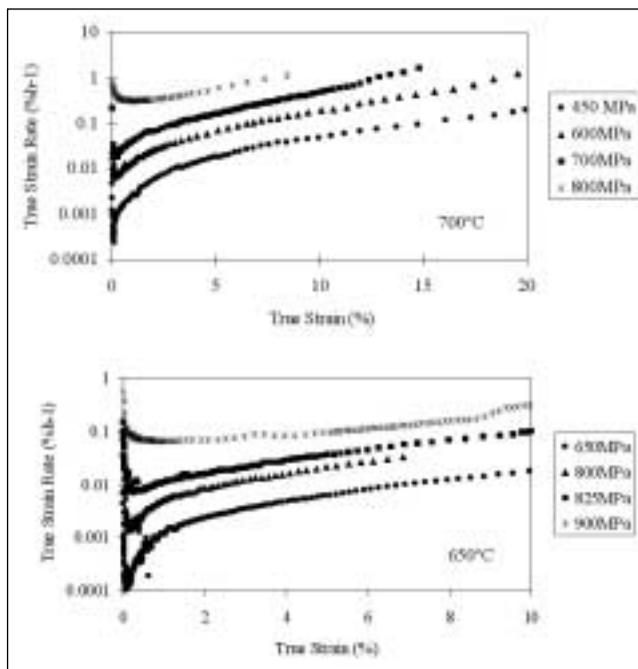


Fig. 4 – Grafici  $\log \dot{\epsilon}$  vs  $\epsilon$  di alcune tipiche curve di creep.

Fig. 4 – Examples of  $\log \dot{\epsilon}$  vs  $\epsilon$  creep curves.

Per quantificare l’influenza dell’evoluzione della fase  $\gamma'$  terziaria durante il creep sullo stadio accelerante, sono state eseguite due prove di creep su materiale che ha subito un trattamento di invecchiamento in grado di dissolvere completamente la fase  $\gamma'$  terziaria. Anche i risultati sperimentali su materiale invecchiato, Fig. 5, mostrano un notevole stadio accelerante dimostrando quindi che l’invecchiamento delle particelle durante il creep può avere solo un effetto secondario nell’accelerare la deformazione.

Una accelerazione del creep, non associata ad un danno reale del materiale, deriva dall’incremento dello sforzo applicato con la deformazione in prove di creep eseguite non a sforzo ma a carico costante. Lo sforzo applicato vero cresce con la deformazione secondo la seguente relazione:  $\sigma_v = \sigma_a e^\epsilon$ , dove  $\sigma_a$  è lo sforzo iniziale nominale ed  $\epsilon$  è la deformazione vera. La relazione precedente vale se la riduzione di sezione del campione è omogenea lungo il suo asse e resta costante il suo volume. Analisi delle curve sperimentali, assieme a considerazioni teoriche [7] mostrano che entrambe le condizioni sono soddisfatte per gran parte della curva di creep, a parte gli ultimi centesimi della vita dei campioni.

Il contributo dell’aumento dello sforzo con la deformazione

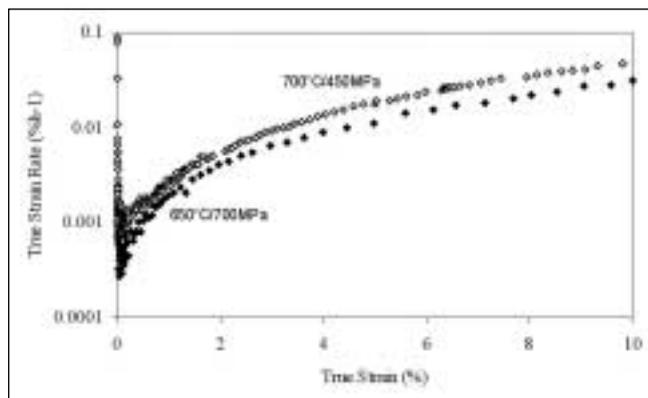


Fig. 5 - Curve di creep,  $\log \dot{\epsilon}$  vs  $\epsilon$ , ottenute su materiale invecchiato in modo da dissolvere la fase  $\gamma'$  terziaria: si nota la presenza dello stadio accelerato malgrado la fase  $\gamma'$  primaria e secondaria sia stabile durante la prova di creep.

Fig. 5 - Creep curves,  $\log \dot{\epsilon}$  vs  $\epsilon$ , obtained on aged material to dissolve the tertiary  $\gamma'$ : an evident accelerated stage appears although the primary and secondary  $\gamma'$  phases are stable.

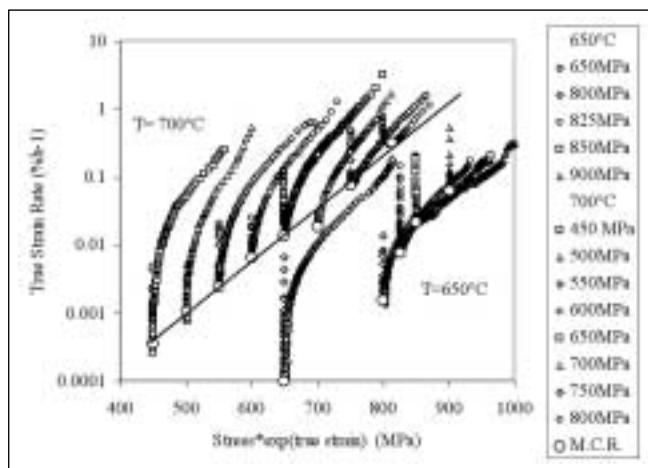


Fig. 6 - Velocità di deformazione vera vs sforzo applicato vero. Le velocità minime di creep, punti aperti, sono interpolate tramite l'eq. 4 per le prove eseguite a 700°C.

Fig. 6 - True strain rate as function of the true stress and interpolation of the minimum creep rate values, open points, using eq. 4 for the tests performed at 700°C.

sullo stadio accelerante può essere valutato in un grafico dove viene riportata la velocità di deformazione in funzione dello sforzo vero [4], come mostrato in Fig. 6. Le curve di creep di Fig. 6 mostrano un andamento simile alle due temperature. In particolare agli alti sforzi le curve di creep praticamente si sovrappongono alla curva che interpola le velocità minime di creep. Ciò significa che ad alti sforzi lo stadio accelerante registrato sperimentalmente non è dovuto ad un danno reale nel materiale, ma è dovuto in massima parte ad un aumento dello sforzo applicato con la deformazione. Vale a dire, le prove di creep a queste alte sollecitazioni, se eseguite a sforzo costante avrebbero presentato uno stadio stazionario. Diversa è la situazione per le prove eseguite a sollecitazioni più basse, dove il contributo dell'aumento dello sforzo applicato con la deformazione è limitato ed un diverso meccanismo produce la maggior parte dell'incremento della velocità di deformazione.

Diversi lavori hanno indicato che il lungo stadio accelerante che si registra nelle superleghe di nichel può essere dovuto ad un incremento delle densità delle dislocazioni mobili descritto tramite la seguente equazione [5,6,8]:

$$\dot{\rho} = \delta \dot{\epsilon} = \delta b \rho v \quad (5)$$

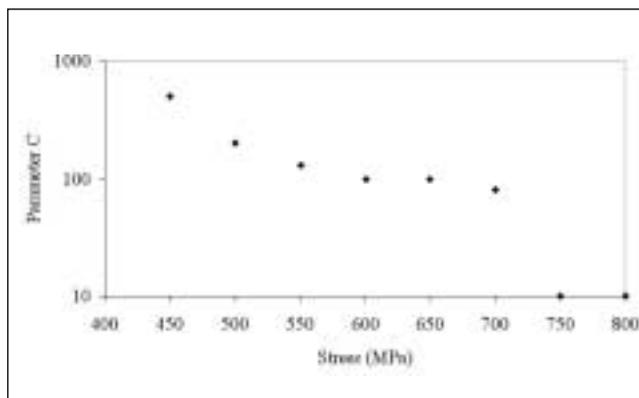


Fig. 7 - Dipendenza del parametro C dallo sforzo per le prove eseguite a 700°C.

Fig. 7 - Stress dependence of the parameter C for the tests at 700°C.

dove  $\delta$  è una costante, inversamente proporzionale alla distanza media che una generica dislocazione mobile deve percorrere prima di moltiplicarsi.

Integrando insieme l'eq. 1 e 5, si ottiene:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^\circ (1 + C\epsilon) \quad (6)$$

$$\epsilon = [\exp(C\dot{\epsilon}^\circ t) - 1]/C \quad (7)$$

dove  $\dot{\epsilon}^\circ$  rappresenta la velocità di deformazione estrapolata ad  $\epsilon=0$  che, per prove a bassi sforzi, caratterizzate da un piccolo stadio primario, coincide praticamente con la velocità minima di deformazione. Il parametro C risulta proporzionale all'inverso della densità di dislocazioni mobili all'inizio della prova:

$$C = \delta/\rho^\circ \quad (8)$$

In Fig. 7 sono mostrati i valori sperimentali del parametro C ottenuti interpolando le curve a 700°C. Si nota che il parametro C decresce rapidamente per alti sforzi applicati. Per le prove eseguite a 650°C, esclusa la prova a 650MPa, il valore del parametro C risulta zero e tutto lo stadio accelerante è in pratica spiegato dall'aumento dello sforzo applicato con la deformazione da creep. In Fig. 8 sono mostrati esempi di curve di creep interpolate tramite la eq. 6.

La capacità di una funzione di interpolare le curve di creep come pure la capacità di avere un certo potere di estrapolazione al di fuori del campo di sforzi e temperature esplorate, non è una condizione sufficiente per provare che le equazioni in esame descrivono i processi fisici che avvengono nel

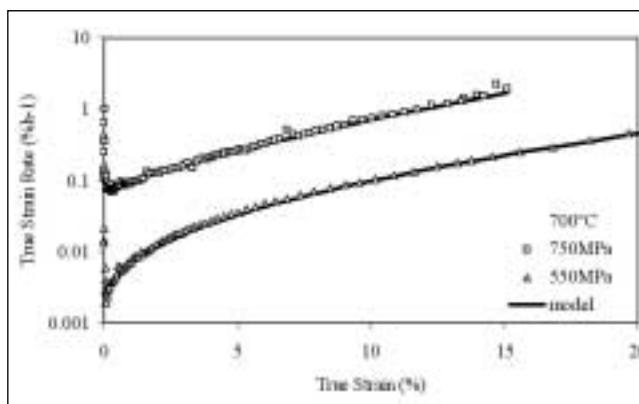


Fig. 8 - Esempi di interpolazione di curve di creep tramite la relazione 6.

Fig. 8 - Examples of creep curve interpolations using eq. 6.

creep: molte funzioni, dichiaratamente empiriche, sono in grado di interpolare curve sperimentali di creep anche in modo migliore delle equazioni qui presentate. Tuttavia i parametri di funzioni totalmente empiriche dipendono dallo sforzo e temperatura in modo complesso e questo rende difficili e non sicure estrapolazioni al di fuori del campo di sollecitazione esplorato. L'abilità della relazione 6 di interpolare le curve di creep non è quindi una prova sufficiente per affermare che la coppia di eq. 1 e 5, da cui l'eq. 6 deriva direttamente, descrivano i processi reali di creep che avvengono nel materiale. Infatti, mentre l'eq. 1 è universalmente accettata, quando il creep avviene a causa del moto di dislocazioni, una conferma sperimentale dell'eq. 5 sarebbe opportuna. La conferma sperimentale dell'eq. 5 tramite microscopia TEM è problematica, data l'obiettiva difficoltà di misurare precisamente la densità delle dislocazioni mobili in superleghe di nichel con una elevata densità di fase rinforzante. L'eq. 5 è supportata comunque da evidenze sperimentali indirette, in particolare:

- la densità totale delle dislocazioni nelle superleghe di nichel aumenta durante il creep da un basso valore iniziale,  $\rho^0$ .
- La combinazione dell'eq. 5 e 1 genera una relazione lineare fra la velocità di deformazione e la deformazione stessa (Eq. 6) come è stata osservata sperimentalmente in molte superleghe di nichel [4-5].

Una ulteriore forte conferma indiretta della capacità delle equazioni proposte di descrivere la fisica del creep è data dalla migliore capacità di predire correttamente il comportamento a creep dopo variazioni di sforzo e/o temperatura, rispetto a leggi empiriche quali lo strain hardening.

Malgrado le equazioni 1 e 5 possano essere utilizzate direttamente per predire il comportamento a creep durante prove a sollecitazione variabile, da un punto di vista ingegneristico è più pratico riscriverle in una forma tipica del formalismo della Continuum Damage Mechanics (CDM):

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^0(1+W) \quad (9)$$

$$\dot{W} = C\dot{\epsilon} \quad (10)$$

dove  $W=C\epsilon$  rappresenta il danno che governa l'accelerazione della deformazione da creep ed assume un valore nullo all'inizio della prova quando  $\epsilon=0$ . Una volta determinata la dipendenza dallo sforzo e temperatura dei parametri C ed  $\dot{\epsilon}^0$  tramite prove di creep a sollecitazione costante, la coppia di eq. 9 e 10 si presta a predire il comportamento del materiale per altre tipologie di prova ad alta temperatura, quali prove di rilassamento o di creep a carico variabile.

In Fig. 9 sono rappresentate due curve di creep ottenute a carico e temperatura costanti, normalizzate con il tempo a rottura. Se dopo aver accumulato una deformazione  $\epsilon_1$  allo sforzo  $\sigma_1$  e temperatura  $T_1$ , si varia a gradino la sollecitazione a  $\sigma_2/T_2$ , la velocità di creep deve seguire la curva di creep a sollecitazione costante  $\sigma_2/T_2$  a partire da una deformazione che corrisponde al medesimo danno accumulato nel primo periodo di sollecitazione.

Secondo la legge dello Strain Hardening, (SH), il danno è dovuto solo alla deformazione, indipendente dal valore della sollecitazione. Nelle equazioni proposte il danno corrisponde invece al prodotto  $C\epsilon$  e quindi viene a dipendere dal valore della sollecitazione con cui la deformazione è stata accumulata. In particolare il parametro C è in generale una funzione decrescente dello sforzo applicato, quindi a parità di deformazione accumulata, il danno risulta maggiore se accumulato a bassi sforzi. Dopo la variazione di sollecitazione, la legge dello strain hardening e le equazioni proposte, predicono che la velocità di deformazione segua la curva di creep a sollecitazione costante  $\sigma_2/T_2$ , rispettivamente a partire da  $\epsilon_2 = \epsilon_1$  per la legge dello strain hardening e  $\epsilon_2 = (C_1/C_2)\epsilon_1$  per le equazioni proposte.

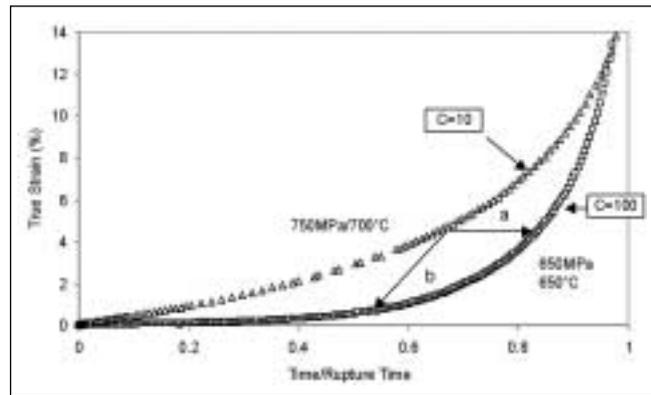


Fig. 9 – Predizione del comportamento a creep dopo una variazione di sollecitazione secondo la legge dello Strain Hardening a) ed il modello qui presentatato b).

Fig. 9 – Prediction of creep behaviour after a stress and temperature change: a) according to the Strain Hardening Rules, b) according to the model here presented.

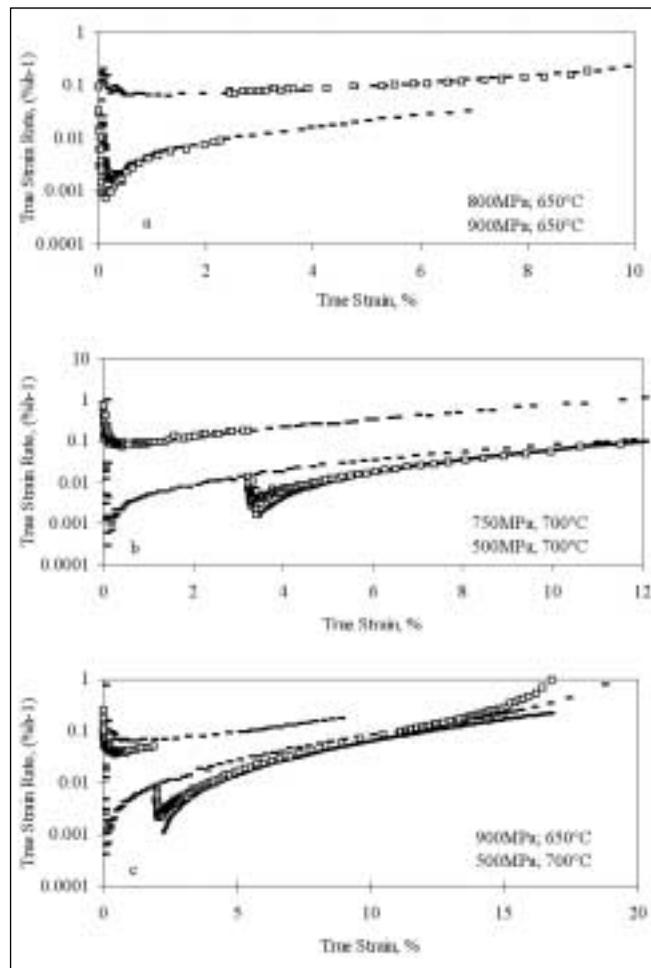


Fig. 10 – Confronto fra risultati sperimentali e predizioni ottenute tramite le equazioni proposte. Sono mostrate due curve sperimentali, ottenute alle due differenti sollecitazioni costanti,  $\sigma_1/T_1$ ,  $\sigma_2/T_2$  (linee tratteggiate) insieme alla curva sperimentale ( $\square$ ) in cui, dopo aver accumulato una deformazione  $\epsilon_1$  a  $\sigma_1/T_1$ , si è variato a gradino la sollecitazione a  $\sigma_2/T_2$  (punti sperimentali). Viene inoltre mostrata l'andamento della curva di creep predetta dalle equazioni proposte (linea continua) dopo la variazione di sollecitazione.

Fig. 10 – Comparison between experimental results and the proposed equations. The experimental constant load/temperature creep tests at  $\sigma_1/T_1$ ,  $\sigma_2/T_2$  (dashed curves) are plotted together to the experimental step load creep curve ( $\square$ ) and CDM model prediction (continuous curves).

Sono state eseguite alcune prove a sollecitazione variabile, in Fig. 10 è mostrata l'ottima corrispondenza fra i risultati sperimentali e le previsioni ottenute tramite le equazioni 9 e 10. Si fa notare che le predizioni dello strain hardening e delle equazioni proposte sono equivalenti solo nel caso in cui i due stati di sollecitazione siano caratterizzati dal medesimo valore del parametro C. In particolare questo avviene nella prova di Fig. 10a in cui il parametro C risulta uguale a zero per entrambe le sollecitazioni in cui si è ciclato il campione.

CONCLUSIONI

L'analisi del comportamento a creep della superlega di nichel Udimet 720Li nell'intervallo di sollecitazioni 650-700°C/900-450 MPa ha mostrato le seguenti caratteristiche: Lo stadio primario è piccolo e corto, la maggior parte della curva è dovuta allo stadio accelerante. Un cambiamento dei meccanismi di creep avviene aumentando lo sforzo applicato. Questo cambiamento produce un cambiamento nella forma della curva di creep. Lo stadio accelerante della curva di creep nelle prove a carico costante è dovuto a due fattori: 1) danno legato alla deformazione (strain softening damage) e 2) un aumento dello sforzo applicato con la deformazione, tipico delle prove di creep eseguite a carico costante. Lo strain softening è il danno principale nelle prove eseguite ai più bassi sforzi, la sua importanza decresce all'aumentare dello sforzo applicato quando l'effetto dell'aumento dello sforzo applicato, dovuto alla riduzione della sezione del campione, tende a prevalere. Le equazioni proposte descrivono il comportamento a carico variabile nel materiale esaminato.

RINGRAZIAMENTI

Parte di questo lavoro è stato eseguito nell'ambito del EC Brite EuRam II progetto BREU 6021.

BIBLIOGRAFIA

1. G.W. KÖNIG, Proc. of the Low Cycle Fatigue and Elasto-Plastic Behavior of Materials, eds. K-T. Rie and P.D. Portella, Elsevier Sci., (1998), p.807.
2. V. LUPINC, L.Z. ZHOU, M. MALDINI, Proc. EURO-MAT 2001, Milan, Italy (2001) AIM, paper n° 394.
3. M.P. JACKSON and R.C. REED, Mater. Sci. Eng. A259 (1999) p 85.
4. M. MALDINI and V. LUPINC, Proc. of the Life Assessment of Hot Section Gas Turbine Components, Edinburgh, IOM Communications, London UK (2000) p.109.
5. B.F. DYSON and M. MCLEAN, Acta Metall. 31 (1983) 17.
6. M. MALDINI and V. LUPINC, Scripta Metall. 22 (1988) 1737.
7. M. MALDINI and V. LUPINC, Scripta Metall. et Materialia, 32 (1995) 337.
8. BARBOSA, N.G. TAYLOR, M.F. ASHBY, B.F. DYSON and M. MCLEAN, Proc. 6th International Symposium on Superalloys, Seven Springs, (1988) TMS, Warrendale, PA (1988), p.683.

A B S T R A C T

CREEP BEHAVIOUR DESCRIPTION OF UDIMET 720LI SUPERALLOY

**Keywords:**  
superalloys, creep, modelling

The creep properties of the isothermally forged Udimet 720 Li, an advanced superalloy for gas turbine disc application, have been investigated under constant and varying load and temperature conditions in the 650-700°C and 450-900MPa temperature/stress field.

Figs. 2 display some examples of strain vs time creep curves at the two explored temperatures: the majority of the single creep curves consists of an accelerating stage where the strain rate increases from the minimum creep rate obtained after a short and small primary creep stage.

Experimental creep tests on overage specimens (Fig. 5) show the quick creep acceleration after the minimum creep rate is not due to a microstructure degradation related to ageing.

The increment of the true applied stress originated by the reduction of the gauge section with strain, as in the constant load creep tests usually happens, is the main cause of experimentally detected accelerated creep in the tests performed at the highest applied stresses.

At lower applied stresses the influence of the stress increment with strain is not marked and the accelerated creep strain is mainly attributed to an increment of mobile dislocations with the creep strain and described by the following

couple of differential equations:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^0(I+W) \tag{1}$$

$$W = C\dot{\epsilon} \tag{2}$$

where  $\dot{\epsilon}$  is the instantaneous strain rate,  $\dot{\epsilon}^0$  is the extrapolated strain rate at  $\epsilon=0$  corresponding, substantially, to the minimum creep rate,  $\epsilon$  is the creep strain and W is the damage producing the tertiary creep acceleration. The damage W is proportional to the creep strain through a stress/temperature depending constant, C( $\sigma,T$ ). The value of the parameters can be easily obtained interpolating the constant load creep curves, in particular the value of the parameter C turned out to be a monotonic decreasing function of applied stress, becoming almost constant and close to zero for tests performed at  $\sigma > 750$ MPa. The minimum creep rate shows an exponential dependence on the stress.

The interpolated values of the parameter C (Fig. 7) and  $\dot{\epsilon}^0$  (Fig 3) have been utilised to predict the variable load and creep behaviour by the eqs. 1 and 2.

Since C is generally a monotonic decreasing function of the applied stress, the damage ( $W = C\dot{\epsilon}$ ) is not only a function of the strain, as implicit in the Strain Hardening Model, but it also depends on the stress history. Indeed a creep strain accumulated at high stress with a low value of parameter C, is less damaging compared to the same amount of strain accumulated at lower stress having a higher parameter C.

Eq.s 1 and 2 have shown to correctly predict the creep behaviour after a step-like variable load and temperature change (Fig. 10), while the Strain Hardening Model prediction fails completely.