

**STUDIO DEL COMPORTAMENTO A CREEP A CARICO VARIABILE IN SUPERLEGHE
SOLIDIFICATE DIREZIONALMENTE**

M. Maldini, V. Lupinc

CNR-ITM, Via Induno 10, Cinisello Balsamo

SOMMARIO

In questo lavoro viene analizzata una equazione costitutiva in grado di descrivere l'andamento della velocità di deformazione da creep in prove a carico costante o variabile.

Vengono mostrate le similitudini fra l'equazione proposta e altre equazioni di letteratura utilizzate per descrivere curve di creep. I vantaggi della nuova equazione sono sottolineati.

Curve di creep a carico costante, a carico variabile con temperatura costante o variabile, sono presentate e utilizzate per provare le capacità di interpolazione e di previsione della equazione proposta. Le prove di creep sono state eseguite sulla superlega monocristallina CMSX-2, tipica lega per palette rotatorie di turbine a gas aeronautiche.

INTRODUZIONE

Lo scorrimento a caldo avviene normalmente tramite differenti processi di deformazione che possono operare simultaneamente od in sequenza. L'importanza relativa dei differenti meccanismi agenti dipende in generale dal valore dello sforzo applicato e dalla temperatura: se a bassi sforzi risultano dominanti meccanismi di deformazione quali il climb delle particelle rafforzanti da parte delle dislocazioni, aumentando lo sforzo applicato assumono sempre maggiore rilievo meccanismi relativamente più veloci quali il superamento tramite il meccanismo di Orowan e il taglio delle particelle.

L'accelerazione nella deformazione da creep che domina le curve di creep in superleghe di nichel e in molte altre leghe di interesse ingegneristico è dovuta a cambiamenti microstrutturali che possono essere messi in relazione all'evoluzione di uno o più meccanismi di danneggiamento anche estranei a quelli che portano il materiale alla frattura finale.

La curva di creep è quindi il risultato dell'azione dei meccanismi di deformazione operanti e anche di come il danneggiamento viene accumulato nel materiale.

Una notevole complicazione nello studio del creep consiste nel

fatto che il danno nel materiale non risulta essere una funzione univoca della deformazione raggiunta e del tempo in cui il materiale è stato ad alta temperatura, ma dipende da tutta la storia di sforzi e temperature cui il materiale è stato assoggettato. Inoltre l'effetto di un danneggiamento viene a dipendere anche dalla sollecitazione applicata: per esempio, l'accrescimento delle particelle indurenti con il conseguente aumento della loro interdistanza dovuto alla permanenza del materiale ad elevata temperatura, risulta un danno solo se il materiale è sollecitato a sforzi relativamente elevati in modo da attivare meccanismi di deformazione "veloci", i meccanismi "lenti" quali il climb risultano invece dipendere principalmente dalla frazione volumetrica delle seconde fasi e risentono di meno dalla loro interdistanza. Quindi un danneggiamento dovuto ad invecchiamento del materiale sarà veramente tale solo se il materiale sarà sottoposto ad elevati sforzi.

La presenza di diverse eterogeneità all'interno del materiale, con diverse caratteristiche di resistenza al creep è una ulteriore complicazione nello studio dei meccanismi di deformazione ad alta temperatura. Il problema può essere razionalizzato introducendo uno sforzo interno di ritorno a lungo raggio (long range back stress), in questo modo il materiale viene studiato come se fosse omogeneo, ma assoggettato ad un unico meccanismo dominante di deformazione ad uno sforzo efficace inferiore a quello applicato.

Tali concetti permettono di razionalizzare i non realistici valori sperimentali dell'esponente di Norton e dei valori dell'energia di attivazione che si riscontrano sperimentalmente nelle leghe per l'ingegneria.

Risulta però dubbia la sua applicabilità nel caso di transitori, dopo una variazione dello sforzo o temperatura applicati. In questo caso la ridistribuzione degli sforzi fra le varie eterogeneità sempre presenti all'interno del materiale provoca una variazione della velocità di deformazione che può influenzare notevolmente la vita a creep di componenti assoggettati a carichi variabili (1).

Questo risulta essere un ulteriore fattore, assieme a come viene accumulato il danno in funzione dei vari parametri di prova, che deve essere tenuto in considerazione per identificare un modello in grado di essere utilizzato per prevedere il comportamento a creep di componenti in esercizio.

CREEP A CARICO VARIABILE

Diverse sono le metodologie utilizzate per prevedere il comportamento a creep di materiali assoggettati a carichi e/o temperature variabili. Per casi di previsione di tempo a rottura è stata ampiamente utilizzata in letteratura la legge di Robinson:

$$\sum_i t_i / t_{fi} = P = 1 \quad (1)$$

dove t_i è il tempo in cui il materiale è stato assoggettato alle condizioni di sollecitazione "i" e t_{fi} è il rispettivo tempo a rottura. La rottura è predetta avvenire quando la somma delle frazioni di vita alle varie condizioni "i" ha raggiunto l'unità. Da dati sperimentali di letteratura si evince che la legge di Robinson risulta troppo conservativa se i vari carichi sono decre-

scenti (2), ma risulta non conservativa se il susseguirsi delle varie sollecitazioni comporta dei carichi sempre maggiori. Dati di letteratura suggeriscono inoltre che la legge di Robinson risulta appropriata nel caso in cui si abbiano solo variazioni di temperatura (2).

Nel caso si voglia predire l'andamento della deformazione è stata utilizzata molto spesso la legge dello strain-hardening che si basa sul concetto di un danno dipendente unicamente dalla deformazione raggiunta ed indipendente da come tale deformazione è stata ottenuta.

La fig. 1 mostra l'andamento di due curve di creep eseguite nell'ambito di questo lavoro, in un grafico $\epsilon-t/t_f$. Questa figura mette in evidenza che a parità di frazione di vita consumata, la deformazione accumulata risulta maggiore per la prova a sollecitazione maggiore. Questo risultato è abbastanza generale per le superleghe di nichel, ma può non essere vero per altri materiali quali gli acciai ferritici (3) dove si trova che le curve di creep in tale grafico praticamente si sovrappongono per un ampio intervallo di sollecitazioni.

E' evidente che la legge dello strain-hardening predice per le curve di fig. 1 un valore della costante P della legge di Robinson > 1 se si passa da una sollecitazione bassa ad una più elevata e < 1 nel caso contrario. La legge dello strain hardening predice quindi un andamento del tempo a rottura opposto a quello che sperimentalmente si riscontra.

Per ottenere una metodologia in grado di ottenere predizioni sicure sul comportamento a creep a carichi variabili, bisogna quindi utilizzare procedure basate sui meccanismi fisici di deformazione e danneggiamento che avvengono nel materiale.

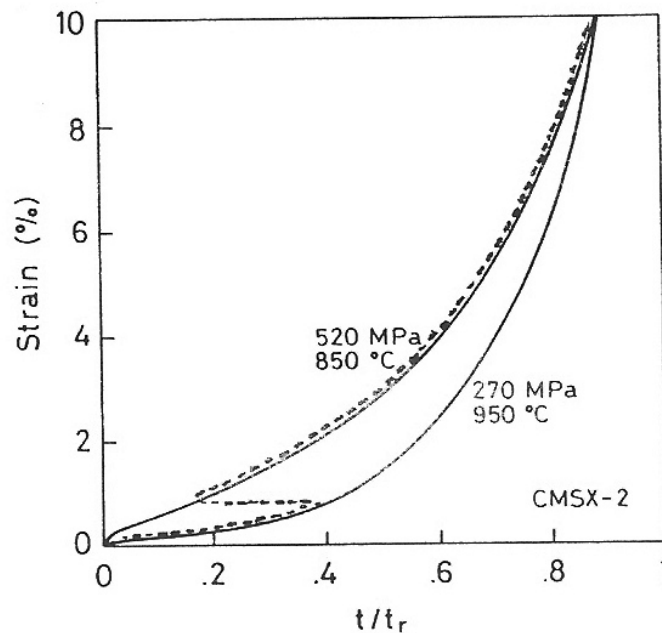


Fig. 1 - Curve di creep sperimentali in funzione del tempo normalizzato con il tempo a rottura. La curva tratteggiata rappresenta l'andamento della curva di creep predetta dalla legge dello strain-hardening quando un campione viene inizialmente assoggettato alla sollecitazione 270 MPa, 950 °C per un tempo pari al 40% della vita del campione e quindi si cambia la sollecitazione a 520 MPa, 850 °C.

Nelle leghe ingegneristiche, la decelerazione nella velocità di deformazione che avviene nella fase di primario del creep può essere dovuta alla redistribuzione di sforzi fra le varie eterogeneità del materiale, nel caso della lega qui esaminata, la superlega monocristallina CMSX-2, fra le regioni dendritiche (meno resistenti) e le regioni interdendritiche, oppure fra la fase indurente γ' e la fase matrice γ .

Per descrivere l'evoluzione della deformazione da creep dovuta a questo meccanismo, è stata proposta da Ion et al. (4) la seguente coppia di equazioni differenziali.

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon} &= \dot{\epsilon}_1(1 - s) \\ \dot{s} &= H\dot{\epsilon} - Rs \end{aligned} \quad (2)$$

La prima equazione descrive la velocità di deformazione in funzione di una variabile interna s legata allo sviluppo di uno sforzo interno. La seconda equazione descrive l'evoluzione del parametro s dal valore iniziale = 0 al valore costante alla saturazione s_s , contemporaneamente, la velocità di deformazione diminuisce da un valore massimo iniziale, $\dot{\epsilon}_1$, ad un valore minimo corrispondente allo stato stazionario $\dot{\epsilon}_s = \dot{\epsilon}_1(1 - s_s)$. H e R sono parametri dipendenti generalmente dalla temperatura e dallo sforzo.

Fra i meccanismi di danneggiamento, ampiamente discussi da Ashby e Dyson (5) in grado di produrre l'accelerazione nella deformazione durante il terziario, solo l'aumento del flusso di dislocazioni può apprezzabilmente contribuire a danneggiare le leghe qui studiate nel campo sforzo-temperatura analizzato. Infatti l'ossidazione risulta trascurabile ed inoltre i meccanismi che producono la frattura finale, quali deformazione localizzata (necking) e nucleazione e propagazione di cricche all'interno del materiale contribuiscono ad incrementare la velocità di deformazione solo nelle ultime frazioni di vita del materiale.

Per descrivere tale tipo di danno si può utilizzare il seguente modello.

La velocità di deformazione può essere espressa in funzione della densità di dislocazioni mobili ρ e la loro velocità media v , tramite l'equazione di Bailey e Orowan:

$$\dot{\epsilon} = bv\rho = b\phi \quad (3)$$

dove b è il vettore di Burgers e $\phi = v\rho$ è il flusso delle dislocazioni mobili.

In assenza di un ulteriore meccanismo di danneggiamento, la variazione della velocità di creep, deve essere legata ad una variazione dei parametri ρ e v .

L'evoluzione di ρ con il tempo è data dalla seguente relazione:

$$\dot{\rho} = a\dot{\epsilon} - R\rho^2 \quad (4)$$

Il primo termine della destra dell'equazione aumenta la densità delle dislocazioni, e risulta proporzionale alla velocità di deformazione, il secondo tiene conto della riduzione delle dislocazioni dovuta al recovery. a e R sono costanti.

Per bassi valori di ϕ , situazione che si verifica sempre nelle superleghe di nichel o può verificarsi all'inizio del creep in altri materiali, il termine legato al recovery può essere trascurato e quindi l'equazioni precedenti si semplificano nel seguente modo:

$$\begin{aligned}\dot{\epsilon} &= \dot{\epsilon}_1 (1 + w) \\ \dot{w} &= C\dot{\epsilon}\end{aligned}\quad (5)$$

Con $w = (\phi/\phi^0) - 1$ dove $\phi^0 = \rho^0 v^0$ è il prodotto iniziale fra la densità delle dislocazioni mobili e la loro velocità. Il parametro C risulta inversamente proporzionale al flusso iniziale delle dislocazioni mobili e quindi risulta essere una funzione decrescente con lo sforzo.

La variabile w viene quindi a crescere linearmente con la deformazione.

Per descrivere la curva di creep completa Ion et al. (4) hanno combinato in modo interattivo i meccanismi che descrivono il primario e lo stadio terziario in modo da ottenere le seguenti equazioni differenziali:

$$\begin{aligned}\dot{\epsilon} &= \dot{\epsilon}_1 (1 - s)(1 + w) \\ \dot{s} &= H\dot{\epsilon} - R s \\ \dot{w} &= C\dot{\epsilon}\end{aligned}\quad (6)$$

Il sistema di equazioni non ha una soluzione analitica, quindi l'interpolazione delle curve di creep sperimentali in modo da ottenere i valori dei parametri $\dot{\epsilon}_1$, H, R, C non è semplice, infatti nel lavoro originario vengono proposti metodi di interpolazione grafici, in grado di dare solo valori approssimati dei parametri.

In questo lavoro la curva di creep viene descritta combinando nel seguente modo le equazioni (3) e (4).

$$\begin{aligned}\dot{\epsilon} &= \dot{\epsilon}_1 (1 - s)(1 + w) \\ \dot{s} &= H\dot{\epsilon} - R s(1 + w) \\ \dot{w} &= C\dot{\epsilon}/(1 - s)\end{aligned}\quad (7)$$

A differenza delle eqq. 6, in questo caso il termine di recovery risulta governato oltre che dalla variabile s anche dal fattore di danno $1 + w$. La velocità di accumulo del danno w risulta, a sua volta, proporzionale alla velocità di deformazione, purificata però dal contributo del meccanismo che causa il creep primario, perché durante questo periodo, meccanismi di tipo anelastico, piuttosto che plastico possono essere predominanti. E' da notare comunque che i primari in queste leghe risultano sempre molto piccoli, ed alla fine di questi piccoli primari, quando il parametro s diventa praticamente una costante, w diventa proporzionale alla velocità di creep come nell'eqq. 6.

Le eqq. 5 possono essere integrate in modo da ottenere la deformazione in funzione del tempo (6):

$$\epsilon = A(1 - e^{-a(e^{bt} - 1)}) + B(e^{bt} - 1) \quad (8)$$

dove $A = H\dot{\epsilon}_1^2 / (H\dot{\epsilon}_1 + R)^2$ controlla l'ampiezza del primario, $a = (H\dot{\epsilon}_1 + R) / C\dot{\epsilon}_1$ e $b = C\dot{\epsilon}_1$ contribuiscono a determinare la cinetica del primario, mentre $B = R / C(H\dot{\epsilon}_1 + R)$ e b determinano il comportamento del creep terziario.

La relazione include come caso particolare la funzione proposta da Wilshire del "concetto θ ":

$$\epsilon = A(1 - e^{-abt}) + B(e^{bt} - 1) \quad (9)$$

quando $bt \ll 1$.

E' da notare che la relazione 8 può descrivere i) curvature maggiori della curva di creep durante il primario che sono più realistiche di quelle permesse dalla relazione 9 (7, 8, 9, 10), ii) risulta in grado di descrivere il creep sigmoidale, quando $C > H$.

L'equazioni differenziali 7 e la soluzione analitica 8 sono matematicamente equivalenti, ma tramite la soluzione analitica risulta più agevole ottenere valori precisi dei parametri $\dot{\epsilon}_1$, R , H , C , interpolando le curve sperimentali con un metodo ai minimi quadrati. Questi valori possono essere susseguentemente utilizzati per definire le relazioni $\dot{\epsilon}_1(\sigma, T)$, $H(\sigma, T)$, $R(\sigma, T)$, $C(\sigma, T)$. Utilizzando queste relazioni nella formulazione differenziale del modello, è possibile predire il comportamento a creep sia in condizioni costanti di sforzo e temperatura, sia, aggiornando continuamente i valori dei parametri, l'andamento a creep durante istantanei o graduali variazioni dello sforzo e/o temperatura.

La funzione 8 dovrebbe essere valida unicamente per prove di creep a sforzo costante. Per interpolare prove di creep a carico costante, dove lo sforzo aumenta con la deformazione a causa della riduzione dell'area resistente, bisognerebbe prendere in considerazione la dipendenza dallo sforzo di tutti i parametri che appaiono nel sistema di equazioni 7, anche se per una buona descrizione della curva di creep può essere sufficiente considerare la sola dipendenza del parametro $\dot{\epsilon}_1$ (6). In questo lavoro, per amor di semplicità, le prove a carico costante sono state trattate come fossero a sforzo costante.

RISULTATI E DISCUSSIONE

Le prove di creep sono state effettuate con la superlega monocristallina a base di nichel CMSX-2, progettata per palette rotoriche di turbine a gas aeronautiche di tipo avanzato.

I campioni di creep, forniti dalla Thyssen, Bochum sono stati parzialmente omogeneizzati ad una temperatura leggermente inferiore della temperatura di solidus e quindi invecchiati a due temperature in modo da produrre cuboidi di γ' ben allineati e di dimensione media di 0,5 μm . La fase indurente occupava all'incirca i due terzi del volume della lega. I campioni con simmetria cilindrica avevano un diametro di 5,6 mm e un tratto utile di 28 mm. L'asse dei campioni deviava dalla direzione cristallina $\langle 001 \rangle$ per meno di 12°.

Le prove di creep sia a carico e temperatura costanti che variabili sono state eseguite nell'intervallo di temperatura 850-950 °C. La deformazione veniva misurata tramite una coppia di tra-

sduttori capacitivi che registravano l'allungamento del tratto utile. Tutti i dati venivano registrati tramite un sistema computerizzato.

Tre termocoppie poste lungo il tratto utile del campione permettevano di controllarne il gradiente di temperatura durante la prova.

I dettagli delle prove a carico e temperatura costanti sono dati in Tab. 1. I valori dei parametri $\dot{\epsilon}_1$, R, H, C, ai differenti sforzi nominali e temperature sono stati ottenuti interpolando i dati sperimentali in modo non lineare. Le curve di creep sono state interpolate fino ad una deformazione $\epsilon = 10\%$ in modo da evitare l'influenza dei meccanismi di frattura finali e la riduzione localizzata di area (necking).

Dalla Tab. 2 si nota una forte dipendenza dei parametri $\dot{\epsilon}_1$, R, H, dallo sforzo mentre il parametro C risulta meno sensibile alla sollecitazione.

L'errore standard nei grafici deformazione-tempo, risulta minore di 5×10^{-4} per tutte le prove, ad eccezione della prova a 200 MPa, 950°C dove la dispersione di alcuni punti sperimentali ha aumentato l'errore standard ad un valore di 8×10^{-4} . Questi risultati indicano che la relazione 8 è in grado di ben descrivere la forma delle curve sperimentali.

Nella fig.2 una selezione di curve sperimentali $\log \dot{\epsilon}$ vs. ϵ a carico e temperatura costanti sono comparate con l'interpolazione tramite la relazione 8. E' da notare che, in accordo con l'eqq. 7 il danno da creep nel materiale, non risulta essere una semplice funzione della deformazione accumulata, come è implicito nella legge dello strain hardening, ma più realisticamente viene a dipendere anche dalla storia di sollecitazioni applicate. La fig. 3 infatti enfatizza che a parità di frazione di vita spesa, la condizione di sollecitazione 270 MPa e 950°C è più danneggiante rispetto alla condizione 520 MPa e 850°C. E' da notare che le curve sperimentali della deformazione in funzione del tempo normalizzato (fig.1) indicano che una minore frazione di vita è necessaria al più alto sforzo applicato per raggiungere uno specifico valore di deformazione.

PROVE A CARICO E TEMPERATURA VARIABILI.

Le curve sperimentali deformazione - tempo dopo un istantanea variazione di sforzo da 200 a 270 MPa a temperatura costante è mostrata in fig. 4a. Nella medesima figura è mostrata la curva predetta tramite l'eqq. 7 e la legge dello strain hardening. Benché entrambe predicano una vita a creep più corta di quella sperimentale, l'eqq. 7 si comportano meglio che il modello dello strain hardening.

Quando lo sforzo viene diminuito da 270 a 200 MPa a temperatura costante (fig. 4b), entrambi i metodi indicano una vita a creep superiore a quella riscontrata sperimentalmente, ma anche questa volta il nuovo modello si comporta meglio.

Nelle prove in cui vengono cambiati lo sforzo e la temperatura, mostrate in fig. 5 la predizione dell'eqq. 7 è ottima mentre quella della legge dello strain hardening non è soddisfacente.

CONCLUSIONI

Il modello adottato in questo lavoro per descrivere il comportamento a creep della superlega monocristallina CMSX-2 dopo variazioni "a gradino" dello sforzo o sforzo e temperatura produce risultati incoraggianti comunque superiori al modello dello strain hardening.

Ringraziamenti Gli autori sono grati a p.i. Angelo Bianchessi per il lavoro sperimentale.

Bibliografia

- 1) Maldini, M. in D.A. Woodford, C.H.A. Townley e M. Ohnami (eds.), Creep: Characterization, Damage and Life Assessments, Proc. Fifth Inter. Conf. on Creep Materials., Lake Buena Vista, Florida (1992) pp.111-116.
- 2) Kloos, K. H. et al., Arch. Eisenh., 49, 259, (1978).
- 3) Wolf, H. e Blum. W., in Wilshire e Owen (eds.), Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures, Pineridge Press, 1987.
- 4) Ion J. C. et al., NPL Report DMA A115, April (1986).
- 5) Ashby, M. F. e Dyson B. F., Proc. ICF 6, New Delhi, Pergamon (1984) 3.
- 6) Maldini M. e Lupinc V., in A. S. Krausz, J. I. Dickson, J-P.A. Immarigeon e W. Wallace (eds), Constitutive Laws of Plastic Deformation and Fracture., Proc. 19th Canadian Fracture Conference, Ottawa, (1989) pp.173-179.
- 7) McVetty, P.G., Mech Engng, 1934, 56, 149.
- 8) Evans, W.J. e Wilshire, B., Trans. TMS-AIME, 1968, 242, 1303.
- 9) Sidey, D. e Wilshire, B., Met. Sci. J., 1969, 3, 56
- 10) Evans, W.J. e Wilshire, B., Met. Sci. J., 1970, 4, 89.
- 11) Lupinc, V. e Maldini, M., La Met. It., 1990, 82, 379.

Tab. 1 Prove di creep a carico e temperatura costanti

T (°C)	σ (MPa)	t_{10} (h)	t_r (h)	ϵ_r (%)
950	270	150	170	35
950	230	322	356	20
950	200	724	758	21
850	520	240	273	24

Tab. 2 Valore dei parametri delle eqq. 7

T (°C)	σ (MPa)	$\dot{\epsilon}_i$ (h ⁻¹)	H	R(h ⁻¹)	C
950	270	9.611x10 ⁻⁴	3838	1.633x10 ⁻¹	29
950	230	3.065x10 ⁻⁴	1232	2.201x10 ⁻²	43.9
950	200	1.118x10 ⁻⁴	470.3	2.593x10 ⁻³	59
850	520	4.082x10 ⁻³	256.3	2.060x10 ⁻²	0.269

Tab. 3 Prove di creep a carico e/o temperatura variabili

Sforzo (MPa)		Temperatura (°C)		ϵ_1 (%)
Iniziale	Finale	Iniziale	Finale	
200	270	950	950	0.90
270	200	950	950	0.95
270	520	950	850	1.00
520	270	850	950	2.20

ϵ_1 = deformazione accumulata prima della variazione dello sforzo.

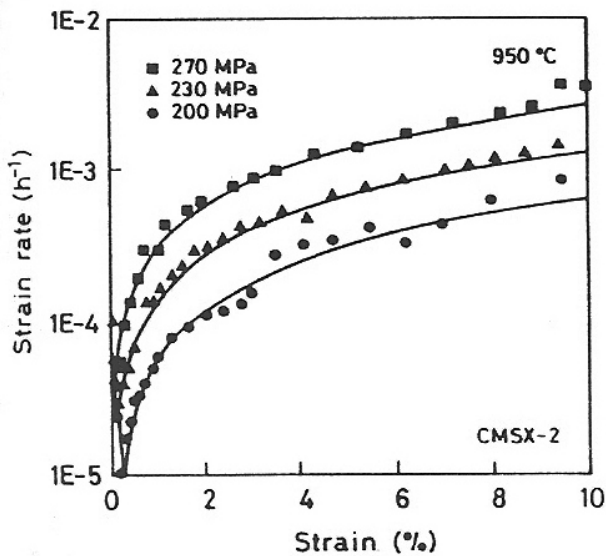


Fig. 2 - Confronto fra prove di creep sperimentali e la descrizione data dalla relazione 8.

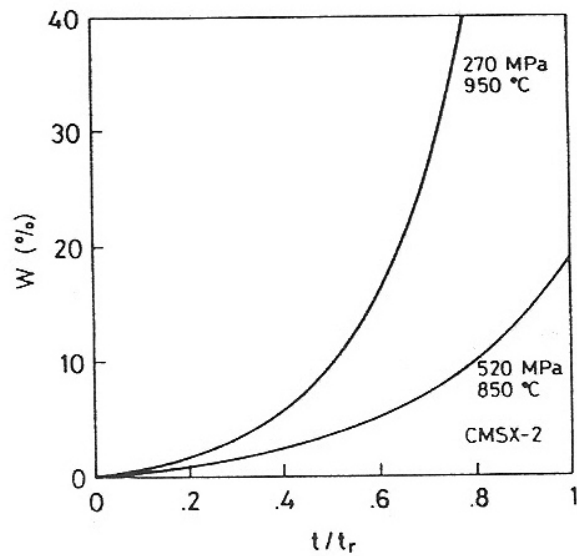


Fig. 3 - Evoluzione del danno w in funzione del tempo normalizzato con il tempo a rottura per le prove di Fig. 1. La linea tratteggiata rappresenta l'evoluzione del danno per la prova a sollecitazione variabile di Fig. 1

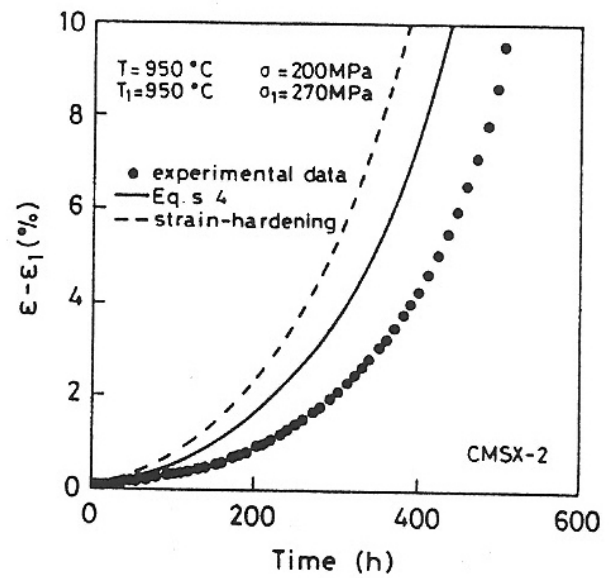
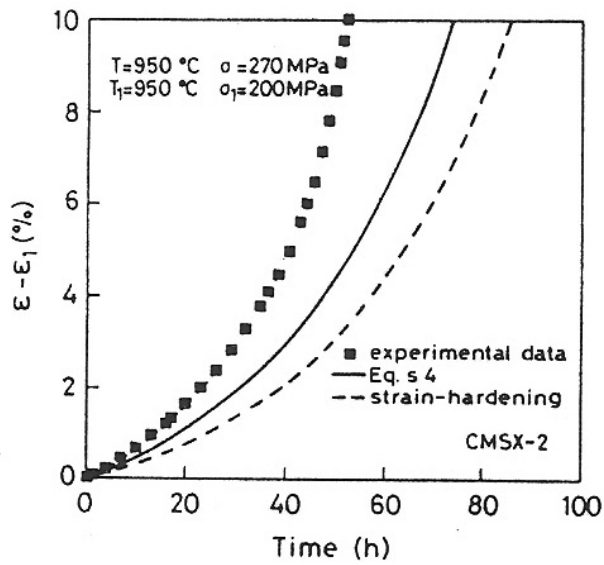


Fig. 4 - Confronto fra curve di creep sperimentali dopo un incremento (a) e decremento dello sforzo applicato a temperatura costante, con le predizioni delle eqq.7 e la legge dello strain-hardening.

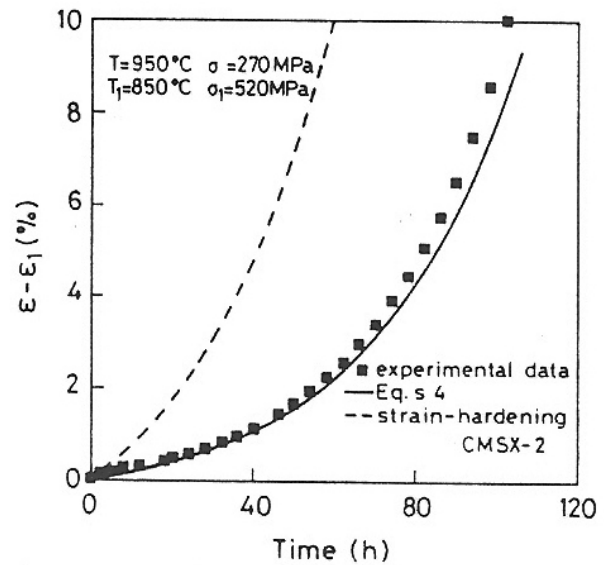
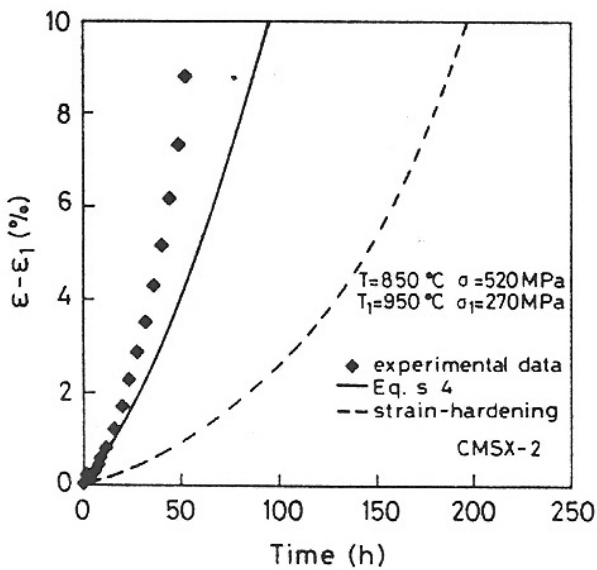


Fig. 5 - Confronto fra curve di creep sperimentali dopo un incremento dello sforzo e diminuzione della temperatura (a), e dopo un decremento dello sforzo e aumento della temperatura (b) con le predizioni delle eqq. 7 e la legge dello strain-hardening.