

Capitolo VII

CREEP

Il Creep

Il fenomeno dello scorrimento viscoso o creep identifica una deformazione di carattere permanente, che aumenta nel tempo quando un materiale viene sottoposto ad un carico costante ad elevata temperatura. Il creep è un fenomeno tipico di tutti i metalli, purché la temperatura abbia un valore superiore ad un limite identificabile nel 30-50% della temperatura assoluta di fusione (T_F).

La tabella illustra, per diversi metalli, il limite inferiore di temperatura, sotto il quale il creep diventa un fenomeno irrilevante. Si noti come, ad esempio, l'alluminio subisca deformazione da creep importanti già a temperature relativamente basse (200-300°C).

Materiale	Temperatura
Alluminio	$T < 0.54T_F$
Titanio	$T < 0.30T_F$
Acciaio basso legato	$T < 0.36T_F$
Acciai inox	$T < 0.49T_F$
Superleghe	$T < 0.56T_F$

In genere il fenomeno del creep viene studiato effettuando prove a carico costante; questa procedura non è totalmente accurata, in quanto la tensione effettiva, nel corso della prova, tende ad aumentare a causa della riduzione di sezione trasversale legata all'allungamento del campione.

Nonostante questo problema, i dati così ottenuti sono particolarmente utili, in quanto molti dei casi pratici è il carico sul componente a mantenersi costante in esercizio, e non la tensione.

La curva di creep: La Figura 7.1 mostra l'andamento della curva deformazione-tempo che si ottiene dalla registrazione dei dati di una prova di creep. Dopo una deformazione istantanea ϵ_0 , la deformazione aumenta monotonicamente con il tempo t , fino alla rottura (ϵ_R).

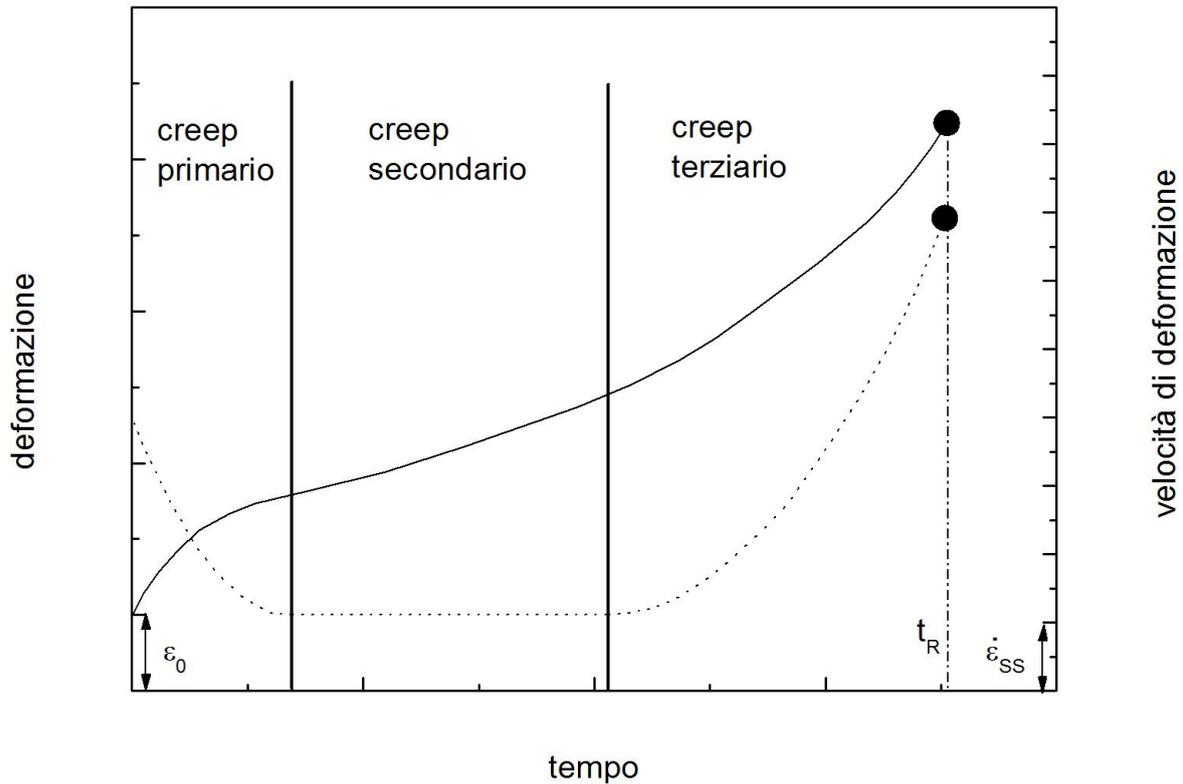


Figura 7.1: curva deformazione-tempo tipica di un fenomeno di creep.

La deformazione totale, quindi assume il valore

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon(\sigma, T, t) \quad (7.1)$$

La curva di creep in generale può essere suddivisa in tre diversi stadi:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}$$

- i. un primario, durante il quale la velocità di deformazione diminuisce con il tempo; in questa fase la deformazione diventa sempre più difficile, a causa della moltiplicazione delle dislocazioni.
- ii. uno stadio stazionario, o secondario, che può ridursi ad un tratto estremamente breve o ad un punto; in questa fase la velocità di deformazione assume un valore costante:

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{SS} \quad .$$

L'instaurarsi di questo stadio in genere viene spiegato con il bilanciarsi dei fenomeni di rafforzamento (moltiplicazione ed interazione fra dislocazioni) e di addolcimento (ripristino).

- iii. un terziario, durante il quale la velocità di deformazione aumenta con il tempo, portando infine alla rottura.

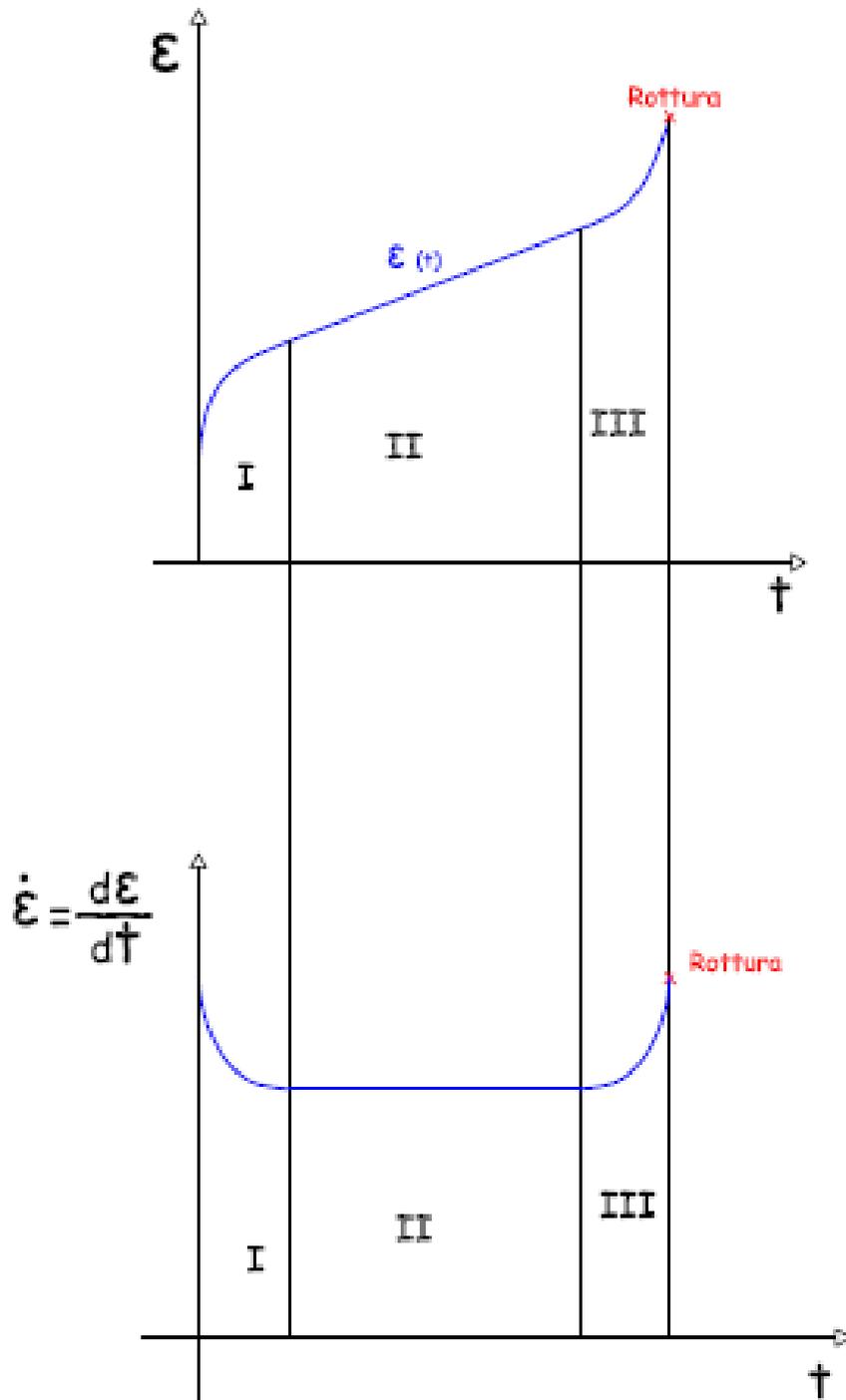


Figura 7.2: andamento della velocità di deformazione variabile durante i diversi momenti identificabili durante il fenomeno del creep.

L'aumento della velocità di deformazione nella fase finale della prova è legato a tutta una serie di fenomeni, come la nucleazione di cavità (cavitazione) e la loro crescita, alla formazione di cricche ed infine alla formazione di strizioni. Tutti questi meccanismi, producendo una diminuzione di sezione resistente, portano ad un aumento della tensione effettiva, e quindi ad un processo degenerativo ed alla rottura.

Sono state proposte differenti equazioni per descrivere l'andamento della curva di creep; una delle più utilizzate, anche per la sua relativa semplicità, e' la seguente:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_p \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{t_p}\right) \right] + \dot{\varepsilon}_{ss} t + \varepsilon_T \left[\exp\left(\frac{t}{t_p}\right) - 1 \right] \quad (7.2)$$

dove ε_p e t_p sono due parametri associati con la durata e l'ampiezza della deformazione primaria, ε_T e t_T sono i corrispondenti parametri per il terziario, ε_0 e' la deformazione elasto-plastica istantanea all'applicazione del carico, ed infine e' il termine relativo al secondario.

$$\dot{\varepsilon}_{ss} t$$

In generale tutti questi parametri dipendono dalla tensione e dalla temperatura di prova.

La curva di Figura mostra l'andamento tipico che si riscontra nella maggior parte dei metalli; in qualche caso, però, il primario ed il secondario possono essere addirittura assenti, o si può avere un primario inverso in cui la velocità di deformazione anziché diminuire aumenta.

Velocità di creep nel secondario (o minima) e tempo a rottura: La semplice analisi di una curva di creep permette di identificare due parametri ingegneristici che consentono di valutare la risposta a creep del materiale. Il tempo a rottura t_R e' il parametro più semplice da ricavare, e molto spesso il più utile, almeno quando la vita a rottura del componente è la preoccupazione principale del progettista. Il secondo parametro e' la velocità di deformazione nello stadio stazionario (secondario), o al limite la velocità minima di deformazione se il secondario si riduce ad un punto.

Questo parametro deve essere senz'altro considerato quando non ci si aspetta che si verifichi rottura nel componente, a causa dei carichi estremamente bassi. Piuttosto, la velocità di deformazione nel secondario può essere utilizzata per stimare, sia pure con le cautele del caso, l'accumularsi della deformazione in servizio e per stimare approssimativamente la vita del componente.

E' bene precisare che il secondario di una curva di creep è sostanzialmente analogo allo stadio stazionario di una curva tensione-deformazione ottenuta sottoponendo ad una prova a velocità di deformazione costante lo stesso materiale; in entrambi i casi, infatti, ad una data temperatura si hanno valori costanti della sollecitazione (la differenza fra una prova a carico costante ed una a sollecitazione costante, nel caso del creep, diviene rilevante solo per deformazioni piuttosto alte, tipicamente associabili al terziario) che corrispondono a velocità di deformazione costanti.

Anche in questo caso, quindi, si correlano la velocità di deformazione (nello stazionario, o nel suo valore minimo) alla tensione di prova, tramite una relazione del tipo

$$\dot{\varepsilon}_{ss} = B \sigma^n \quad (7.3)$$

dove B dipende dalla temperatura, ed n, per i metalli puri, è pari a 4-5.

Variazione rispetto alla temperatura

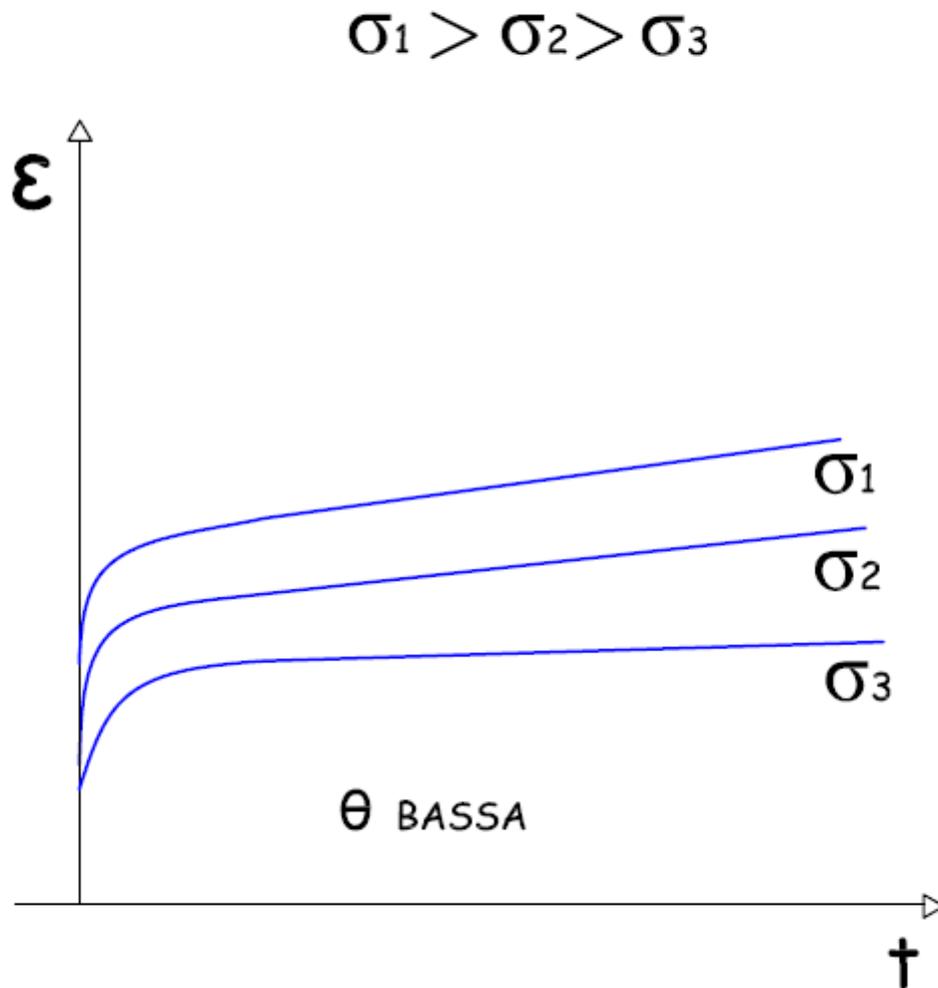


Figura 7.3: variazione della curva di creep col variare del carico alle basse temperature.

Con temperature basse il fenomeno si manifesta ugualmente, anche se i suoi effetti sono inibiti: per arrivare alla rottura o alla fase di scorrimento terziario ci vogliono tempi molto lunghi (da mesi fino ad anni).

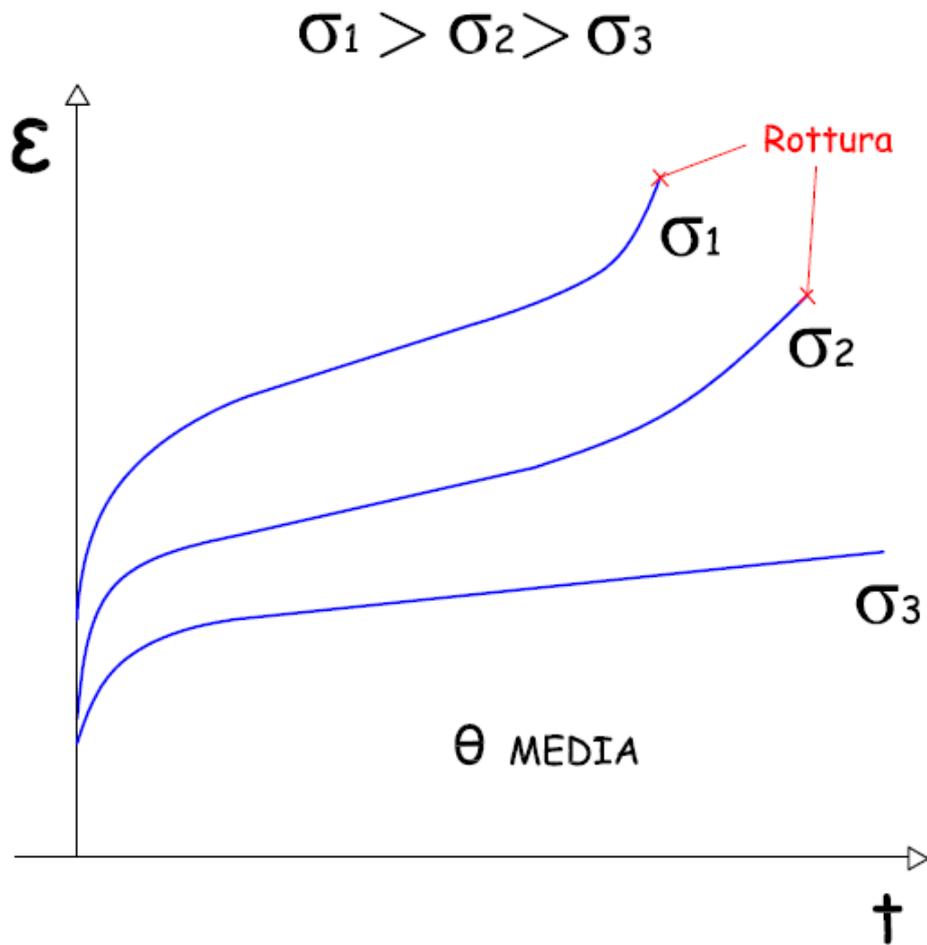


Figura 7.4: variazione della curva di creep col variare del carico alle medie temperature.

Con una temperatura media si hanno effetti più evidenti.

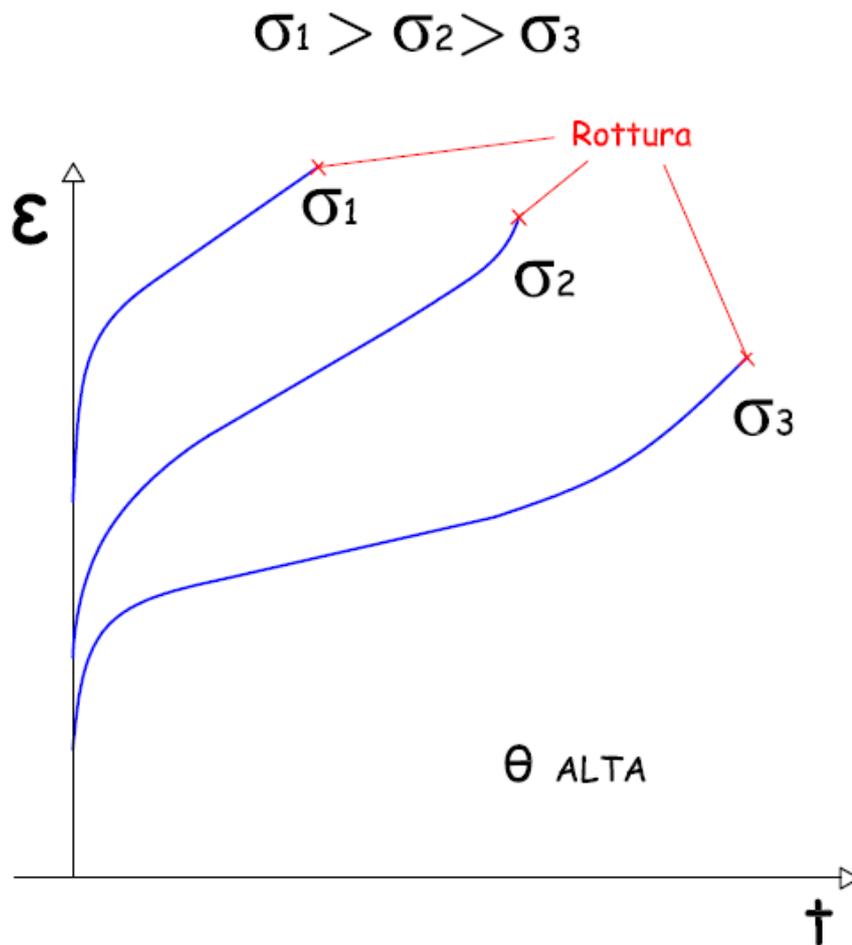


Figura 7.5: variazione della curva di creep col variare del carico alle alte temperature.

Ad alte temperature il materiale si deforma prima, la rottura arriva in tempi ridotti, sulle migliaia di ore.

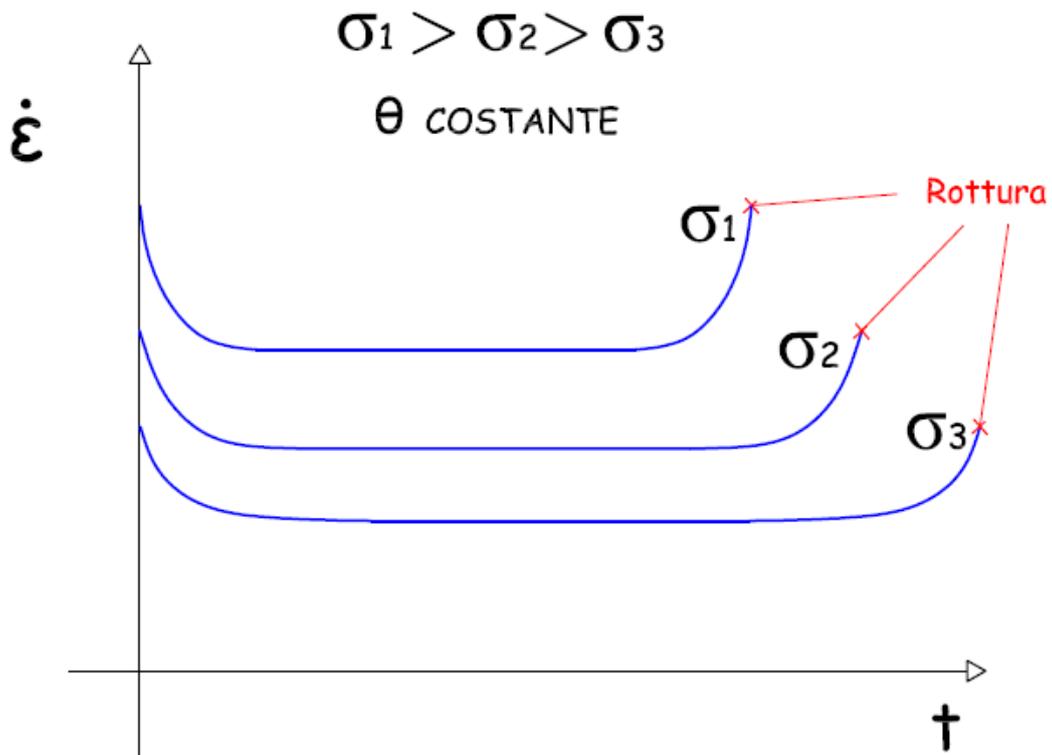


Figura 7.6: tempo a rottura per diversi carichi a temperatura costante.

Naturalmente col variare di sforzo e temperatura varia anche la velocità di scorrimento ($d\epsilon / dt$), crescendo in proporzione all'aumento di questi due fattori (σ e T).

In conseguenza a quest'aumento le tre fasi durano di meno e la rottura arriva prima nel tempo.

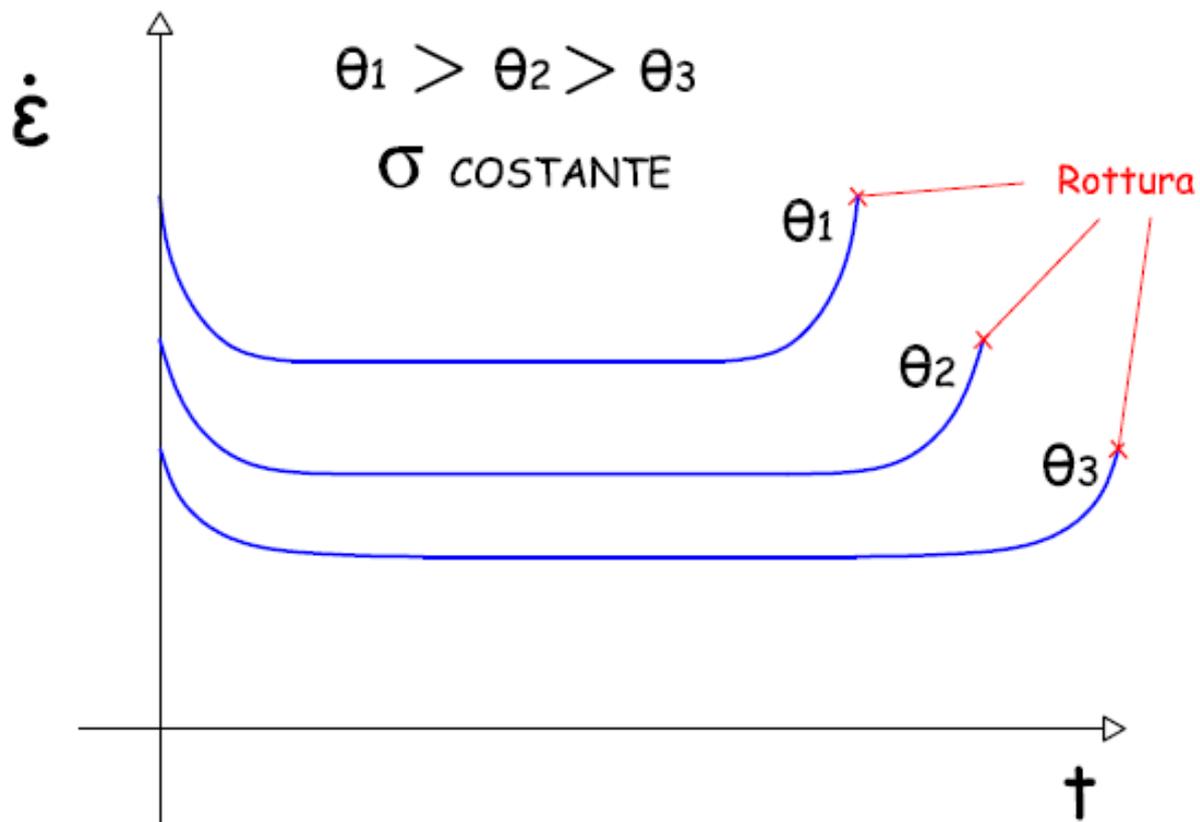


Figura 7.7: tempo a rottura per diverse temperature a carico costante.

Un grafico bilogarithmico della velocità di deformazione nel secondario, in funzione della tensione di prova in queste condizioni fornisce una serie di rette, ciascuna relativa ad una temperatura di prova (isoterme) di pendenza pari ad n .

Se la tensione di prova è particolarmente bassa, si riscontra un valore della pendenza di queste curve pari ad $n=1$.

La transizione da $n=4-5$ a $n=1$ viene comunemente associata ad un passaggio da creep da dislocazioni (alti carichi) a creep puramente diffusivo (carichi bassi).

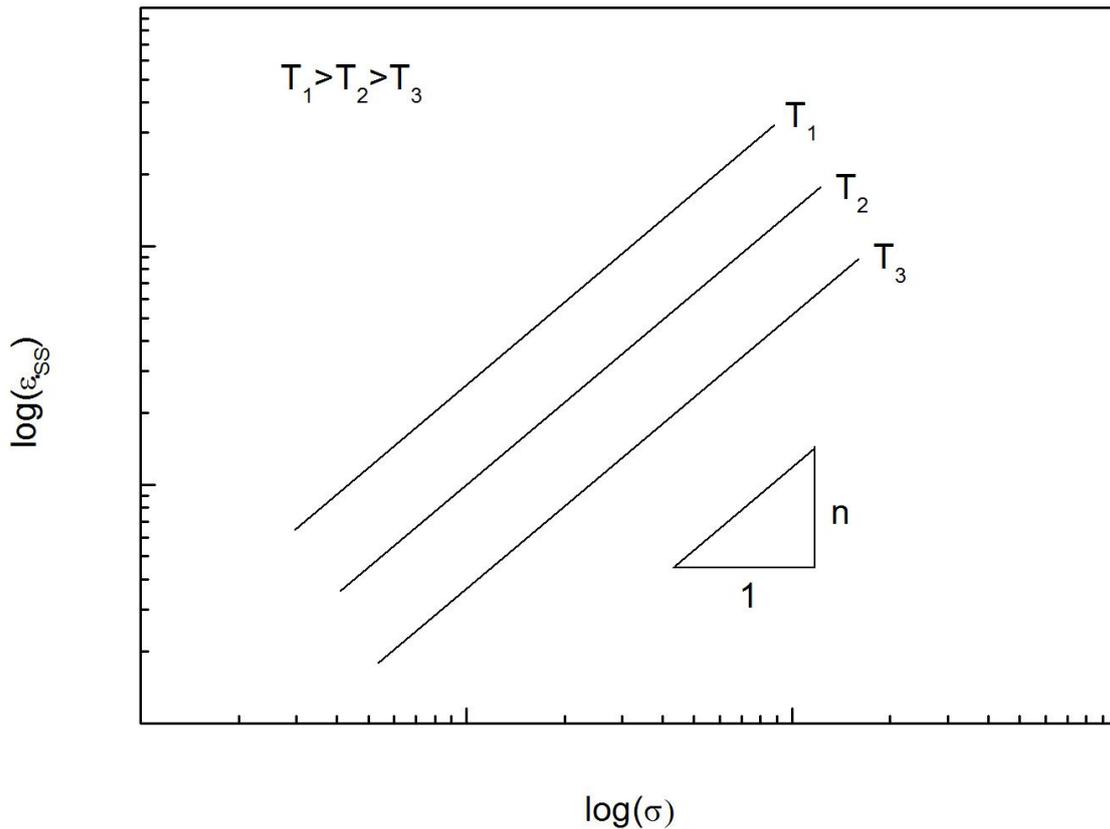


Figura 7.8: variazione della velocità di deformazione nel secondario col carico a diverse temperature.

La variazione, a parità di carico, della temperatura produce naturalmente significativi cambiamenti nel valore della velocità di deformazione nel secondario, e più' in generale nella forma stessa della curva.

A sollecitazione costante, la dipendenza della velocità di deformazione nel secondario dalla temperatura può essere espressa dalla relazione:

$$\dot{\epsilon}_{ss} = C \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (7.4)$$

dove C è una costante che dipende dal carico applicato, e Q è l'energia di attivazione del creep.

La similitudine fra questa relazione e quella che regola la dipendenza del coefficiente di diffusione D dalla temperatura è evidente.

Per di più, finché si considerano i metalli puri, si ha $Q=Q_d$.

Evidentemente sono gli stessi meccanismi auto-diffusionali che controllano, nei metalli puri, la deformazione da creep; in particolare, la diffusione di vacanze, consentendo il moto non conservativo delle dislocazioni (il climb) e' il meccanismo che governa la deformazione da creep.

Moto delle dislocazioni durante il creep

Di solito implicitamente si assume che la percentuale minima è una misura del tasso di deformazione allo stato stazionario, dove la struttura delle dislocazioni ha raggiunto una

configurazione stabile nella quale generazione e recupero delle dislocazioni si compensano in modo che non ci siano cambiamenti strutturali. Prendendo in considerazione l'esponente n , nel caso in cui esso assuma un valore prossimo a 3 la velocità media delle dislocazioni durante la loro vita, dalla generazione all'annichilimento, è controllata dal salto. Recenti dimostrazioni sperimentali hanno condotto alle seguenti considerazioni: se $n=2$, si considererebbe come un'indicazione di controllo dallo scorrimento dei confini di grano. $n=1$ è considerato indicativo del flusso che è direttamente controllato dalla diffusione di vacanze attraverso i grani (scorrimento Nabarro-Herring) o lungo i bordi di grano (scorrimento Coble), finché non è invocato il cosiddetto meccanismo di scorrimento Harper-Dorn.

Nel proseguo daremo uno sguardo all'evoluzione della struttura delle dislocazioni e le leggi del movimento delle dislocazioni in modo da definire i meccanismi di movimentazione delle dislocazioni che controllano le deformazioni plastiche in generale, e lo scorrimento in particolare.

La deformazione dei materiali cristallini generalmente nasce dallo scorrimento dei piani cristallografici. Esso produce una deformazione taglio γ , crescente alla percentuale $d\gamma$ sotto l'azione della tensione τ . Il fattore geometrico $M=\sigma/\tau=d\gamma/d\varepsilon$ si riferisce alle quantità risolte alla percentuale di deformazione normale $d\varepsilon$ e alla tensione normale σ . Le aree interessate dallo scorrimento sono delimitate dalle linee delle dislocazioni. Consideriamo circuiti di movimentazione di geometria semplice, cerchi di raggio r . Questo modello esprime la percentuale alla quale la lunghezza delle dislocazioni per volume ρ è equivalente all'area interessata dallo scorrimento per volume, γ/b , come $\Delta\rho+(\Delta\gamma/b)=2\pi r/(\pi r^2)=2/r$ così che $d\rho+=d\gamma/(b\Lambda)$ con $\Lambda=r/2$. Λ è chiamato punto medio del percorso libero. Nella zona d'incrudimento:

$$\Lambda=k\delta \quad k=50$$

dove δ è la media spaziale delle dislocazioni libere.

Ora, la densità di dislocazioni ρ non aumenta indefinitamente durante la deformazione, ma raggiunge un certo limite dipendente dalle condizioni di deformazione, in particolare dalla temperatura. Ciò vuol dire che la percentuale di generazione $d\rho^+>0$, è compensata dal processo di recupero $d\rho^->0$ così che il tasso netto di generazione di dislocazioni

$$d\rho=d\rho^+ - d\rho^-$$

è diminuito rispetto a $d\rho^+$.

All'interno di un grano, c'è solo un modo per recuperare le dislocazioni. Questo è la reazione locale di un'area che ha subito scorrimento con il vettore di Burger b_1 con un'altra area b_2 così che il prodotto della reazione b_3 è o di annullamento delle dislocazioni o forma un altro vettore di Burger consentito dal reticolo cristallino (ricombinazione delle dislocazioni). Al fine di reagire lungo una traccia comune, le dislocazioni 1 e 2 in generale devono lasciare i loro piani di scorrimento. Pertanto questi due processi controllano il recupero.

Come si è visto, infatti, il movimento delle dislocazioni alle temperature elevate consiste in una sequenza di scorrimenti e salti; in queste condizioni e' il meccanismo più lento che regola la velocità di deformazione. Il più veloce dei due processi, lo scorrimento deviato o il salto, controlla l'inizio del recupero dinamico.

In un semplice approccio che trascura la formazione dei sottograni, il recupero delle dislocazioni è formulato in termini di interazione di dislocazioni parallele di segno opposto che evolvono verso lo spontaneo annullamento quando lo spazio d_{dip} dei piani di scorrimento delle dislocazioni in una configurazione dipolare è minore di un certo valore $d_{spon} > 0$, a la formazione di un dipolo stabile quando

$$d_{spon} < d_{dip} < \hat{d}_{dip}$$

dove

$$\hat{d}_{dip} = Gb / (8\pi(1-\nu)\tau)$$

La probabilità alla quale la densità di dislocazioni è annullata risulta dall'evento di annullamento spontaneo e dalla dissoluzione dei dipoli termicamente attivata:

$$d\rho^- = d\rho^-_{spon} + d\rho^-_{dip}$$

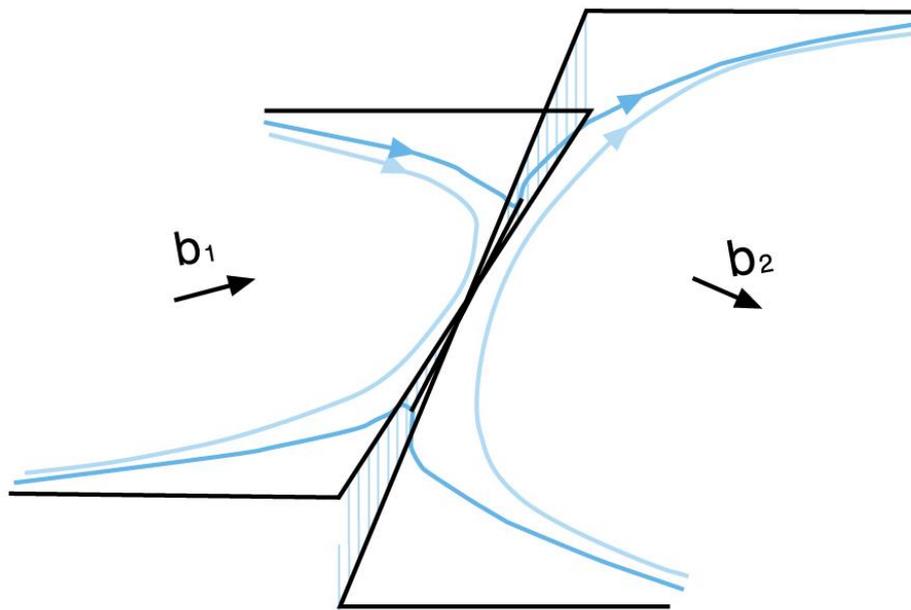


Figura 7.9: due cicli di dislocazione dei vettori di Burgers b_1 e b_2 che si incontrano durante l'espansione. Lasciando i loro piani di scorrimento possono ricombinarsi lungo una linea comune per formare una dislocazione dal vettore di Burgers $b_3 = b_1 + b_2$.

La probabilità di spontaneo annullamento è

Lo scorrimento, nei metalli puri, è un meccanismo relativamente rapido, ed è quindi il salto a rappresentare la fase lenta: si ha in queste condizioni il creep controllato dal *climb*, anche detto creep controllato dal ripristino (*climb-controlled* o *recovery-controlled creep*).

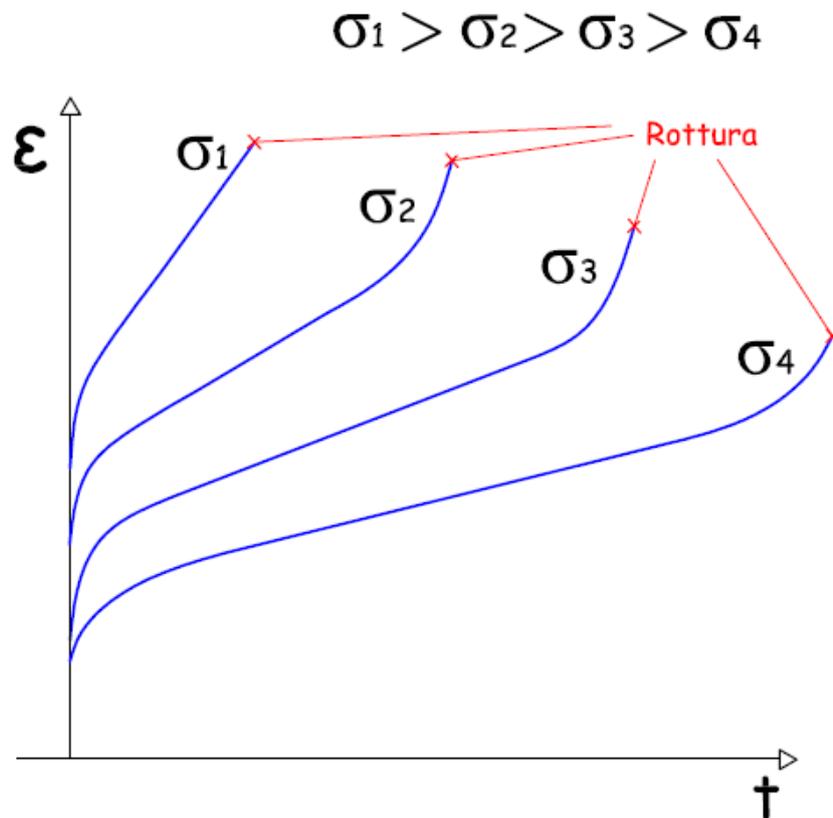


Figura 7.10: variazione della curva di creep col variare del carico.

Riportando su scala semilogaritmica la velocità di deformazione in funzione dell'inverso della temperatura assoluta, infatti, si ottengono direttamente una serie di rette, relativa ciascuna ad una tensione di prova (isobare), di pendenza $-Q/R$.

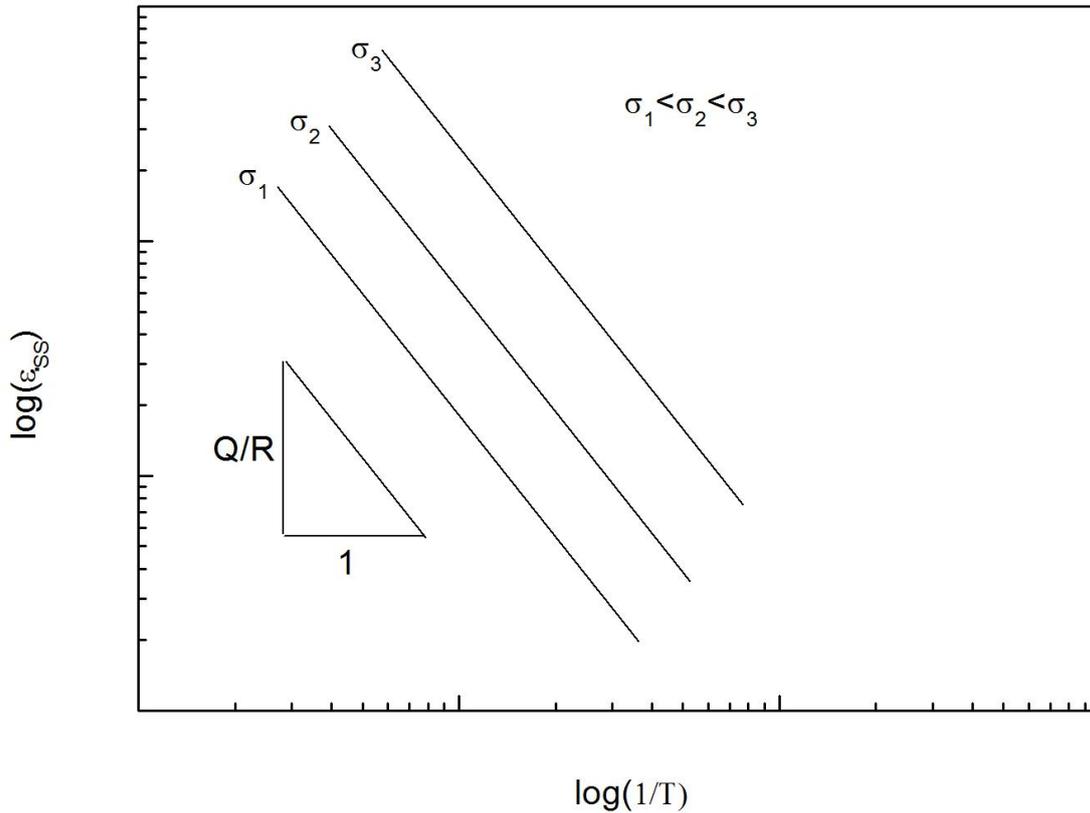


Figura 7.11: variazione della velocità di deformazione nel secondario con la temperatura a diversi carichi.

Combinando le due relazioni precedenti, si ottiene l'equazione:

$$\dot{\epsilon}_{ss} = A\sigma^n \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (7.5)$$

in cui A è un parametro del materiale.

Questa relazione è di utilizzo estremamente diffuso, ma consente di ottenere descrizioni del tutto soddisfacenti solo nei metalli puri, in cui n non dipende dalla temperatura e Q non dipende dalla tensione di prova.

Nel caso delle leghe di uso ingegneristico, i valori di n che si ricavano sono molto più elevati di quelli teorici (tipicamente variano da 5 a 15, in qualche caso arrivano anche a valori superiori a 30) e dipendono dalla temperatura.

Similmente, nelle leghe complesse Q è molto più alto dell'energia di autodiffusione, ed in generale dipende dalla tensione di prova.

Le precedenti relazioni vengono universalmente utilizzate per studiare i fenomeni alla base della deformazione da creep; il tempo a rottura, che in molti casi è un parametro più rilevante dal punto di vista ingegneristico, d'altra parte, può essere correlato direttamente alla velocità di deformazione nel secondario tramite la relazione:

$$\dot{\epsilon}_m t_R = C_R \quad (7.6)$$

che, combinata con la precedente, diventa:

$$t_R = A_R \sigma^{-n} \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right) \quad (7.7)$$

essendo $A_R = C_R/A$.

L'equazione precedente, in linea di principio, potrebbe essere utilizzata per estrapolare la vita a rottura di un determinato componente in esercizio.

In generale, per un dato materiale, sono disponibili una serie di curve come quelle riportate in maniera qualitativa in Figura 7.12.

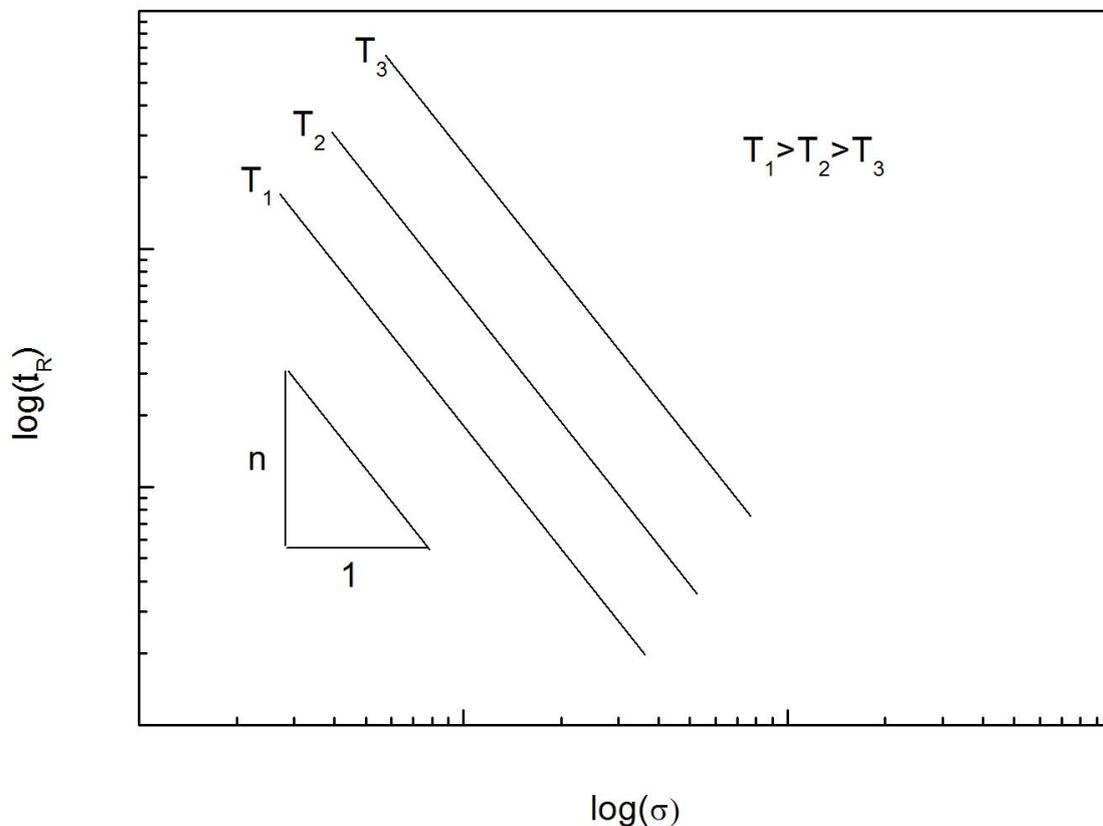


Figura 7.12: variazione del tempo a rottura col carico a diverse temperature.

Nella Figura 7.13 sono riportate le curve di creep per diverse leghe di alluminio. Nella Figura 7.14, per esempio, sono riportate le rette che descrivono la dipendenza del tempo a rottura dalle condizioni di prova per una lega di Al sviluppata per operare a temperature elevate (Al-Fe-V-Si-Er).

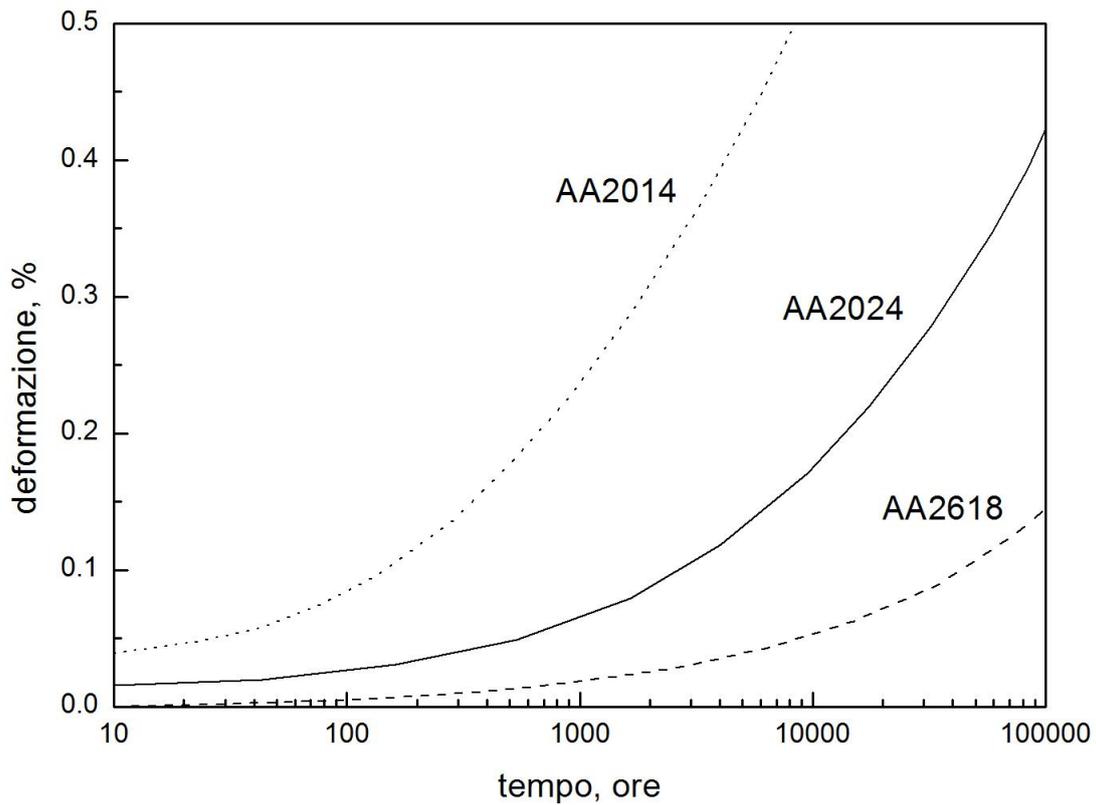


Figura 7.13: curve di creep per diverse leghe di alluminio.

Il problema fondamentale che ci si trova ad affrontare, però, è che molto spesso la temperatura di esercizio non corrisponde a quelle riportate in questo tipo di grafici. Ne deriva che sono necessari altri metodi di estrapolazione, indicati generalmente con il nome di “approcci parametrici”.

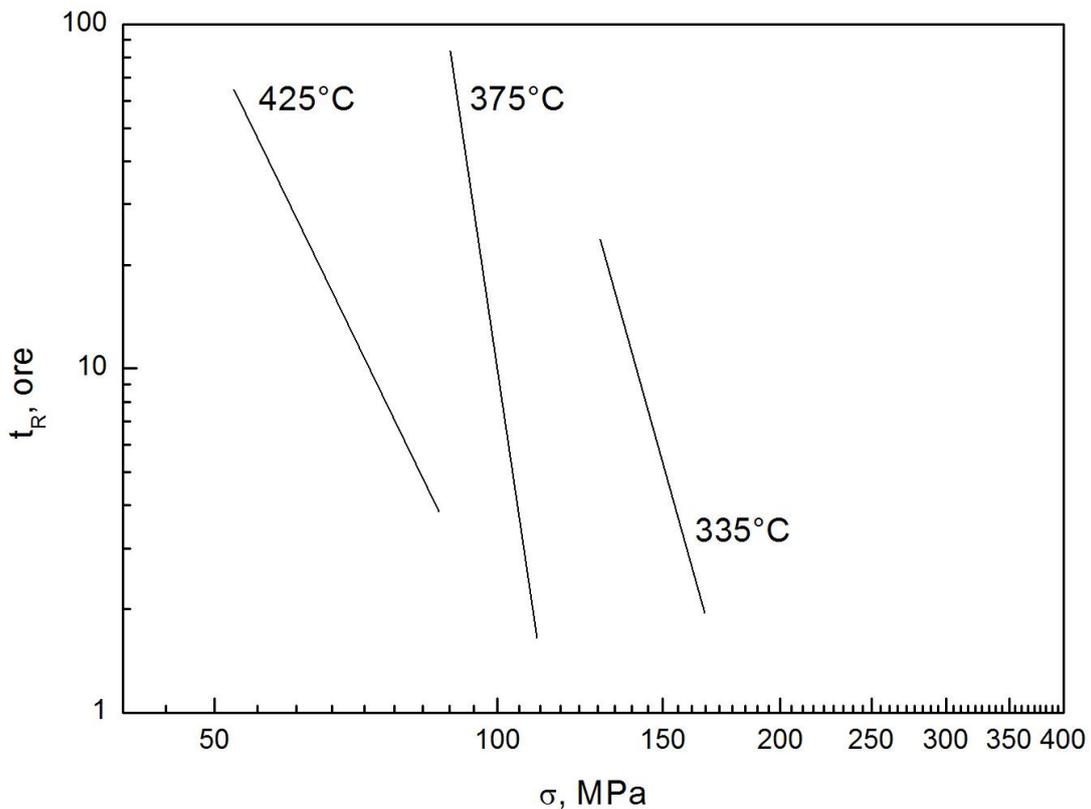


Figura 7.14: dipendenza del tempo a rottura dalle condizioni di prova per una lega Al-Fe-V-Si-Er.

Gli approcci parametrici per l'estrapolazione della vita a rottura: Il problema di dover operare con tre diverse variabili (tempo, temperatura, tensione) richiederebbe l'utilizzo di grafici che correlano queste grandezze di tipo tridimensionale.

Questo approccio, naturalmente, comporterebbe un appesantimento della procedura di calcolo, e quindi non viene seguito praticamente mai; piuttosto, si preferisce accorpare in un parametro due delle variabili (per esempio il tempo e la temperatura), che vengono riportate in un grafico bidimensionale in funzione del terzo (la tensione).

L'approccio parametrico utilizzato più diffusamente è quello di Larson-Miller (LMP).

L'assunzione alla base di questo metodo è che la dipendenza del tempo a rottura dalla temperatura e dalla tensione, possa essere espresso tramite una relazione nella forma:

$$t_R = B_0 \exp\left[\frac{Q(\sigma)}{RT}\right] \quad (7.8)$$

nella quale B_0 è una costante del materiale.

Nella formula precedente la dipendenza dalla tensione di prova e' è inglobata nell'energia di attivazione, che quindi non è più costante.

Operando il logaritmo di entrambi i termini si ottiene:

$$\log(t_R) = \log(B_0) + \frac{Q(\sigma)}{RT} \log(e) \quad (7.9)$$

e, dopo semplici trasformazioni,

$$LMP = \frac{Q(\sigma)}{2.3R} = T(C_{LM} + \log t_R) \quad (7.10)$$

essendo C_{LM} una costante che, per molti materiale, viene assunta pari a 20.

Rappresentando i risultati sperimentali sotto forma di LPM, i dati collassato su una singola curva (master curve), che può essere utilizzata per stimare la resistenza a creep (tensione ammissibile per ottenere una data vita a rottura alla temperatura considerata).

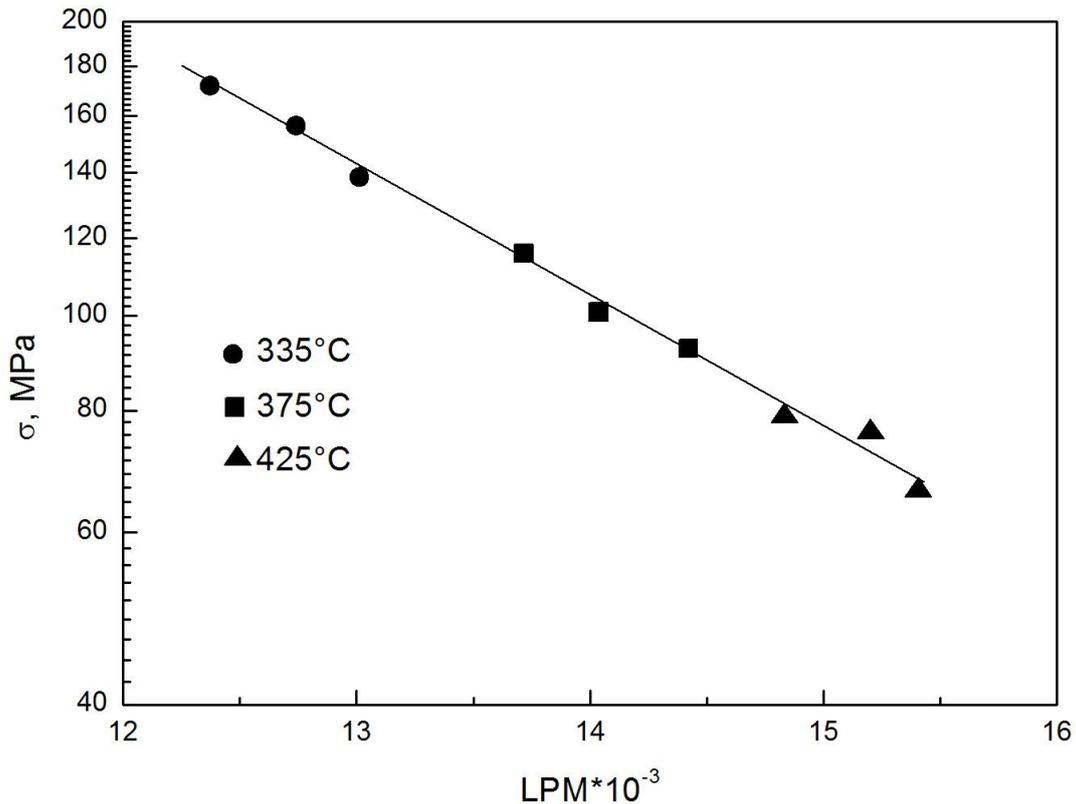


Figura 7.15: parametro di Larson-Miller funzione del carico per la lega Al-Fe-V-Si-Er.

Il parametro di Larson-Miller, benché usato con maggiore frequenza, non è il solo parametro disponibile; si può citare, ad esempio, il parametro di Dorn-Orr-Sherby (DOSP), espresso come:

$$DOSP = \log t_R - \frac{Q}{2.3R} \quad (7.11)$$

Il creep nei metalli puri: La forma fisicamente più corretta per esprimere la dipendenza della velocità di deformazione nel secondario da temperatura e tensione e' piuttosto complessa, avendo la forma:

$$\dot{\epsilon}_{SS} = A_0 \frac{DGb}{kT} \left(\frac{b}{d}\right)^p \left(\frac{\sigma}{G}\right)^n \quad (7.12)$$

in cui D, per i metalli puri, è il coefficiente di autodiffusione, d è la dimensione del grano, b e' la lunghezza del vettore di Burgers (utilizzato per fare in modo che A₀, costante del materiale, sia adimensionale) e k e' la costante di Boltzmann.

Riportando la velocità di deformazione nel secondario in funzione della tensione di prova, ad una data temperatura, per l'alluminio puro si ottiene la curva riportata in Figura 7.16.

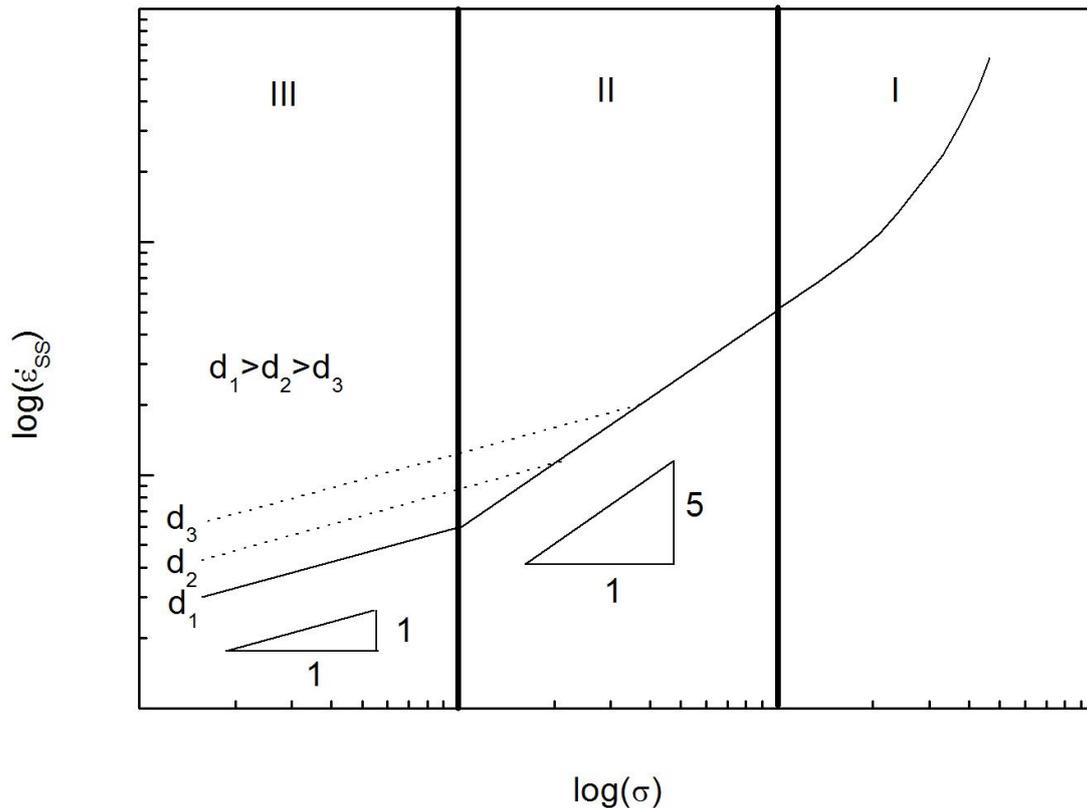
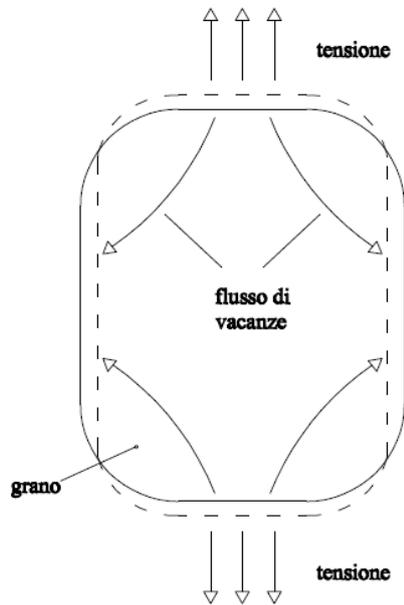


Figura 7.16: velocità di deformazione nel secondario funzione del carico tipica dei metalli puri.

Si identificano tre differenti regimi:

- i. un regime di tensioni elevate; e' questo il regime di velocità di deformazione tipiche della deformazione a caldo, il valore dell'energia di attivazione e' comunque molto prossimo a quello di autodiffusione.
- ii. un regime intermedio, in cui $n=4-5$; l'analogia fra il valore dell'energia di attivazione da creep e quello di autodiffusione dimostra che il creep e' controllato dal movimento non conservativo delle dislocazioni (recovery- o climb-controlled creep). La deformazione e' il risultato di una sequenza di scorrimento e salto termicamente attivato, e, dal momento che nei metalli puri lo scorrimento delle dislocazioni è un meccanismo facile, e' il salto, più lento, che governa la cinetica di deformazione. Un regime di questo tipo è tipico di tutti i metalli puri e di una serie di altri materiali, in cui invariabilmente $n=4-5$ e l'energia di attivazione e' pari a quella di autodiffusione (metalli puri, materiali di classe M).
- iii. un regime di basse sollecitazioni, in cui $n=1$. Tipicamente in questo regime sono stati identificati due meccanismi di creep puramente diffusivo

Creep diffusivo di Nabarro-Herring



Creep diffusivo di Coble

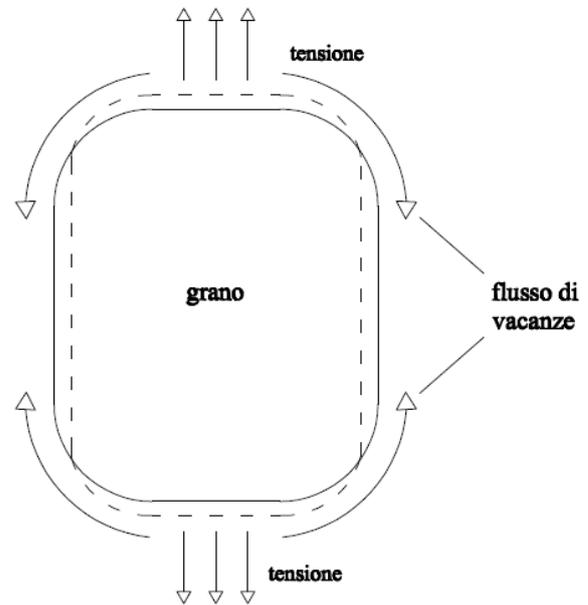


Figura 7.17: diversi meccanismi deformativi relativi al creep diffusivo.

La deformazione del singolo grano non è dovuta al movimento delle dislocazioni (la tensione applicata è troppo bassa), ma al flusso stesso delle vacanze.

Nel creep di Nabarro-Herring il flusso delle vacanze avviene attraverso il reticolo, cioè all'interno del grano. In questo caso l'energia di attivazione è ancora una volta pari a quella di autodiffusione (Q_{ad}). In questo caso, quindi, $n=1$, $Q=Q_{ad}$, e $p=2$.

Nel creep di Coble, invece, il flusso di vacanze avviene attraverso i bordi di grano, che sono, come visto, percorsi diffusivi preferenziali.

In questo caso $n=1$, $p=3$ e $Q=0.6Q_{ad}$ (la diffusione è più facile nel bordo di grano che non nel reticolo, e quindi l'energia di attivazione è più bassa).

In entrambi i casi il flusso di vacanze avviene dal lato perpendicolare al lato parallelo del grano, rispetto alla tensione applicata

In molti materiali agisce un ulteriore meccanismo (creep di Harper-Dorn), che coinvolge anche una certa attività delle dislocazioni ed è caratterizzato da valori di $n=1$ e $p=0$, ma che non deve essere confuso con il creep diffusivo.

In tutti e tre i regimi menzionati opera un ulteriore meccanismo, lo scorrimento dei bordi di grano; in effetti i grani, a queste elevate temperature, slittano l'uno sull'altro producendo una deformazione che, per metalli a grano grossolano, è relativamente trascurabile.

Questo stesso meccanismo, però, è responsabile, di una frazione rilevante delle rotture per creep, e della superplasticità dei materiali a grano ultrafine.

Il creep nelle soluzioni solide: L'interpretazione della risposta a creep delle soluzioni solide (materiali di classe A) e' un po' piu' complicata, rispetto a quella relativa ai metalli puri.

Riportando la velocità di deformazione nel secondario in funzione della tensione di prova si ottiene il grafico di Figura 7.18.

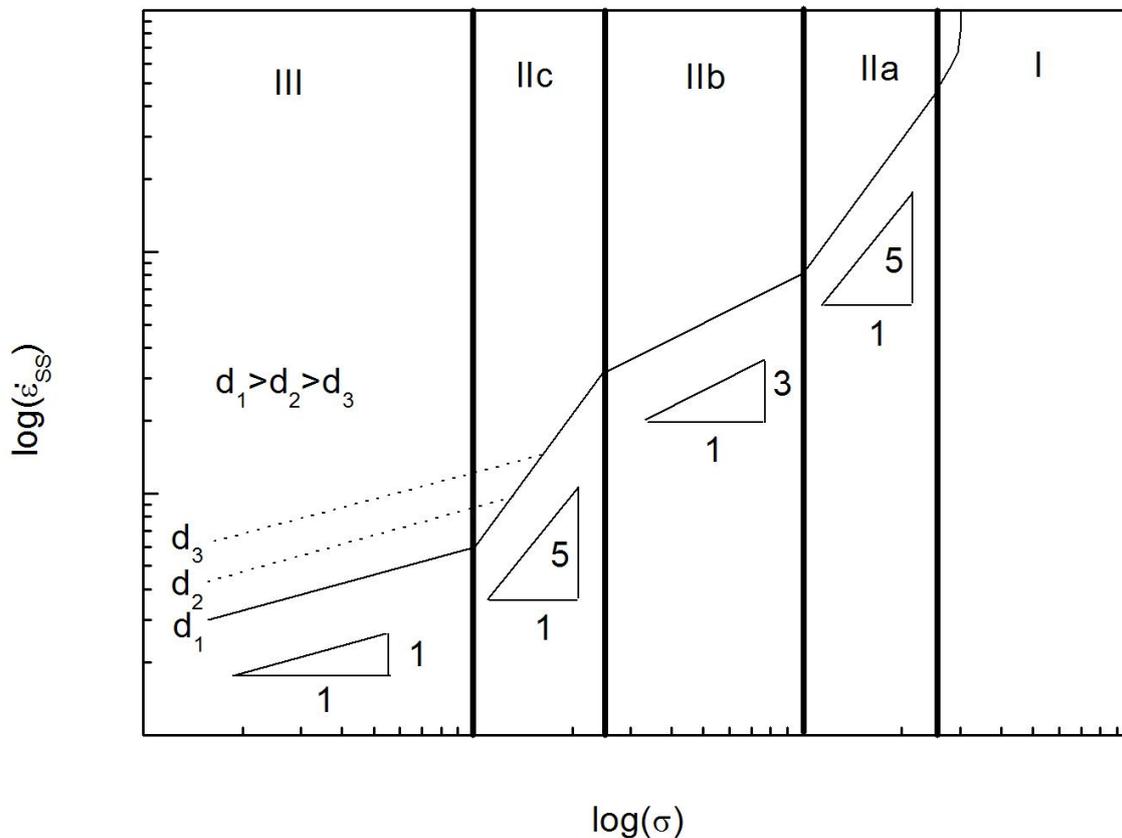


Figura 7.18: velocità di deformazione nel secondario funzione del carico tipica delle soluzioni solide.

Nel grafico di Figura si identificano:

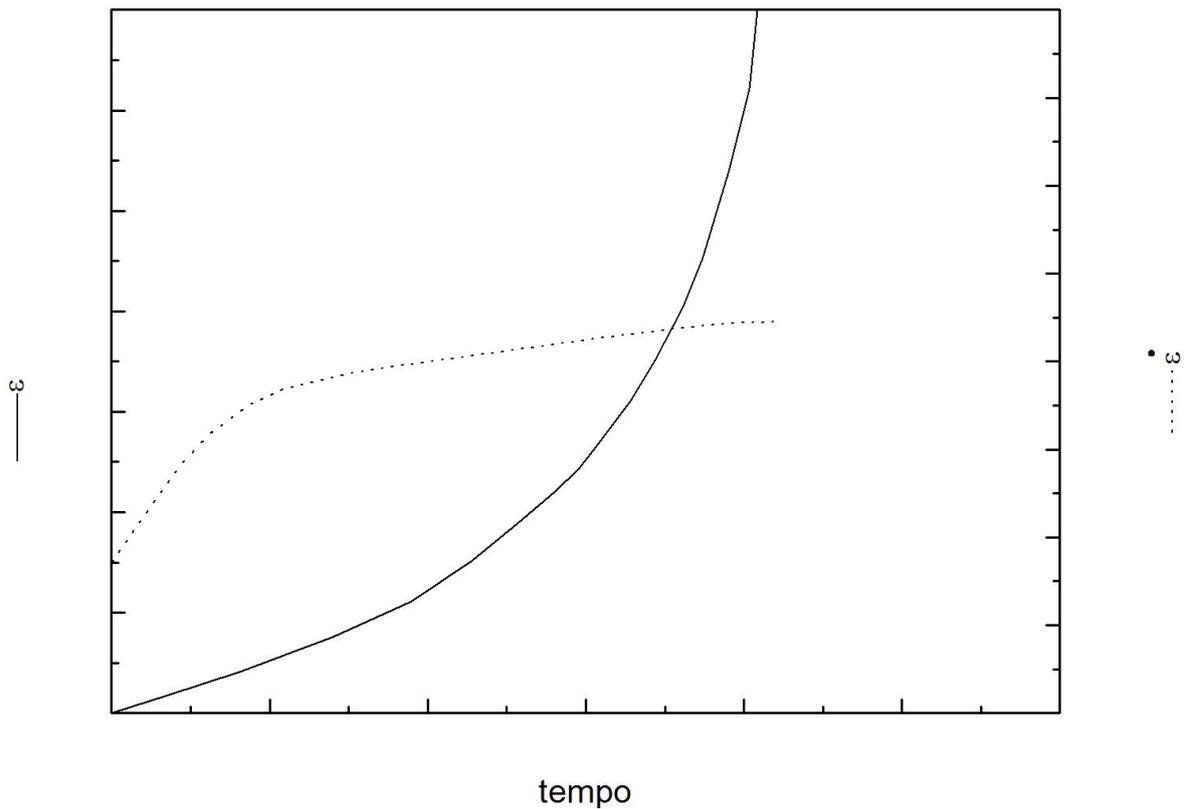
- i. il regime di alte tensioni e velocità di deformazione tipico della deformazione a caldo
- ii.a. un regime in cui $n=4-5$, con energia di attivazione equivalente a quella di autodiffusione; in questo regime il creep è controllato dal ripristino (climb-controlled creep),
- ii.b. un regime in cui $n=3$, e l'energia di attivazione è equivalente a quella di diffusione degli atomi di Mg nell'alluminio; in questo regime il creep è controllato dallo scorrimento delle dislocazioni in atmosfere di atomi in soluzione solida; anche in questo caso la deformazione è il risultato di una sequenza di scorrimento e salto, ma la presenza delle atmosfere di atomi in soluzione rende più lenta, fra i due meccanismi, la fase di scorrimento, che quindi controlla la velocità di deformazione; solo se la tensione applicata è talmente elevata da "strappare" le dislocazioni alle atmosfere di soluto si ha che lo scorrimento è facile, ed il creep viene controllato dal salto (regime ii.a),
- ii.c. una terza regione, in cui ancora $n=4-5$ e l'energia di attivazione equivale a quella di autodiffusione; in questo regime la tensione applicata è talmente bassa che la componente che

facilita il climb è trascurabile. E' il salto, quindi, che diventa ancora una volta la fase più lenta, e che controlla la deformazione.

iii. una regione tipica delle basse sollecitazioni, in cui il creep e' totalmente diffusivo.

Le differenze fra il comportamento delle soluzioni solide e quello dei metalli puri non si limita alla dipendenza della velocità di deformazione dalla tensione, ma riguarda anche l'andamento stesso della curva di creep.

Infatti, nelle soluzioni solide, nei primissimi istanti della prova la velocità di deformazione anziché diminuire aumenta (primario inverso)



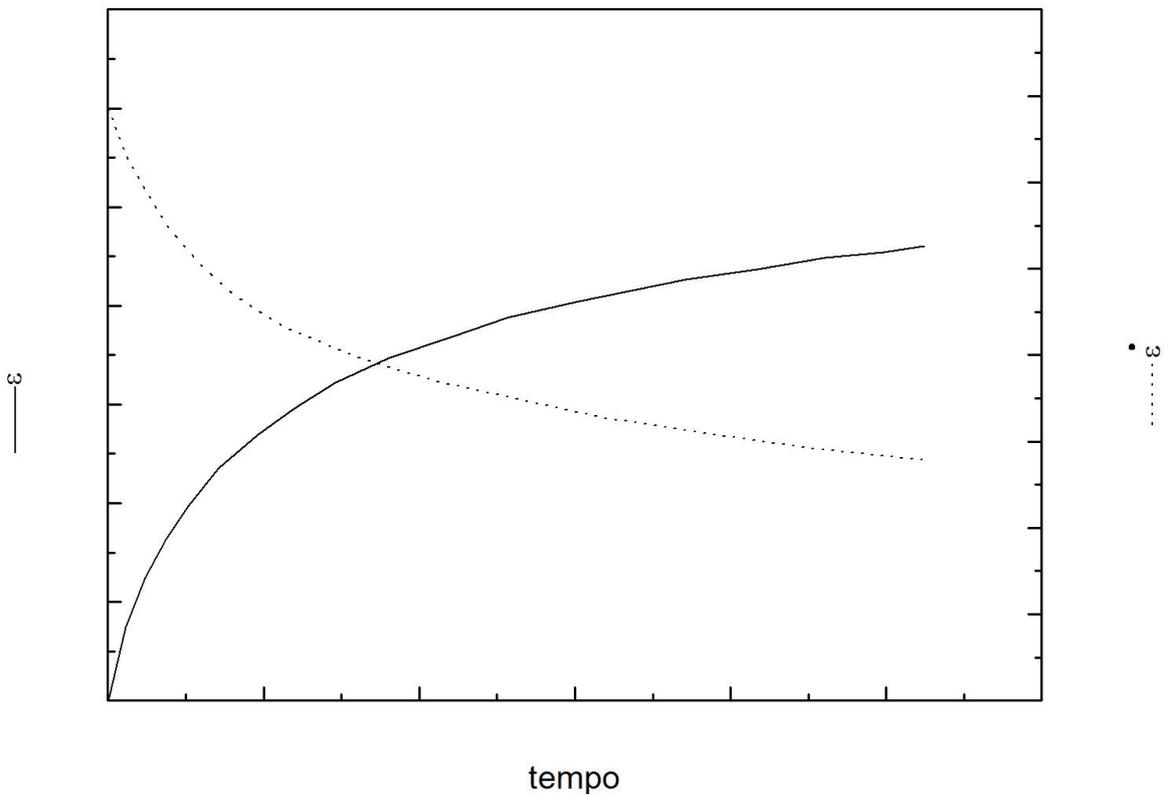
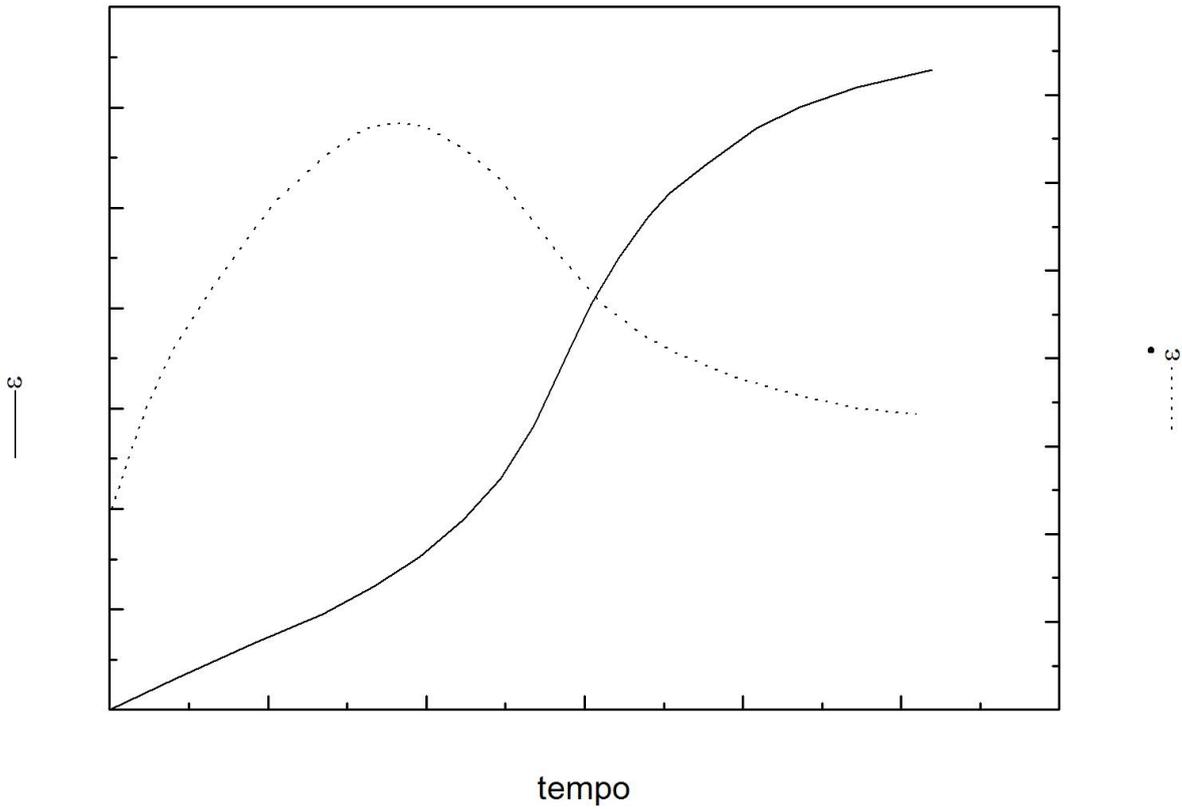


Figura 7.19: deformazione e velocità di deformazione nel primario i funzione del tempo di prova: a) soluzioni solide (creep controllato dallo scorrimento delle dislocazioni in atmosfere di atomi in soluzione); b) caso intermedio; c) creep controllato dal ripristino (metalli puri e soluzioni solide nel regime con $n=4-5$).

Anche la distribuzione delle dislocazioni è differente; nei regimi in cui il creep è controllato dal salto (dal ripristino), la microstruttura si evolve nel corso del primario fino a formare sottograni ben definiti.

Nelle soluzioni solide, nel regime in cui $n=3$, invece, la distribuzione delle dislocazioni rimane omogenea, ed i sottograni non si formano.

Metodi per aumentare la resistenza a creep di un materiale metallico: Sulla base delle osservazioni fin qui fatte, si possono dare alcune indicazioni seguendo le quali si possono sviluppare materiali con resistenza a creep più elevata rispetto ai metalli puri ed alle semplici leghe.

In particolare, nel caso del creep da dislocazioni, si può:

- i. scegliere un materiale con punto di fusione elevato
- ii. ridurre la mobilità delle dislocazioni introducendo ostacoli al loro moto

Se il creep è controllato soltanto da fenomeni diffusionali, si debbono seguire criteri parzialmente diversi, e cioè:

- i. scegliere un materiale con alto punto di fusione
- ii. ottimizzare il trattamento termico in modo da ottenere grani grossolani; in questo modo si rallentano i fenomeni diffusivi lungo i confini di grano. Inoltre, un aumento delle dimensioni del grano ha anche il vantaggio non secondario di ridurre l'importanza dello slittamento dei bordi di grano
- iii. facilitare la precipitazione di particelle lungo i confini di grano; in questo modo si può ulteriormente ridurre lo slittamento dei bordi di grano; è però da evitare una precipitazione troppo estesa, che generi una catena ininterrotta di particelle lungo i confini di grano, perché tale catena potrebbe fungere da percorso preferenziale per eventuali cricche.

Si possono dare quindi alcune indicazioni, di carattere molto generale, ma non per questo meno validi:

- 1) una riduzione della dimensione del grano è vantaggiosa a temperatura ambiente, perché aumenta la resistenza (relazione di Hall-Petch), ma può essere controproducente ad alta temperatura, in regime di creep
- 2) l'incrudimento è un metodo valido a bassa temperatura, per aumentare la resistenza, ma non è applicabile ai materiali resistenti al creep, in quanto la struttura incrudita ripristina (o addirittura ricristallizza) molto facilmente
- 3) la precipitazione di particelle è il solo metodo che produca un innalzamento della resistenza meccanica rilevante sia a temperatura ambiente che a temperature relativamente elevate. Nondimeno, la prolungata esposizione ad elevata temperatura causa comunque l'accrescimento

competitivo o addirittura, se la temperatura è eccessivamente elevata, la dissoluzione dei precipitati.

L'aggiunta di elementi in soluzione solida di solito aumenta la resistenza a creep, ma in misura molto minore di quanto faccia la precipitazione di particelle fini;

l'effetto di rafforzamento più efficiente è comunque quello che si ottiene introducendo nel materiale una dispersione di particelle stabili, che non subiscano alterazioni con l'esposizione ad elevata temperatura.

Le dispersioni di ossidi o ceramici, infatti, conferiscono al materiale delle elevate doti di resistenza a creep alle temperature più elevate; peraltro, quando si riporta l'andamento della velocità di deformazione nel secondario (o più frequentemente la velocità minima di creep) in funzione della tensione di prova, si ottengono delle curve come quelle riportate in Figura 7.20.

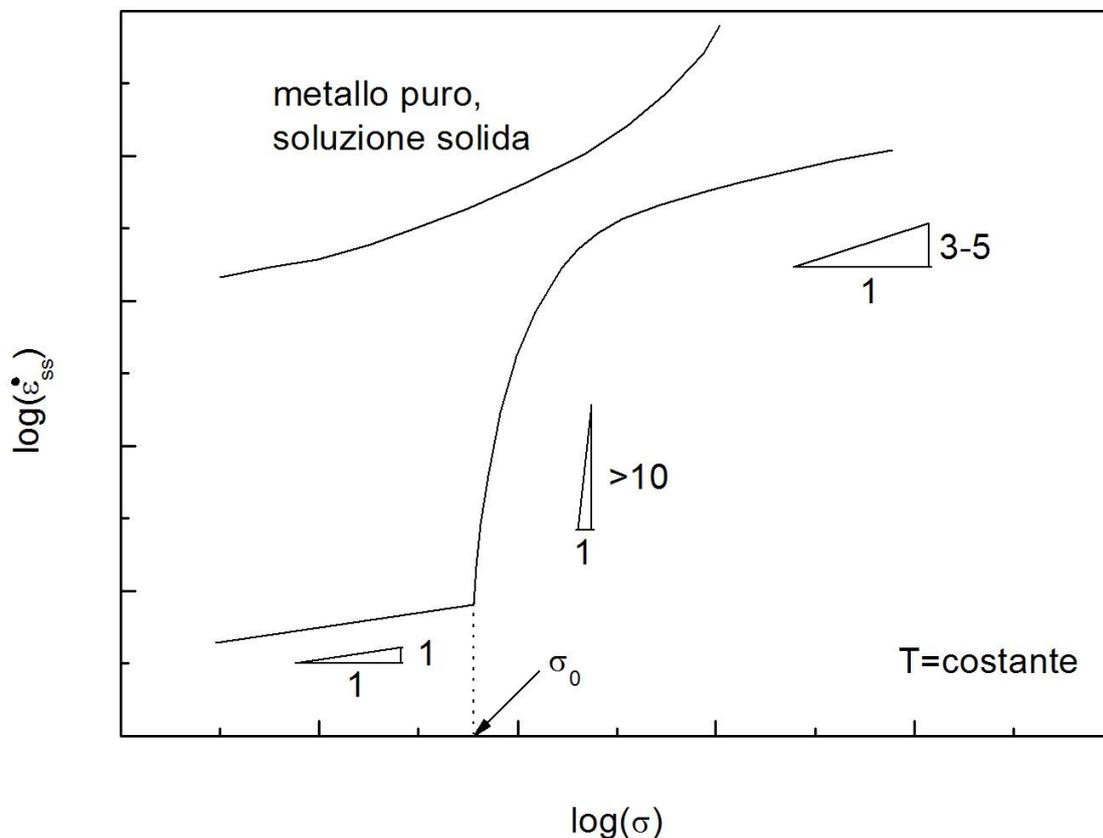


Figura 7.20: dipendenza della velocità di deformazione nello stadio stazionario dalla tensione di prova per un materiale rinforzato tramite dispersoidi.

Nel regime di tensioni intermedio, infatti, si osservano pendenze della curva estremamente elevate, e se i punti sperimentali disponibili sono tutti compresi in questo intervallo, l'esponente n che si ottiene risulta estremamente elevato (tipicamente 8-30).

Molte teorie sono state proposte per razionalizzare questo comportamento, e fra tutte una delle più diffuse ed accettate è quella che si basa su una forma modificata cioè la

$$\dot{\epsilon}_{ss} = A_0 \frac{DGb}{kT} \left(\frac{b}{d}\right)^p \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{G}\right)^n \quad (7.13)$$

in cui σ_0 , definito tensione di soglia, rappresenta l'effetto di rafforzamento dovuto alle particelle, ed in molti casi è proporzionale od equivalente al valore della tensione di Orowan τ_{Or} . Il valore di n dovrebbe essere 4-5 o 3 a seconda del tipo di comportamento della lega non rinforzata (la matrice), cioè tipo M o tipo A.

Quando la tensione di prova diviene prossima al valore della tensione di soglia, si verifica di solito un cambiamento del meccanismo di interazione fra particelle e dislocazioni, o addirittura si può avere il passaggio da creep da dislocazioni a creep diffusivo ($n=1$).

Rottura per creep: La rottura per creep avviene per una serie di fenomeni spesso concorrenti; per esempio, con l'aumentare della deformazione può avere inizio la strizione, che porta ad una frattura sostanzialmente simile a quella tipica dei materiali tenaci e duttili a temperatura ambiente.

Nello stesso tempo si può avere anche una riduzione della sezione interna del campione, a causa di fenomeni di cavitazione che contribuiscono ad accelerare il processo di frattura.

All'estremo, si può avere una frattura di tipo completamente intergranulare, senza che si verificano apprezzabili fenomeni di strizione.

Questo tipo di frattura, tipico del creep, è dovuto al fenomeno dello slittamento del bordo di grano; come mostrato nella Figura 7.21.

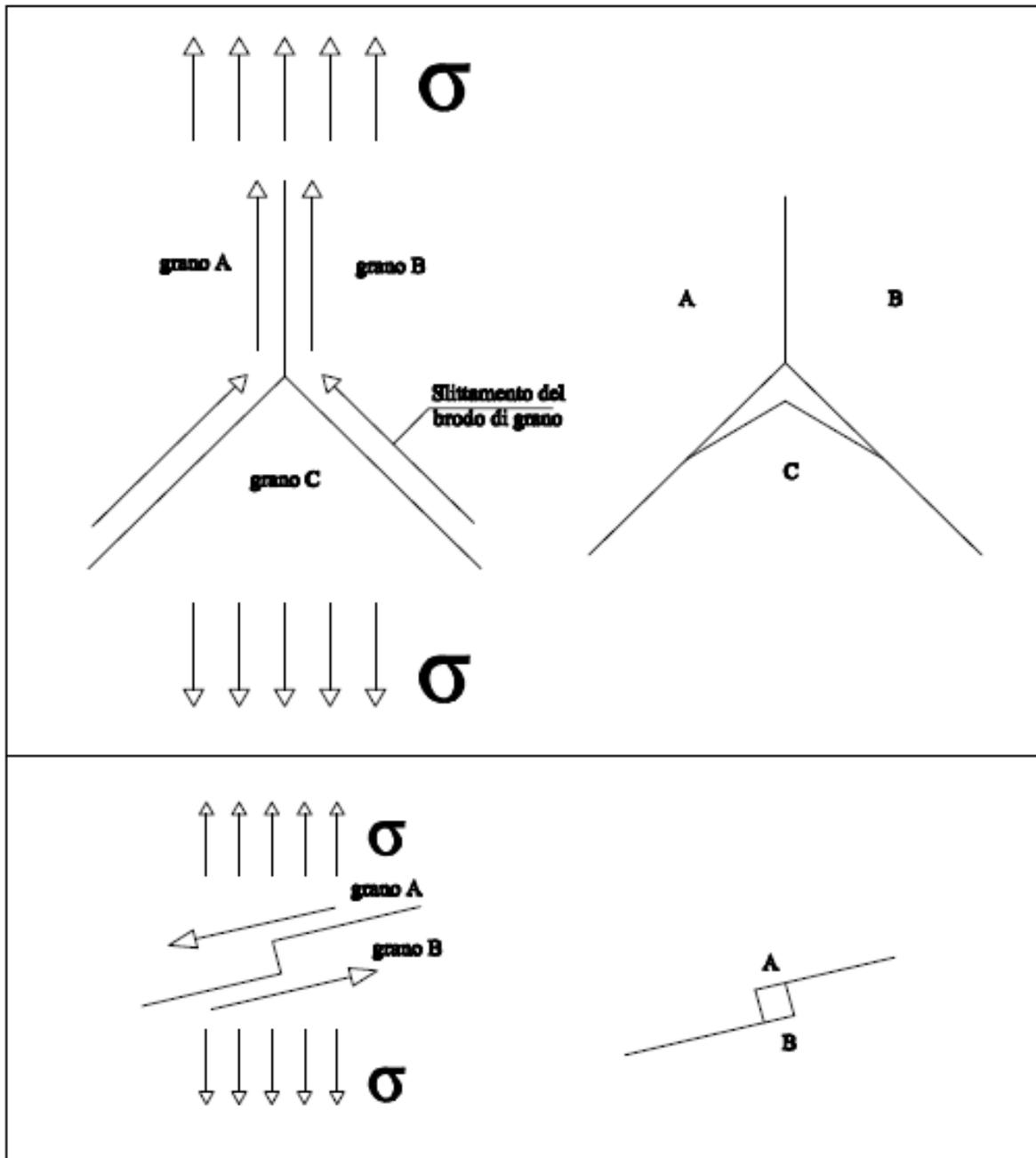


Figura 7.21: slittamento dei grani durante la sollecitazione di creep.

Sotto l'azione di una sollecitazione di trazione, i grani slittano l'uno rispetto all'altro, ed il risultato di questi scorrimenti e' la formazione di microcavita', localizzate preferenzialmente sul bordo di grano perpendicolare alla direzione della tensione.

La Figura illustra la genesi di due cavita' di tipo diverso; la prima, cavita' di tipo w, e' particolarmente allungata, e di solito si nuclea sui giunti tripli di grano. La seconda, cavita' di tipo r, e' tondeggiante.

La coalescenza di queste cavita' porta alla comparsa di cricche macroscopiche, che alla fine conducono a rotture di tipo intergranulare.

Esempio nr.1: Risposta a creep dell'alluminio puro: L'alluminio puro, pur non avendo applicazioni alle alte temperature, è stato largamente utilizzato per comprendere i meccanismi alla base del creep. La Figura illustra la variazione del parametro

$$\dot{\epsilon}_{ss} = \exp\left(\frac{Q}{RT}\right)$$

con $Q=142$ kJ/mol in funzione della tensione di prova normalizzata σ/G .

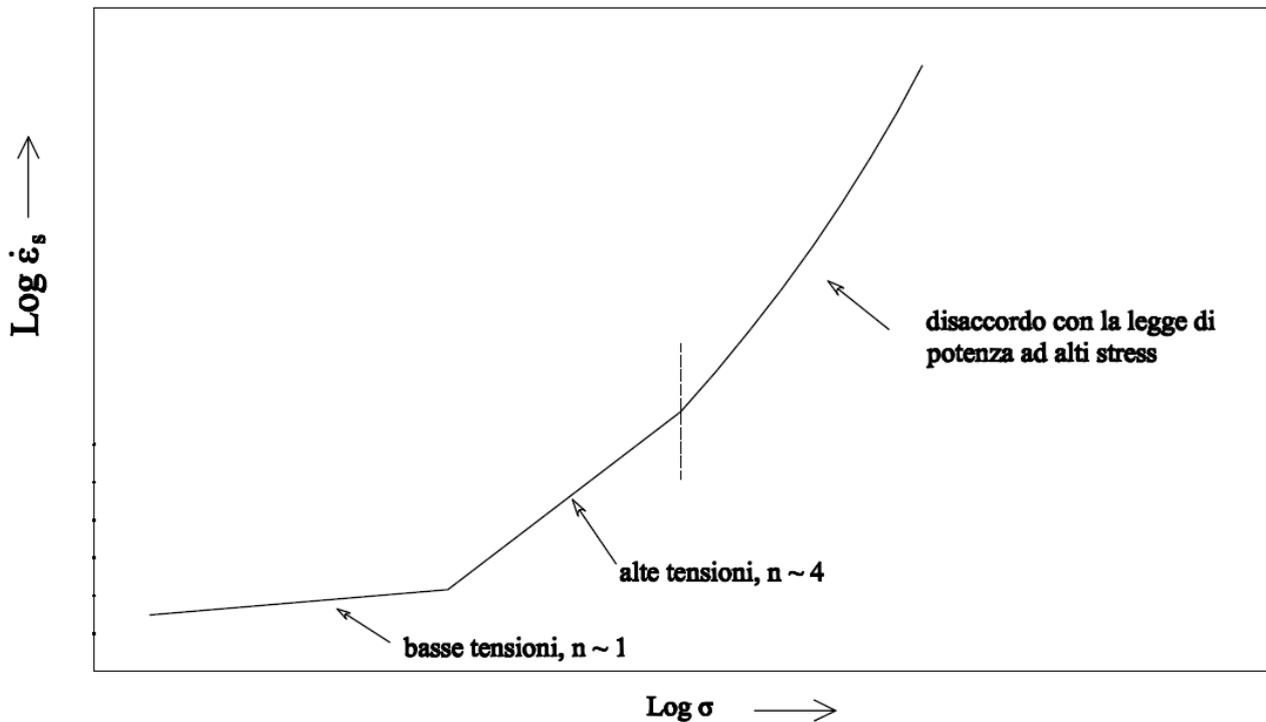


Figura 7.22: curva di creep per l'alluminio puro.

Tutti i punti, ottenuti a diverse temperature, collassato sulla stessa curva (l'errore che si commette trascurando la presenza di G e T a secondo membro non è molto rilevante).

Si osservano chiaramente la zona intermedia con pendenza 4.4, la zona tipica delle elevate velocità di deformazione, e, per tensioni molto basse, una regione con $n=1$ interpretato come creep di Harper-Dorn.

Esempio nr.2: Risposta a creep di soluzioni solide Al-Mg: Anche in questo caso si tratta di materiali di scarso interesse ingegneristico (almeno per applicazioni a temperature elevate), studiati soprattutto per investigare i meccanismi all'origine della deformazione da creep nelle soluzioni solide.

In particolare sono state studiate leghe aventi differenti concentrazioni di Mg; in generale, in un intervallo più o meno ampio di condizioni sperimentali, la deformazione da creep è controllata dall'interazione fra dislocazioni e atmosfere di atomi di soluto.

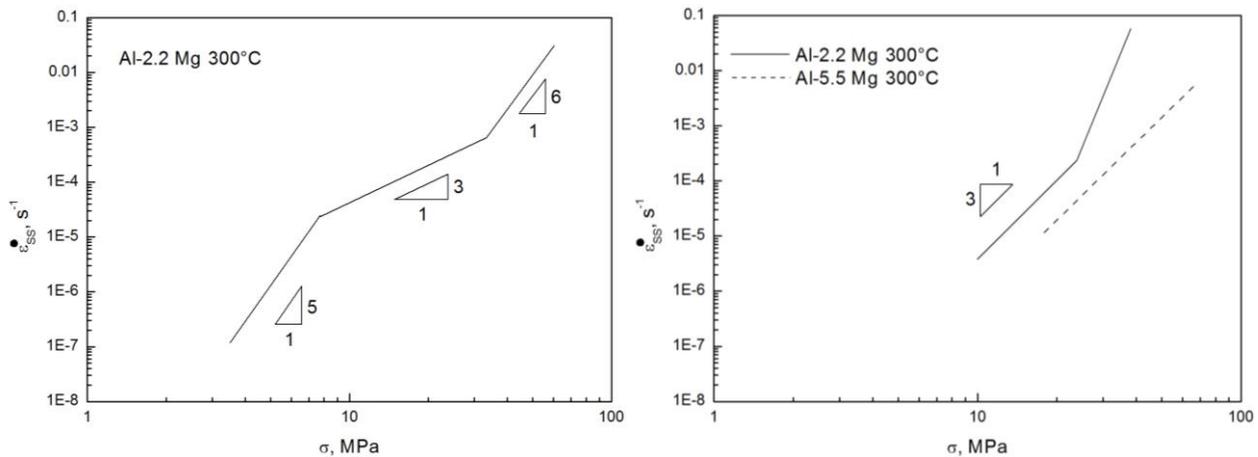


Figura 7.23: curva di creep per due diverse leghe di Al-Mg.

La Figura 7.23 illustra chiaramente la coesistenza dei differenti regimi, mostrando anche come un aumento del tenore di Mg diminuisca la velocità di creep e sposti la transizione dal regime IIa-IIb e IIb-IIc (più il tenore di Mg è elevato, più la zona in cui il creep è controllato dall'interazione fra atomi di soluto e dislocazioni si allarga).

Esempio nr.3: Risposta a creep di leghe di Alluminio per elevate temperature: Negli ultimi anni, l'introduzione di nuove tecnologie, come la solidificazione rapida e l'alligazione meccanica, ha consentito di produrre parecchie leghe sperimentali di alluminio, specificamente concepite per sopportare temperature di esercizio elevate.

Lo sviluppo di questi nuovi materiali, attraverso l'introduzione di una distribuzione di particelle stabili, mira a conseguire buona resistenza a creep in materiali di bassa densità.

Le leghe a base di Al ad elevata resistenza, per esempio la 2618, 2219 o similari, basano le loro caratteristiche meccaniche su una dispersione di precipitati, come le fasi Al_2Cu o Al_2CuMg , che non sono stabili, ma tendono a diventare grossolani se la temperatura di esercizio supera quella di invecchiamento.

Per questo motivo, se la temperatura è elevata, o il tempo di esposizione è sufficientemente lungo, la resistenza a creep delle leghe convenzionali tende pericolosamente a convergere con quella, molto più bassa, dell'alluminio puro

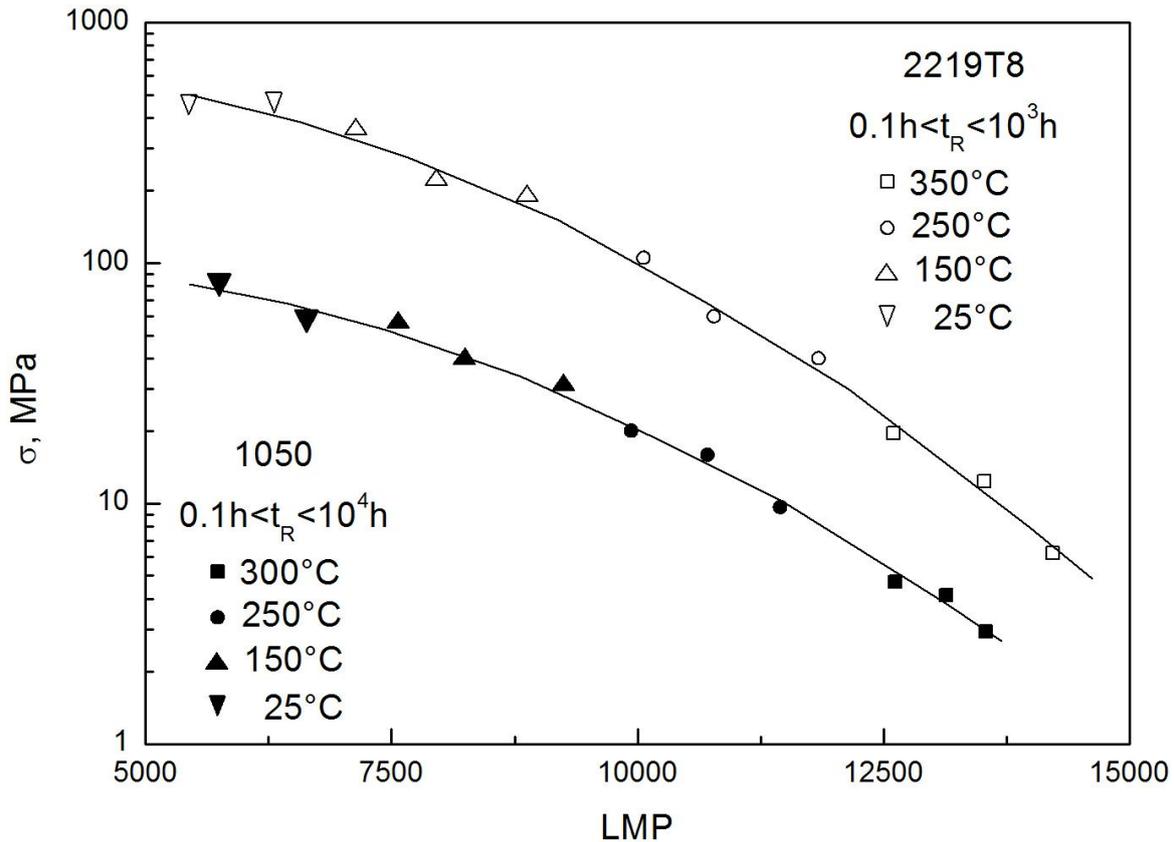


Figura 7.24: master curves di Larson-Miller per un alluminio commercialmente puro ed una lega della serie 2000.

La lega Al-Cu-Mg è stata sottoposta a un trattamento di solubilizzazione, incrudimento e quindi invecchiamento; lo stadio di deformazione a freddo ha lo scopo di introdurre una elevata densità di dislocazioni, che successivamente fungano da siti di enucleazione per i precipitati.

In questo modo si ottiene una distribuzione di particelle finissime, che oltretutto, limitando la mobilità della dislocazioni, ritardano i fenomeni di ripristino.

Il materiale così trattato ha una resistenza meccanica molto elevata, come pure è molto elevata la resistenza a creep alle medio-basse temperature (inferiori a 300°C).

Se la temperatura supera i 300°C, però, la resistenza a creep tende a diminuire, tanto da avvicinarsi a quella tipica dell'alluminio puro; evidentemente, a queste temperature elevate, le particelle diventano rapidamente grossolane, perdendo il loro effetto di rafforzamento.

Per ovviare alla scadente risposta ad elevata temperatura delle leghe convenzionali ad elevata resistenza, sono stati sviluppati, come già accennato all'inizio di questo paragrafo, materiali interamente nuovi, come le leghe Al-Fe-V-Si; la Figura mostra l'andamento della velocità di creep nel secondario in funzione delle condizioni di prova per leghe Al-Fe-V prodotte per metallurgia delle polveri.

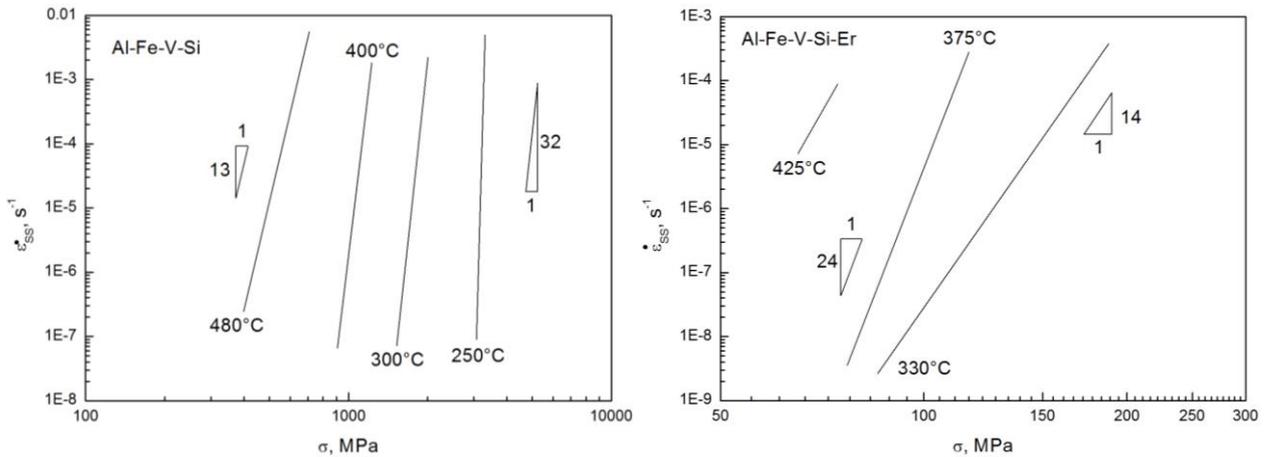


Figura 7.25: legame tensione-velocità nel secondario per due leghe di alluminio ad alta resistenza a creep.

La pendenza delle rette in Figura 7.25 è molto elevato (varia da 13 a 32) ed è molto lontano dai valori teorici di 3 o 5 previsti per i metalli puri.

In maniera del tutto simile si comportano altri materiali a base di alluminio, le leghe Al-C-O di Figura 7.26.

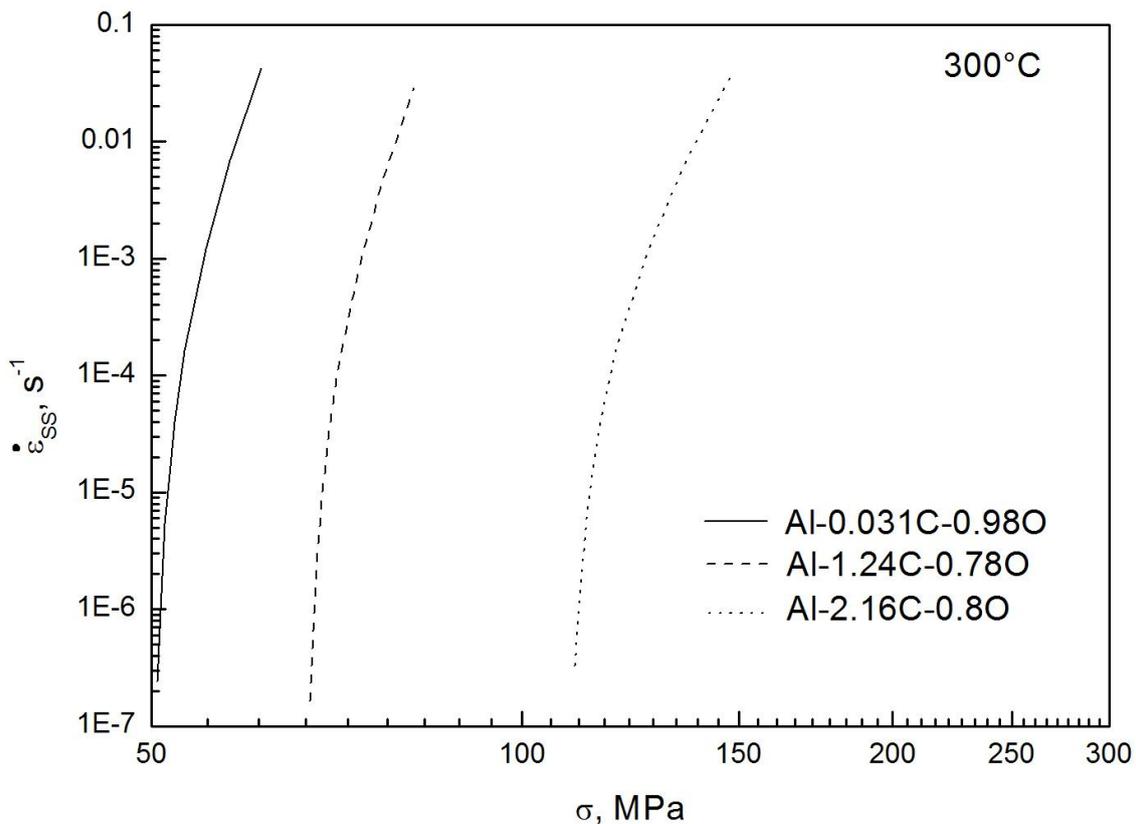


Figura 7.26: legame tensione-velocità nel secondario per leghe Al-C ad alta resistenza a creep.

anche in questo caso le pendenze che si ottengono sono elevate ($n=15-200$). In queste leghe, il C si combina con l'alluminio a dare Al_4C_3 , un composto molto stabile.

Esempio nr.4. Risposta a creep di un acciaio 9Cr-1Mo-NbV: Per la maggior parte, i materiali trattati nei precedenti esempi hanno un limitato interesse pratico. Mentre le leghe sperimentali, ove possiedano interessante resistenza a creep, sono svantaggiate da costi elevati o, in altri casi, da scarsa duttilità e tenacità, né l'alluminio puro né le leghe Al-Mg hanno applicazioni nel settore delle alte temperature.

Ben diverso è il caso degli acciai, in particolare di quei materiali sviluppati appositamente per massimizzare la resistenza a creep.

Uno di questi materiali è l'acciaio 9Cr-1Mo-Nb-V. Questo acciaio, dopo normalizzazione, ha struttura martensitica.

Esso viene rinvenuto con un trattamento multistadio, volto ad aumentare la tenacità ed a favorire la precipitazione di carburi ($Cr_{23}C_6$) che svolgono un ruolo di rafforzamento non trascurabile.

Altre fasi che precipitano durante il rinvenimento o l'esposizione a creep sono i carbonitruri di V ($V(C,N)$), che essendo particolarmente fini possono rallentare con particolare efficienza il moto delle dislocazioni.

La Figura 7.27 mostra l'andamento delle curve di creep per questi materiali; si osserva come in questo caso, come del resto per moltissimi altri materiali, il secondario sia di durata estremamente ridotta.

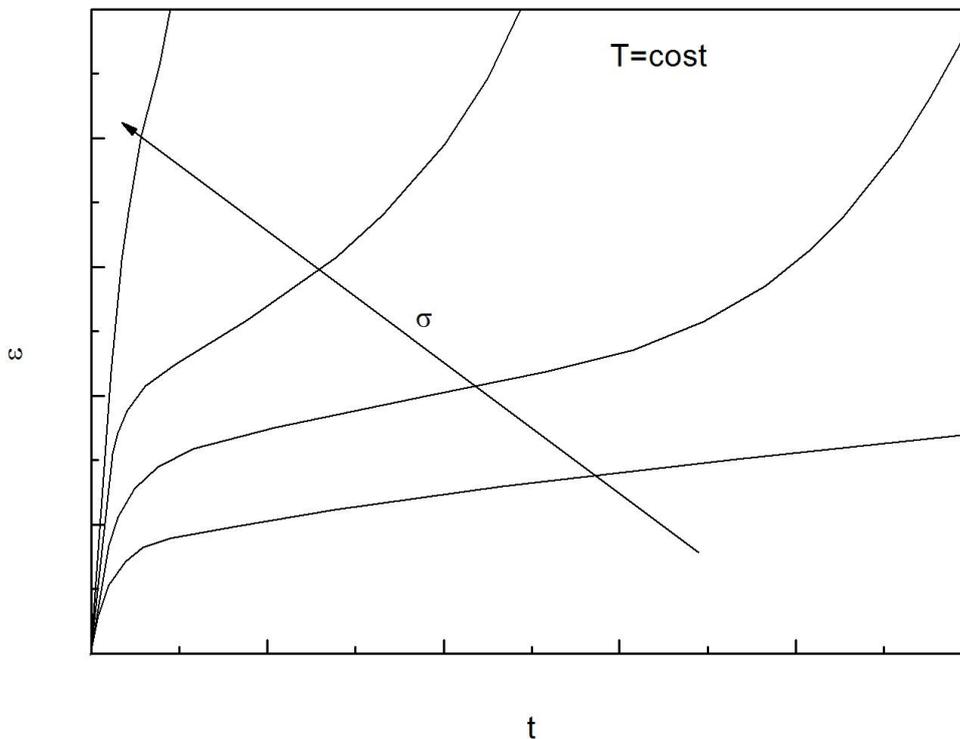


Figura 7.27: variazione delle curve di creep col carico applicato.

La Figura mostra la dipendenza della velocità minima di creep (che sostituisce il parametro “velocità” di deformazione nel secondario) dalla tensione di prova.

Anche in questo caso le pendenze che si ottengono vanno da 8 a 15, e sono quindi molto più elevate dei valori teorici.

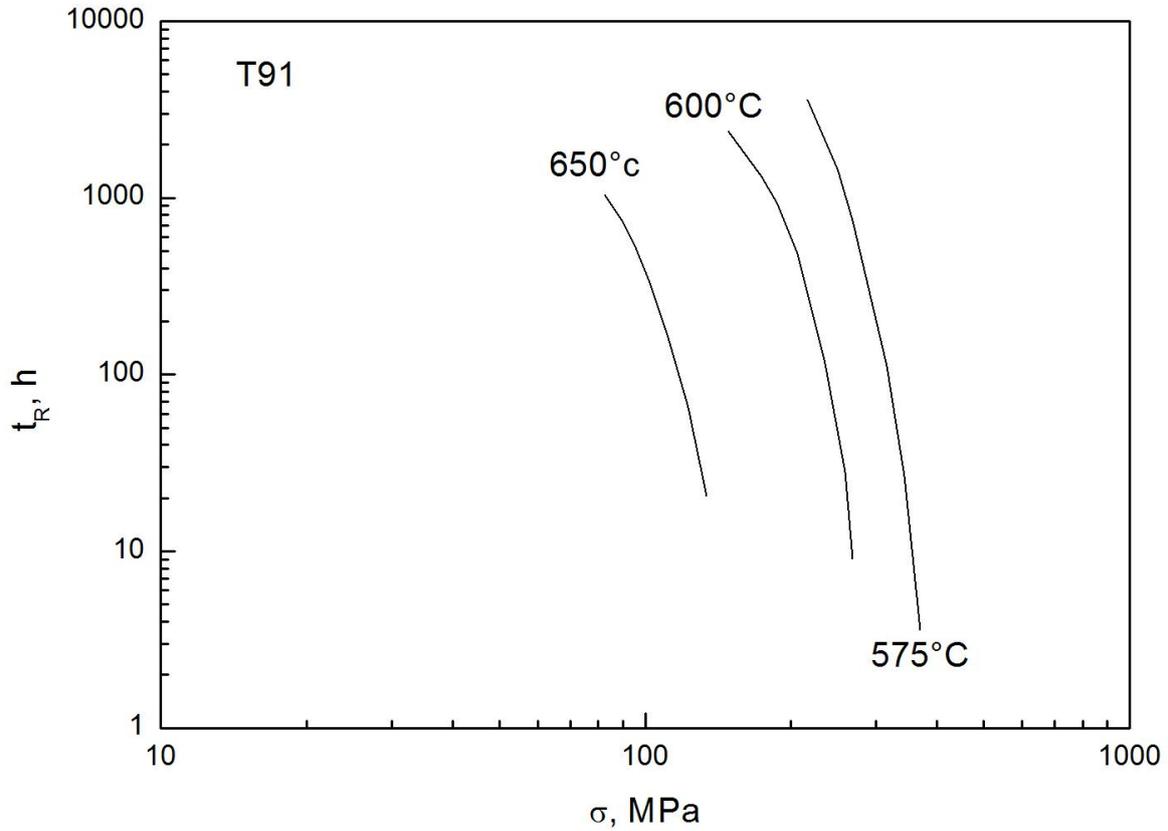


Figura 7.28: curve tensione-tempo a rottura per l'acciaio 9Cr-1Mo-Nb-V.

