

Über die Mechanismen des Porenwachstums in kriechbeanspruchten Werkstoffen

Eduard Arzt

(Max-Planck-Institut für Metallforschung, Institut für Werkstoffwissenschaften, Seestraße 92, D-7000 Stuttgart 1)

Diese Arbeit gibt einen Überblick über die Mechanismen des Porenwachstums, das in polykristallinen Werkstoffen während des Kriechens zu einer lokalisierten Schädigung und letztlich zum Versagen führt. Ausgehend von der Darstellung der wichtigsten Modellvorstellungen aus der Literatur werden insbesondere bisher unzulänglich verstandene Aspekte theoretisch behandelt: das Porenwachstum in Werkstoffen mit langgestreckter Kornstruktur und der Einfluß von Teilchen und Fremdatomen auf die Wirksamkeit der Korngrenzen als Leerstellenquellen und damit auf das Porenwachstum durch Diffusion.

On the Mechanisms of Cavity Growth in Creeping Materials

This paper reviews the mechanisms of cavity growth, which leads to localized damage and eventually to failure of polycrystalline materials subjected to creep deformation. Based on a presentation of current models from the literature, the theory of some poorly understood aspects is developed: cavity growth in materials with elongated grain structures, and the effect of particles and solute atoms on the efficiency of grain boundaries as vacancy sources and, hence, on cavity growth by diffusion.

1 Einleitung

Obwohl praktisch alle Werkstoffe mit steigender Temperatur und abnehmender Verformungsgeschwindigkeit duktiler werden, weisen viele Metalle unter Kriechbedingungen ein Duktilitätsminimum auf: Die Bruchdehnung, bei Raumtemperatur ausreichend für konstruktive Zwecke, kann bei höheren Temperaturen auf weniger als 1 % absinken. Der Bruch verläuft dabei interkristallin.

Ursache für dieses Verhalten ist eine kontinuierliche, belastungsbedingte Werkstoffschädigung an Korngrenzen, die normal zur Zugspannungsrichtung orientiert sind. In Bild 1 ist der Unterschied zwischen Verformung bei niedriger und hoher Temperatur bzw. Verformungsgeschwindigkeit schematisch dargestellt. Eine Pore, die sich bei Raumtemperatur etwa durch Ablösung einer duktilen Matrix von einem Teilchen gebildet hat, ist zunächst ungefährlich, da der geschädigte Querschnittanteil kaum oder nur langsam wächst¹⁾. Erst wenn die Porenlänge vergleichbar mit dem mittleren Porenabstand wird, kommt es zum Bruch²⁾. Dabei spielen die Korngrenzen keine wesentliche Rolle, und die Trennfläche verläuft transkristallin.

Anders bei hohen Temperaturen: Hier bewirken die Korngrenzen eine wesentliche Werkstoffschwächung. Sie können keine Schubspannung mehr zwischen den Körnern übertragen, ohne durch „Korngrenzgleiten“ nachzugeben. Dies führt bei mäßig schneller Verformung zu Spannungskonzentrationen entlang der Trippellinien und zu einem keilförmigen Aufreißen der Korngrenzen normal zur Hauptzugrichtung („wedge cracking“, Bild 1b)³⁾. Bei sehr langsamer Verformung hingegen kann die Spannungskonzentration durch Diffusion abgebaut werden; dafür entstehen Poren in der Korngrenzenfläche (Bild 1c), die die Korngrenzen in zweifacher Weise schwächen: einerseits konzentrieren sie die Kriech-Verformung der sie umgebenden Matrix, andererseits stellen sie gegenüber der zugbelasteten

ten Korngrenze Leerstellensenken dar, sofern ihr Radius den kritischen Wert $2\gamma/\sigma$ (γ bedeutet die spezifische Oberflächenenergie, σ die Zugspannung) überschreitet. Selbst bei sehr niedrigen Spannungen können sie daher durch Diffusionsströme über kurze Wege wachsen. Eine solche Schädigung muß sich nicht durch übermäßige Verformung des Werkstücks bemerkbar machen. Sie führt aber zu einer kontinuierlichen Spannungserhöhung an der noch intakten Korngrenzenfläche, bis die örtliche Spannung für die Trennung entlang der verbliebenen Korngrenze ausreicht. Der Bruch kann zwar mikroskopisch „duktill“ aussehen, aber die Bruchdehnung ist so gering, daß er makroskopisch als interkristalliner Spröbruch klassifiziert werden muß.

Im folgenden werden die verfügbaren Modelle für diesen Kriechbruchmechanismus überblicksweise besprochen. Wir beschränken uns dabei auf das Verhalten der Poren und unterstellen, daß auch das Aufreißen der Korngrenzen darauf zurückgeführt werden kann⁴⁾. Danach werden neuere Ansätze zur Behandlung der Kriechschädigung in teilchengehärteten Werkstoffen und solchen mit gerichteter Kornstruktur beschrieben. Im Interesse der Übersichtlichkeit wird auf Lückenlosigkeit verzichtet, da ausführliche Überblicke mit verschiedenen Schwerpunkten existieren: Perry⁷⁾, Greenwood⁸⁾, Svensson und Dunlop⁹⁾, Cocks und Ashby¹⁰⁾, sowie eine Gegenüberstellung neuerer Gesichtspunkte¹¹⁾.

2 Modellvorstellungen zum Porenwachstum

Ein vollständiges Modell für den Kriechbruch durch Porenbildung müßte sowohl die Keimbildung der Poren wie auch deren Wachstum umfassen. Bei der Keimbildung werden wachstumsfähige Poren überkritischer Größe in den Werkstoff eingebracht. Hierfür ist homogene Keimbildung durch Leerstellenakkumulation bei üblichen Spannungen

B
—
st
di
D
sj
K
st
w
kl
G
K
P
h
st
lo
d
A
di
m
m
ze
di
di
je
gr
D
re
di
fl
ur
br

2.
Ei
di
dl
m
m

D
si
dl
Pi
F
Te
bi
B
Ei
si
Li

D
ei
ei

Fi
Zi
st
di
sc
bi
di

so wenig wahrscheinlich¹²⁾, daß nur heterogene Keimbildung an Stellen überhöhter Spannung in Frage kommt. Daraus folgt, daß Korngrenzengleiten (also eine Schubspannungskomponente) und Inhomogenitäten in der Korngrenze (Ausscheidungen, Teilchen, Gleitbänder, Versetzungsaufstau, einmündende Subkorngrenzen etc.) notwendige Voraussetzungen für Keimbildung sind. Dabei kann die Rolle von Korngrenzenausscheidungen je nach Größe verschieden sein: Große Teilchen erschweren das Korngrenzengleiten¹³⁾, rufen aber andererseits die für die Porenkeimbildung erforderliche Spannungskonzentration hervor. Darüber hinaus hängt die Keimbildung stark von segregierten Fremdatomen und der Korngrenzenmorphologie ab. Obwohl einige Modellansätze zur Beschreibung der Porenbildung entwickelt worden sind¹⁴⁾, scheint die Anwendung solcher Theorien für Zwecke der Lebensdauerprognosen noch zu unsicher. Deshalb berücksichtigt man die Keimbildung in Lebensdauerabschätzungen meist nur durch Annahme einer konstanten Keimbildungszeit und gibt sich im übrigen mit der Gewißheit zufrieden.

Bei Lebensdauervorhersagen, die das Keimbildungsstadium vernachlässigen, konservativ sein werden. Man kann jedoch nicht ausschließen, daß unter gewissen Bedingungen die Lebensdauer von der Keimbildung bestimmt wird.

Das Wachstum von Poren hingegen ist Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. In Bild 2 sind die Mechanismen, die bei hoher Temperatur eine Porenvergrößerung herbeiführen können, schematisch dargestellt; Diffusion (a, b) und Versetzungskriechen (c). Diese sollen nun genauer besprochen werden.

2.1 Porenwachstum durch Diffusion

Es ist zunächst naheliegend, in der Korngrenzendiffusion den geschwindigkeitsbestimmenden Schritt zu sehen; dies führt, bei vielen Autoren im wesentlichen übereinstimmend, zu folgender Wachstumsrate des Porenvolumens $V(t)$ ^{10) 15) 17)}:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{8\pi \delta_b D_b \Omega (\sigma - 2\gamma/r)}{kT F(l/r)} \quad (1)$$

Wobei bedeutet δ_b die Dicke der Korngrenze, D_b die Diffusionskonstante in der Korngrenze, Ω das Atomvolumen, σ die Zugspannung, r den Porenradius, l den mittleren Porenabstand, kT die thermische Energie und die Funktion $F(l/r) = 4 \cdot \ln(l/r) - (1 - r^2/l^2) (3 - r^2/l^2)$, wobei der zweite Term meist, wie im folgenden, vernachlässigt wird. Nicht berücksichtigt wird weiters die Kapillarspannung $2\gamma/r$. Der Beitrag der Volumendiffusion läßt sich in Gl. (1) durch Ersetzen von $\delta_b D_b$ durch $\delta_b D_b + rD_v$ (mit D_v als Gitterdiffusionskoeffizient) näherungsweise berücksichtigen. (Eine Liste der Symbole ist am Ende zu finden.)

Definiert man nun die Schädigung f als den durch Poren ersetzten Flächenanteil einer Korngrenze ($f = r^2/l^2$), dann ergibt sich für die Schädigungsrate:

$$\frac{df}{dt} = \frac{1}{2\pi r l^2} \frac{dV}{dt} = \frac{\delta_b D_b \Omega \sigma}{f^{1/2} kT \ln(1/f)} \quad (2)$$

Für das Wachstum von Poren durch Diffusion ist also die Zugspannungskomponente maßgebend. Die Berechnung setzt voraus, daß die am „Äquator“ der Pore ankommenden Leerstellen durch Diffusion auf der Porenoberfläche so rasch verteilt werden, daß die Pore ihre Kugelgestalt beibehält (Bild 2a). Unter bestimmten Bedingungen ist diese Annahme nicht gerechtfertigt, so daß die Poren Lin-

senform annehmen und sogar einem kleinen RiB ähneln können (Bild 2b). In diesem Fall ist die Oberflächendiffusion der geschwindigkeitsbestimmende Schritt, und die Schädigungsrate beträgt^{10) 15) 19)}:

$$\frac{df}{dt} = \frac{f^{1/2} \delta_s D_s \Omega}{l kT \gamma^2 \sqrt{2}} \left(\frac{\sigma}{1-f}\right)^3 \quad (3)$$

Wobei δ_s die Dicke der Oberflächendiffusionsschicht und D_s den Diffusionskoeffizienten an der Oberfläche bedeuten. Wegen des Spannungsexponenten 3 kommt diese Art des Porenwachstums besonders bei höheren Spannungen zum Tragen. Der Beitrag des Porenwachstums zur Gesamtdehnung des Werkstücks ist dabei besonders gering, da die Schädigung auf einen sehr engen Bereich in der Nähe der Korngrenzen beschränkt ist.

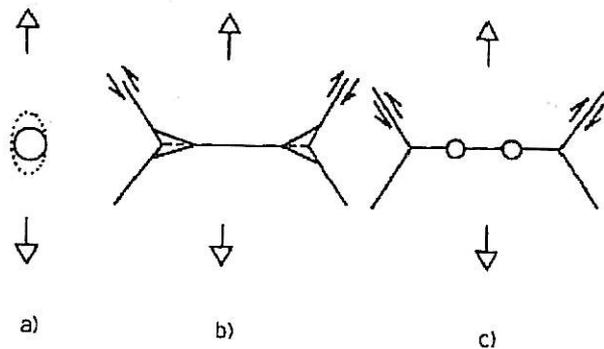


Bild 1a bis c. Schematische Darstellung der Bruchmechanismen bei steigender Temperatur und fallender Verformungsgeschwindigkeit (von links nach rechts): a) Duktilbruch bei niedriger Temperatur (ohne übermäßiges seitliches Porenwachstum), b) keilförmiges Aufreißen der Korngrenzen durch Korngrenzengleiten bei erhöhten Temperaturen, c) Bildung und Wachstum von Poren auf Korngrenzen bei hohen Temperaturen und niedrigen Verformungsgeschwindigkeiten, ermöglicht durch Korngrenzengleiten.

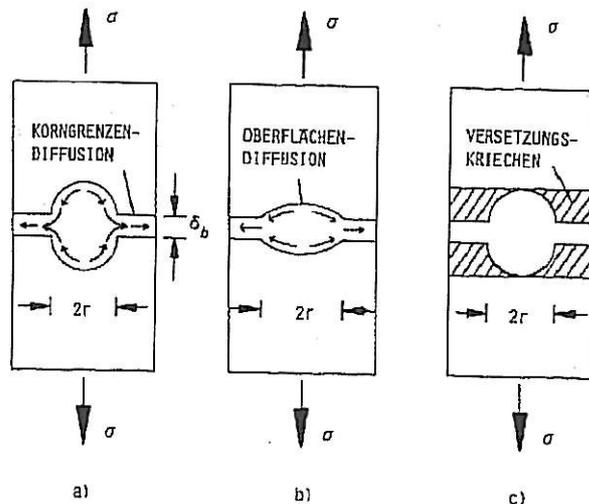


Bild 2a bis c. Mechanismen des Porenwachstums bei Kriechtemperaturen; a) und b) Korngrenzendiffusion, wobei Korngrenzendiffusion (a) oder Oberflächendiffusion (b) geschwindigkeitsbestimmend sein kann, c) in Porennähe konzentrierte Verformung der Matrix durch Versetzungskriechen (nach 10).

2.2 Porenwachstum durch Versetzungskriechen

Eine Pore kann auch durch Versetzungskriechen der sie umgebenden Matrix wachsen (Bild 2c). Für die Schädigungsrate ist dann nicht die Zugspannungskomponente, sondern eine Vergleichsspannung σ_a – und eine etwaige hydrostatische Komponente p – maßgebend⁽¹⁰⁾²⁰⁾²¹⁾:

$$\frac{df}{dt} = \beta \dot{\epsilon}_0 \left[\frac{1}{(1-f)^n} - (1-f) \right] \left(\frac{\sigma_a}{\sigma_0} \right)^n \quad (4)$$

$$\text{mit } \beta = \sinh \left(- \frac{2n-1}{2n+1} \frac{2p}{\sigma_a} \right)$$

wobei $\dot{\epsilon}_0$, σ_0 und n die Werkstoff-Kriechparameter gemäß der normierten Norton-Formel $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 (\sigma/\sigma_0)^n$ bezeichnen. Unter einfacher Zugbelastung gilt $\beta \approx 0.6$ und $\sigma_a = \sigma$.

Versetzungskriechen erfordert keine Korngrenzen und vergrößert daher Poren im Inneren der Körner im gleichen Maße wie Korngrenzenporen. Dieser Mechanismus ist jedoch meist nur bei hohen Belastungen oder bei fortgeschrittener Schädigung von Bedeutung. Kleine Korngrenzenporen wachsen fast immer durch Diffusion. Erst wenn sie eine bestimmte Größe überschreiten, wird das Versetzungskriechen dominierend. Ist aber die Spannung so hoch, daß schon ab der Keimbildung das Kriechen der dominierende Porenwachstumsmechanismus ist, dann kann dies zum transkristallinen Bruch führen. Tatsächlich weisen viele Materialien bei höherer Spannung, d. h. kurzer Standzeit, einen Übergang vom inter- zum transkristallinen Bruch auf.

Wenn Versetzungskriechen und Diffusion etwa gleich stark zur Schädigung beitragen, kann eine synergistische Kopplung zwischen den beiden Mechanismen eintreten. Versetzungskriechen übernimmt dann die Verformung eines Teils der Matrix zwischen den Poren und verringert so die notwendigen Diffusionslängen^(21) bis 24). Das Ergebnis ist eine schnellere Schädigung als sie aufgrund der einfachen Addition der einzelnen Schädigungsraten zu erwarten wäre.

Einfluß des Gefüges auf das Porenwachstum

Bisher wurden die primären Porenwachstumsmechanismen besprochen, die aber nicht immer geschwindigkeitsbestimmend sein müssen. Es gibt vielmehr einige Teilschritte, die für das Porenwachstum notwendig sind und unter bestimmten Voraussetzungen seine Geschwindigkeit begrenzen können: die Anpassung des umgebenden Werkstoffvolumens an das lokalisierte Porenwachstum (*Akkommodation*) und die Leerstellenemission aus Korngrenzen (*Grenzflächenreaktion*). Diese beiden gefügeabhängigen Effekte werden auf der Basis des heutigen Verständnisses kurz besprochen und für technisch wichtige Fälle weiterentwickelt (Anhang I und II). Damit lassen sich alle Einzelelemente des vollständigen „Schaltogramms“ in Bild 3 theoretisch beschreiben, das die Hierarchie der möglichen geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismen des Porenwachstums aufzeigt: zwangsgekoppelte Mechanismen sind hintereinander, alternative Mechanismen parallel geschaltet.

3.1 Akkommodation bei unvollständiger Poren-schädigung durch Kriechverformung der Matrix

Das Wachstum von Korngrenzenporen bewirkt eine gleichzeitige Verlängerung der beiderseits angrenzenden Körner. Diese schädigungsbedingten Dehnungen müssen

in einem Polykristall nicht kompatibel sein, besonders dann nicht, wenn nur ein Teil der normal zur Zugspannungsrichtung liegenden Korngrenzen geschädigt ist⁽²⁵⁾²⁶⁾¹⁰⁾. In diesem Fall muß das lokalisierte Porenwachstum durch Kriechverformung der umliegenden Körner akkommodiert werden. Voraussetzung dafür ist eine Umverteilung der Spannung von geschädigten auf ungeschädigte Korngrenzen, so daß die Poren einer kleineren als der außen aufgetragenen, ungeschädigte Korngrenzen hingegen einer größeren Zugspannung ausgesetzt sind. Die Gleichungen hierfür sind kompliziert, und wir verweisen auf die Literatur^(10)25) bis 29).

Zwei Grenzfälle lassen sich leicht behandeln: Ist nur ein geringer Anteil der Korngrenzen durch Poren geschädigt, dann wird deren Wachstum vollständig durch die Kriechverformung der umliegenden Körner bestimmt. Die Schädigungsrate ist dann direkt zur makroskopischen Verformungsgeschwindigkeit $d\epsilon/dt$ aufgrund von Versetzungs- und Diffusionskriechen der Matrix proportional, so daß (für kugelförmige Poren) gilt:

$$\frac{df}{dt} = \frac{d}{2r} \cdot \frac{d\epsilon}{dt} \quad (5)$$

Mit d wird hier die Korngröße bezeichnet.

Sind umgekehrt nahezu alle transversal zur Zugrichtung liegenden Korngrenzen geschädigt, dann gelten die bisherigen Gleichungen in guter Näherung.

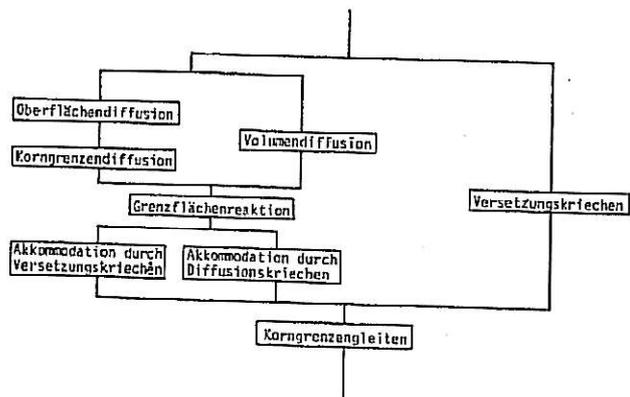


Bild 3. „Schaltogramm“ der Vorgänge, die Porenwachstum bewirken oder ermöglichen. Voneinander unabhängige Mechanismen sind parallel geschaltet, abhängige in Serie.

3.2 Akkommodation in gerichteten Kornstrukturen durch Korngrenzengleiten

Hochtemperaturwerkstoffe haben besonders hohe Kriechfestigkeit, wenn ihre Körner in Beanspruchungsrichtung gestreckt sind. In dieser speziellen Geometrie führt die lokalisierte, schädigungsbedingte Dehnung an transversalen Korngrenzen selbst dann zu Inkompatibilitäten zwischen benachbarten Körnern (Bild 4), wenn alle transversalen Korngrenzen mit Poren belegt sind. Die erforderliche Akkommodation kann hier durch Abgleiten der Körner entlang longitudinaler Korngrenzen erfolgen. Anhang I zeigt, daß dieser Vorgang für das diffusionsgesteuerte Porenwachstum zum geschwindigkeitsbestimmenden Schritt wird, wenn das Kornstreckungsverhältnis R (= Verhältnis von langem zu kurzem Korndurchmesser),

der Porenabstand l und die Höhe h der Unebenheiten in den gleitenden Korngrenzen folgende Beziehung erfüllen:

$$l^2 \ll \frac{Rh^2}{2 \cdot \ln(1/f)} \quad (6)$$

Die Schädigungsrate beträgt dann:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\delta_b D_b \Omega}{kTf^{1/2} l^2 \ln(1/f)} \left(\frac{\sigma}{1 + \frac{Rh^2}{2l^2 \ln(1/f)}} \right) \quad (7)$$

Diese Gleichung ist identisch mit Gl. (2) bis auf die modifizierte Spannung, die durch den Klammerausdruck gegeben ist. In langgestreckten Kornstrukturen steht also nicht die gesamte Spannung zum Wachstum von Poren zur Verfügung, sondern ein Teil wird über die longitudinalen Korngrenzen auf die Nachbarkörner übertragen; bei genügend großer Kornstreckung wird an den transversalen Korngrenzen kaum mehr eine Zugspannung wirksam. Tatsächlich zeigt die Lebensdauer von Superlegierungen mit langgestreckten Körnern eine starke Abhängigkeit vom Kornstreckungsverhältnis³⁰⁾³¹⁾; außerdem vollzieht sich bei steigender Kornstreckung ein Übergang vom interkristallinen zum transkristallinen Kriechbruch³¹⁾.

3.3 Porenwachstum in Mischkristallen und teilchengehärteten Werkstoffen: Schwellspannungen und Grenzflächenreaktion

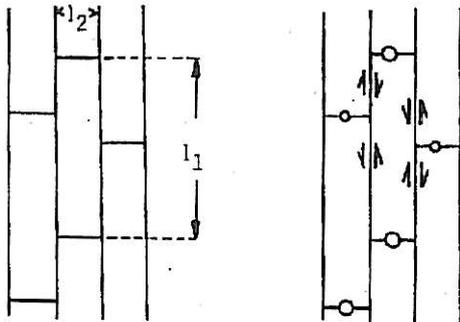


Bild 4. In langgestreckten Körnern führt das Porenwachstum an transversalen Korngrenzen zu Inkompatibilitäten zwischen benachbarten Körnern, die nur bei nicht zu hohen Kornstreckungsgraden $R = l_1/l_2$ durch lokales Korngrenzengleiten abgebaut werden können.

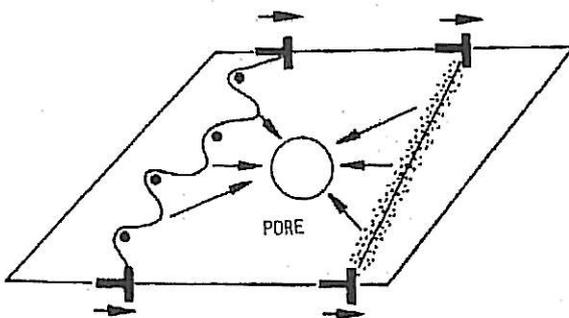


Bild 5. Modell für den Mechanismus der Leerstellenabgabe an Korngrenzen („Grenzflächenreaktion“) nach Ashby³⁸⁾³⁹⁾ und Arzt et al.⁴⁰⁾: Kletternde Korngrenzenversetzungen fungieren als Leerstellenquellen. Wird ihre Beweglichkeit durch Teilchen (links) oder segregierte Fremdatome (rechts) verringert, dann kann die Grenzflächenreaktion die Geschwindigkeit des Porenwachstums durch Leerstellendiffusion (Pfeile in Richtung Pore) bestimmen.

Gelöste Fremdatome und eingelagerte Teilchen können die Bewegung von Versetzungen in einem Werkstoff behindern. Bei der Beschreibung des Porenwachstums durch Versetzungskriechen werden diese Gefügeeinflüsse durch Einsetzen der entsprechenden Kriechkonstanten in Gl. (4) berücksichtigt. Theoretische und experimentelle Untersuchungen des Kriechverhaltens von Legierungen mit nicht-schneidbaren Teilchen weisen darauf hin, daß das Versetzungskriechen unterhalb einer Schwellspannung σ_0 völlig unterdrückt wird z. B. ^{32) bis 35)}. Es ist daher naheliegend, σ_0 in Gl. (4) durch eine effektive Spannung $\sigma_e - \sigma_0$ zu ersetzen.

Daß Diffusionsmechanismen ähnlichen Gefügeeinflüssen unterworfen sein können, ist aus Sinter⁴¹⁾ und Diffusionskriechexperimenten⁴²⁾ bekannt. Die Erklärung ist darin zu suchen, daß in Mischkristallen und teilchengehärteten Legierungen die Korngrenzen nicht immer beliebig ergiebige Leerstellenquellen darstellen, wie bisher vorausgesetzt wurde. Abweichungen machen sich besonders bei niedrigen Spannungen und kleinen Diffusionswegen bemerkbar, da unter diesen Bedingungen das Loslösen von Leerstellen aus der Korngrenze (die „Grenzflächenreaktion“) zum geschwindigkeitsbestimmenden Schritt werden kann. Auf die Bedeutung dieses Effektes für die Kriechschädigung durch Diffusion ist fallweise hingewiesen worden, wobei etwas unterschiedliche Erklärungsversuche herangezogen wurden²⁸⁾³⁶⁾³⁷⁾. Der Anhang II enthält eine Ableitung, der das Modell von Ashby³⁸⁾³⁹⁾ für die Grenzflächenreaktion zugrunde liegt und die dem bei Arzt et al.⁴⁰⁾ für das Diffusionskriechen eingeschlagenen Weg folgt; Beim heutigen Stand der Kenntnisse über die Struktur von Korngrenzen liegt es nahe, anzunehmen, daß Leerstellen nicht an beliebigen Stellen der Korngrenze abgegeben werden können, sondern nur an Korngrenzenversetzungen, die sich dabei durch Klettern in der Korngrenze fortbewegen (Bild 5). Wird die Versetzungsbewegung durch Fremdatome oder Korngrenzenteilchen behindert, dann muß die angelegte Zugspannung auch die Wechselwirkungsenergie zwischen den Versetzungen und ihren Hindernissen aufbringen und steht nicht zur Gänze dem Antreiben der Diffusionsströme zwischen Korngrenze und Pore zur Verfügung.

Nicht-schneidbare Teilchen an den Korngrenzen verursachen eine temperaturabhängige Schwellspannung, unterhalb der selbst diffusionsgesteuertes Porenwachstum zum Erliegen kommt. In Gl. (2) muß σ durch eine effektive Spannung σ_{eff} ersetzt werden (Anhang II):

$$\sigma_{eff} = \sigma - \frac{C G b_b}{\lambda} \quad (8)$$

λ bezeichnet den mittleren Teilchenabstand in der Korngrenze, b_b den Burgersvektor für Korngrenzenversetzungen und G den Schubmodul. Der Wert der Konstante C hängt davon ab, ob die Teilchen vorwiegend durch den Orowan-Mechanismus oder in der Grenzfläche Teilchen/Matrix von den Versetzungen umgangen werden (vgl. Anhang II).

Da der Burgersvektor von Korngrenzenversetzungen kleiner als der von Gitterversetzungen anzunehmen ist, liegt der Zahlenwert der Schwellspannung etwa um eine Größenordnung unter der Schwellspannung für Versetzungskriechen⁴⁰⁾; beispielsweise ergibt sich für eine oxid-dispersionsgehärtete Superlegierung bei 800 °C theoretisch etwa ein Schwellwert von 30 MPa. Die praktischen Auswirkungen einer solchen Schwellspannung sind noch wenig erforscht; zu erwarten ist die Erhöhung der Porenkeimbil-

dungsschwelle und somit eine möglicherweise geringere Dichte von Korngrenzenporen.

Im Fall der *Mischkristallhärtung* ergibt sich nach Anhang II für die Schädigungsrate:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\alpha D_f \Omega \sigma^2}{2kT b_b c G f^{1/2}} \quad (9)$$

Hier bezeichnet α eine Konstante der Größenordnung 1, D_f den Gitterdiffusionskoeffizienten für die Fremdatome und c ihre Konzentration in der Nähe der Korngrenzenversetzungen. Aufgrund des Spannungsexponenten 2 wird die Grenzflächenreaktion bei niedrigen Spannungen zum langsamsten Schritt des Porenwachstums durch Diffusion.

4 Schlußbemerkungen

Die Theorie des Porenwachstums während der Kriechbeanspruchung von Werkstoffen ist schon weit entwickelt, aber aufgrund der Vielzahl an potentiell geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismen überaus kompliziert. Einige wichtige Lücken bestehen noch: Die Mechanismen der Porenkeimbildung entziehen sich bis jetzt einer allgemeinen theoretischen Beschreibung, die Auswirkungen einer zeitlich verteilten Keimbildung, sowie einer unregelmäßigen Verteilung der Poren in der Korngrenze, sind noch wenig erforscht.

Für die Praxis ist die Anwendung der Schädigungstheorien auf die Vorhersage der Lebensdauer von Werkstoffen interessant. Prinzipiell läßt sich aus den Gleichungen für die Schädigungsrate die theoretische Lebensdauer durch Integration bis zu einem kritischen Schädigungsausmaß ermitteln, z. B. ¹⁰⁾. Solche mechanismusorientierten Lebensdauerprognosen haben gegenüber bisherigen Parameterverfahren den Vorteil, daß Änderungen im vorherrschenden Schädigungsmechanismus im Prinzip erfaßt werden können und somit überoptimistische Voraussagen über das Langzeitverhalten vermieden werden. Freilich ist die a-priori-Voraussage der Lebensdauer aus mehreren Gründen noch problematisch. Die für die Rechnungen benötigten Werkstoffparameter, vor allem die Diffusionskonstanten, sind für technische Werkstoffe ungenügend bekannt, so daß sich für die Praxis zu große Schwankungsbreiten in der Voraussage ergeben. Andererseits bilden die Gleichungen der Modelle einen äußerst flexiblen mathematischen Apparat, der trotz scheinbarer Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment Extrapolationen von Lebensdauerkurven oft fragwürdig erscheinen läßt.

Umgekehrt sollte die Überprüfung der Modellvorstellungen nicht nur auf dem Vergleich zwischen rechnerisch ermittelten und gemessenen Lebensdauerwerten beruhen, sondern gezielte Beobachtungen der Mikrostruktur und ihrer Veränderungen einbeziehen. Beispielsweise können inerte Teilchen in mehrphasigen Legierungen Diffusionssäume sichtbar machen und so zur Abgrenzung der Beiträge von Diffusions- und Kriechmechanismen herangezogen werden, z. B. ⁴²⁾.

Von besonderem praktischem Interesse wäre die Verifizierung der Schwellspannungen in technischen Legierungen. Die Theorie deutet darauf hin, daß diese für die Praxis durchaus interessante Werte erreichen könnten. Andererseits ist der genaue Mechanismus der Wechselwirkung zwischen nicht-schneidbaren Teilchen und Gitter- sowie Korngrenzenversetzungen noch umstritten³³⁾⁴⁰⁾⁴³⁾⁴⁴⁾. Hier bietet sich für die Grundlagenforschung die Möglichkeit,

durch verbessertes Verständnis der Vorgänge zur Steigerung der Verlässlichkeit von Lebensdauerextrapolationen bei niedrigen Spannungen, d. h. über lange Beanspruchungszeiträume, beizutragen und Orientierungshilfen für die weitere Legierungsentwicklung zu erstellen.

Anhang I

Akkommodation des Porenwachstums in gerichteten Kornstrukturen

Langgestreckte, in Beanspruchungsrichtung orientierte Kornstrukturen ermöglichen die Akkommodation des Porenwachstums an transversalen Korngrenzen durch Abgleiten der Körner in Längsrichtung. Dies kann durch wellige oder stufige Korngrenzenmorphologie behindert werden. Das Kornstreckungsverhältnis $R = l_1/l_2$ (Bild 4) bestimmt dabei, welche Zugspannung σ_p an den transversalen Korngrenzen wirksam wird⁴⁵⁾:

$$\sigma_p = \sigma - 2R \cdot \tau_{KG} \quad (1.1)$$

σ ist die außen anliegende Zugspannung, τ_{KG} die Schubspannung in den longitudinalen Korngrenzen. Die Geschwindigkeit des Korngrenzengleitens, von dem wir annehmen, es werde durch Korngrenzendiffusion gesteuert, beträgt¹⁹⁾:

$$v_{KG} = \frac{8 \delta_b D_b \Omega \tau_{KG}}{kT h^2} \quad (1.2)$$

wobei h die Höhe der Unebenheiten in den longitudinalen Korngrenzen bezeichnet.

Andererseits verlangt das Porenwachstum, für das wir ebenfalls die Korngrenzendiffusion als geschwindigkeitsbestimmenden Schritt annehmen, folgende Abgleitgeschwindigkeit (vgl. Gl. (2)):

$$v_p = 2r \frac{df}{dt} = \frac{2 \delta_b D_b \Omega \sigma_p}{kT f^2 \ln(1/f)} \quad (1.3)$$

Kompatibilität erfordert nun, daß $v_{KG} = v_p$. Damit folgt aus den Gleichungen für die Abgleitgeschwindigkeit:

$$v = \frac{2 \delta_b D_b \Omega}{kT f^2 \ln(1/f)} \left(\frac{\sigma}{1 + \frac{R h^2}{2 f^2 \ln(1/f)}} \right) \quad (1.4)$$

woraus man die Schädigungsrate gemäß Gl. (7) erhält. Gleichung (7) läßt sich in zwei Grenzfällen vereinfachen. Für

$$f^2 \ln(1/f) \gg R h^2/2 \quad (1.5)$$

d. h. ebene longitudinale Korngrenzen, großen Porenabstand in den transversalen Korngrenzen, kleines Kornstreckungsverhältnis und geringe Schädigung, folgt unmittelbar Gl. (2); Das Porenwachstum ist weiterhin durch den primären Diffusionsprozeß an den transversalen Korngrenzen bestimmt. Im umgekehrten Fall übernimmt das Korngrenzengleiten die Geschwindigkeitskontrolle, und die Schädigungsrate ist verkehrt proportional zu h^2 und dem Kornstreckungsverhältnis R :

$$\frac{df}{dt} = \frac{2 \delta_b D_b \Omega \sigma}{kT h^2 R f^{1/2}} \quad (1.6)$$

Ähnliche Berechnungen lassen sich für das Porenwachstum durch Oberflächendiffusion und Versetzungskriechen durchführen.

An

De
Pol

Be

Be

tur

ste

au:

Ko

Sp

Art

Fol

vor

Le

Mil

p i

b b

er

Dk

ve

gr

flä

er

Wi

ke

a i

mi

un

De

De

sc

de

di

hi

He

kö

(C

Mi

(λ

gr

hē

bi

Anhang II

Der Einfluß von Fremdatomen und Teilchen auf das Porenwachstum durch Diffusion

Bei der Berechnung der Schädigungsrate unter diesen Bedingungen nehmen wir an, daß nur für das Porenwachstum, nicht aber für gleichzeitiges Diffusionskriechen, Leerstellen aus den Korngrenzen benötigt werden; diese Voraussetzung wird bei den üblicherweise im Vergleich zur Korngröße kleinen Porenabständen erfüllt. Die äußere Spannung σ leistet pro Zeiteinheit im Einheitsvolumen die Arbeit $\sigma \cdot d\epsilon/dt$, wobei $d\epsilon/dt$ die Dehngeschwindigkeit als Folge des Porenwachstums bedeutet. Bei Anwesenheit von Fremdatomen, die sich in der Nähe der Korngrenzenversetzungen anreichern, wird die geleistete Arbeit auf die Leerstellendiffusion von der Korngrenze zur Pore und die Mitdiffusion der Fremdatomwolken verteilt⁴⁰⁾:

$$\sigma \frac{d\epsilon}{dt} = \left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)^2 \frac{d^2 kT \ln(1/f)}{2 \delta_b D_b \Omega} + \left(\frac{d\epsilon}{dt}\right)^2 \frac{d}{\rho M b_b^2} \quad (II.1)$$

ρ ist die Dichte der Korngrenzenversetzungen (in m/m^2), b_b ihr Burgersvektor und M ihre Beweglichkeit. Somit ergibt sich mit $df/dt = d/2r \cdot d\epsilon/dt$ für die Schädigungsrate:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\frac{\delta_b D_b \Omega \sigma}{kT f^{1/2} \rho^2 \ln(1/f)}}{1 + \frac{2 \delta_b D_b \Omega}{kT f^2 b_b^2 \rho M \ln(1/f)}} \quad (II.2)$$

Dieser Ausdruck wird für leicht bewegliche Korngrenzenversetzungen in ausreichender Anzahl (d. h. für genügend großes $M \cdot \rho$) identisch mit Gl. (2); andernfalls ist die Grenzflächenreaktion geschwindigkeitsbestimmend, und es ergibt sich:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\rho M b_b^2 \sigma}{2 f^{1/2} l} \quad (II.3)$$

Weiters kann man für Versetzungsdichte und -beweglichkeit näherungsweise annehmen⁴⁰⁾:

$$\rho = \alpha \frac{\sigma}{G b_b}, \quad M = \frac{D_f \Omega}{kT b_b^2 c} \quad (II.4)$$

α ist eine Konstante der Größenordnung 1, G der Schubmodul, D_f der Diffusionskoeffizient für die Fremdatome und c ihre Konzentration in der Nähe der Versetzungen. Damit erhält man folgendes Ergebnis:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\alpha D_f \Omega \sigma^2}{2 kT b_b c G f^{1/2} l} \quad (II.5)$$

Daß die Poren Kugelgestalt beibehalten, wurde stillschweigend vorausgesetzt. Diese Annahme ist bei behinderter Leerstellenemission um so mehr gerechtfertigt, als die porenrundende Oberflächendiffusion weiterhin ungehindert abläuft.

Harte, nicht schneidbare Teilchen an den Korngrenzen können von den Versetzungen durch Ausbauchen (Orwan-Mechanismus) überwunden werden, wofür eine Mindestzugspannung („Schwellspannung“) von

$$\sigma_0 = \frac{1.4 G b_b}{\lambda} \quad (II.6)$$

(λ bezeichnet den mittleren Teilchenabstand in der Korngrenze) erforderlich ist. Bei niedrigeren Spannungen und höheren Temperaturen kann ein Teilchen auch durch kombinierte Gleit/Kletter-Bewegung in der Grenzfläche zwi-

schen dem Teilchen und der Matrix umgangen werden. Die Schwellspannung für diesen Prozeß ist niedriger³³⁾³⁴⁾:

$$\sigma_0 = \frac{0.5 G b_b}{\lambda} \quad (II.7)$$

In beiden Fällen ist die Spannung σ in Gl. (2) durch eine effektive Spannung $\sigma_{\text{eff}} = \sigma - \sigma_0$ zu ersetzen.

Verwendete Symbole

σ	Zugspannung
γ	spezifische Oberflächenenergie
r	Porenradius
l	halber Porenabstand
f	$= l^2/l_0^2$, „Schädigung“
d	Korngröße
λ	mittlerer Teilchenabstand in der Korngrenze
k	Boltzmann-Konstante
T	absolute Temperatur
Ω	Atomvolumen
δ_b	Korngrenzendicke
D_b	Diffusionskoeffizient in der Korngrenze
δ_s	Dicke der Oberflächendiffusionszone
D_s	Diffusionskoeffizient in der Oberfläche
D_v	Gitterdiffusionskoeffizient
D_f	Gitterdiffusionskoeffizient für Fremdatome
b_b	Burgersvektor einer Korngrenzenversetzung
G	Schubmodul
R	Kornstreckungsverhältnis
h	Höhe der Korngrenzenunebenheiten

Literatur

- 1) J. R. RICE und D. M. TRACEY, J. Mech. Phys. Solids 17 (1969) 201.
- 2) L. M. BROWN und J. D. EMBURY, Proc. 3rd Intern. Conference on Strength of Metals and Alloys, Cambridge, U.K. (1973) 164.
- 3) C. ZENER, Fracturing of Metals, ASM, Cleveland (1948) 7.
- 4) D. McLEAN, J. Inst. Met. 85 (1956-57) 468.
- 5) R. J. FIELDS und M. F. ASHBY, Scripta Met. 14 (1980) 791.
- 6) I. W. CHEN und A. S. ARGON, Acta Met. 29 (1981) 1321.
- 7) A. J. PERRY, J. Mat. Sci. 9 (1974) 1016.
- 8) G. W. GREENWOOD, Phil. Trans. R. Soc. London A 288 (1978) 213.
- 9) L.-E. SVENSSON und G. L. DUNLOP, Int. Met. Rev. 26 (1981) 109.
- 10) A. C. F. COCKS und M. F. ASHBY, Prog. Mat. Sci. 27 (1982) 189.
- 11) Viewpoint Set No. 5, Scripta Met. 17 (1983) 1-43.
- 12) R. RAJ, Acta Met. 26 (1978) 995.
- 13) R. RAJ und M. F. ASHBY, Met. Trans. 2 (1971) 1113.
- 14) S. H. GOODS und L. M. BROWN, Acta Met. 27 (1979) 1.
- 15) D. HULL und D. E. RIMMER, Phil. Mag. 4 (1959) 673.
- 16) M. V. SPEIGHT und J. E. HARRIS, Met. Sci. 1 (1967) 83.
- 17) M. V. SPEIGHT und W. BEERÉ, Met. Sci. 9 (1975) 190.
- 18) T.-J. CHUANG und J. R. RICE, Acta Met. 21 (1973) 1625.
- 19) T.-J. CHUANG, K. I. KAGAWA, J. R. RICE und L. B. SILLS, Acta Met. 27 (1979) 265.
- 20) K. HELLAN, Int. J. Mech. Sci. 17 (1975) 369.
- 21) G. H. EDWARD und M. F. ASHBY, Acta Met. 27 (1979) 1505.
- 22) W. BEERÉ und M. V. SPEIGHT, Met. Sci. 12 (1978) 172.
- 23) A. NEEDLEMAN und J. R. RICE, Acta Met. 28 (1980) 1315.
- 24) I.-W. CHEN und A. S. ARGON, Acta Met. 29 (1981) 1759.
- 25) B. F. DYSON, Met. Sci. 10 (1976) 349.
- 26) B. F. DYSON, Canad. Met. Quart. 18 (1979) 31.
- 27) J. R. RICE, Acta Met. 29 (1981) 675.
- 28) R. RAJ und A. K. GHOSH, Met. Trans. 12A (1981) 1291.

- 29) I.-W. CHEN, *Scripta Met.* **17** (1983) 17.
30) B. A. WILCOX und A. H. CLAUER, *Acta Met.* **20** (1972) 743.
31) E. ARZT und R. F. SINGER, wird veröffentlicht in *Proc. Fifth Intern. Symposium on Superalloys*, Seven Springs, U.S.A. (1984).
32) R. S. W. SHEWFELT und L. M. BROWN, *Phil. Mag.* **30** (1974) 1135.
33) R. S. W. SHEWFELT und L. M. BROWN, *Phil. Mag.* **35** (1977) 945.
34) E. ARZT und M. F. ASHBY, *Scripta Met.* **16** (1982) 1285.
35) R. W. LUND und W. D. NIX, *Acta Met.* **24** (1976) 469.
36) I. G. CROSSLAND und J. E. HARRIS, *Met. Sci.* **13** (1979) 55.
37) W. BEERÉ, *J. Mat. Sci.* **15** (1980) 657.
38) M. F. ASHBY, *Scripta Met.* **3** (1969) 837.
39) M. F. ASHBY, *Surface Sci.* **31** (1972) 498.
40) E. ARZT, M. F. ASHBY und R. A. VERRALL, *Acta Met.* **31** (1983) 1977.
41) M. F. ASHBY, S. BAHK, J. BEVK und D. TURNBULL, *Progr. Mat. Sci.* **25** (1980) 1.
42) R. K. VARMA und B. F. DYSON, *Scripta Met.* **16** (1982) 1279.
43) V. C. NARDONE und J. K. TIEN, *Scripta Met.* **17** (1983) 467.
44) D. J. SROLOVITZ, R. A. PETKOVIC-LUTON und M. J. LUTON, *Acta Met.*, in Druck.
45) L. M. BROWN, *Proc. 3rd Risø International Symposium on Metallurgy and Materials Science* (1982) 1.

(Eingegangen am 13. November 1983)

Pro
All
Rob
(*Me
für A