

3 Hochtemperaturfestigkeit und -verformung

3.1 Allgemeines

Bei einer homologen Temperatur von etwa $0,4 T_S$ vollzieht sich ein *fließender* Übergang von *zeitunabhängiger* zu *zeitabhängiger* Festigkeit und Verformung. Bei Vorgängen unterhalb rund $0,4 T_S$ spricht man von Tieftemperatur- oder Kaltverformung, oberhalb etwa $0,4 T_S$ von Hochtemperatur- oder Warmverformung. Im Gegensatz zu tiefen Temperaturen bleiben die Versetzungen bei hohen Temperaturen nach der Belastung nicht eingefroren, sondern ein Teil von ihnen befindet sich in Bewegung und liefert kontinuierlich Kriechverformung.

Die aus dem Bereich der Kaltverformung bekannten Mechanismen zur Festigkeitssteigerung

- Versetzungshärtung
- Feinkornhärtung
- Mischkristallhärtung
- Teilchenhärtung

sind bei hohen Temperaturen nur eingeschränkt wirksam, **Tabelle 3.1**. Versetzungshärtung durch Kaltverformung ist bei hohen Temperaturen ein untaugliches Mittel zur dauerhaften Festigkeitssteigerung. Die erzeugte Versetzungsstruktur erholt sich im Laufe der Zeit, so dass eine anfänglich hohe Festigkeit allmählich verloren geht. Bei entsprechend hohen Verformungsgraden, ausreichend hohen Temperaturen und genügend langen Zeiten kann es auch zu Rekristallisation kommen mit einer unerwünschten Gefügeausbildung. Der Einfluss einer Kaltverformung auf die Zeitbruchverformung und Zeitstandfestigkeit ist in vielen Fällen negativ.

Feinkornhärtung, die bei tiefen Temperaturen die einzige Maßnahme zur *gleichzeitigen* Festigkeits-, Duktilitäts- und Zähigkeitssteigerung darstellt, erweist sich bei hohen Temperaturen ebenfalls als ungeeignete Maßnahme zur Anhebung der Festigkeit. Im Kriechbereich bewirkt vielmehr ein grobkörniges Gefüge eine höhere Festigkeit. Feinkörnigkeit ist bei hohen Temperaturen lediglich dann von Vorteil, wenn hohes Verformungsvermögen gefragt ist, wie z. B. bei Umformprozessen.

Der Mechanismus der Mischkristallhärtung wirkt prinzipiell bis zum Schmelzpunkt. Allerdings lässt die Hinderniswirkung der Fremdatome mit steigender Temperatur nach. Andere mit den Legierungsmaßnahmen verknüpfte Effekte

können sich günstig auf die Kriechfestigkeit auswirken, wie z. B. eine Verringerung der Stapelfehlerenergie. Die bei einigen Legierungen im Tieftemperaturbereich sehr wirksame Streckgrenzensteigerung durch interstitiell gelöste Fremdatome, besonders bei C-Stählen, hat bei hohen Temperaturen keinerlei Bedeutung. Die Fremdatomwolken um die Versetzungen lösen sich auf oder es bilden sich Ausscheidungen mit diesen Atomen, wie Karbide oder Nitride.

Die bedeutendste Festigkeitssteigerung bei hohen Temperaturen wird durch Teilchen einer zweiten Phase erreicht. Sie stellen ein wirksames Hindernis für die Versetzungsbewegung dar, wobei allerdings Unterschiede zu den Wechselwirkungen bei tiefen Temperaturen zu diskutieren sein werden. In hoch entwickelten Superlegierungen beträgt der Ausscheidungsvolumenanteil bis zu ca. 60 %. Grundsätzlich besitzen Dispersionslegierungen, bei denen die Teilchen eine vernachlässigbare Löslichkeit in der Matrix aufweisen, das höchste Härtungspotenzial bei sehr hohen Temperaturen.

Tabelle 3.1 Relative Festigkeitssteigerung durch die vier grundlegenden Härtungsmechanismen im Bereich tiefer Temperaturen und beim Kriechen

Mechanismus → Temperaturbereich ↓	Versetzungshärtung	Feinkornhärtung	Mischkristallhärtung	Teilchenhärtung
< ca. $0,4 \cdot T_S$; Kaltverformung	stark	mittel	mittel bis stark	mittel bis stark
> ca. $0,4 \cdot T_S$; Kriechen	Nur zeitlich begrenzte Festigkeitssteigerung; reduziert meist die Zeitbruchverformung und oft auch die Zeitstandfestigkeit; bewirkt evtl. Rekristallisation zu Feinkorn	Festigkeitsabnahme bei feinerem Korn; Grobkorngefüge erforderlich	mittel	mittel bis stark

3.2 Grundlagen der Hochtemperaturverformung

Zur Interpretation der Versetzungsreaktionen während der Verformung teilt man am geeignetsten die außen anliegende Spannung σ_a auf in einen thermisch aktivierbaren Anteil σ_{eff} , auch effektiver oder thermischer Spannungsanteil genannt, und einen nicht thermisch aktivierbaren oder athermischen Term σ_i , die inneren Spannungen, auf:

$$\sigma_a = \sigma_{\text{eff}} + \sigma_i \quad (3.1)$$

mit

$\sigma_{\text{eff}} = f(T, \dot{\epsilon})$ andere Bez.: σ^* , σ_S <i>thermischer</i> Anteil, thermisch aktivierbar: <ul style="list-style-type: none"> • Peierls-Spannung • Schneidspannung • Quergleitspannung 	$\sigma_i \neq f(T, \dot{\epsilon})$; nur leicht von T abhängig über $E = f(T)$ bzw. $G = f(T)$; andere Bez.: σ_G <i>athermischer</i> Anteil, nicht thermisch aktivierbar: <ul style="list-style-type: none"> • innere Spannungen durch Spannungsfelder der Versetzungen
---	---

Spannungsanteile in homogenen oder heterogenen Legierungen durch Hindernisse von Fremdatomen und Teilchen sind in dieser Aufteilung noch unberücksichtigt. Die thermisch aktivierbaren Elementarprozesse der Versetzungsbewegung bestimmen die Temperatur- und Zeitabhängigkeit der Verformungsvorgänge:

a) Versetzungsgleiten

Als Minimalbetrag an Spannung muss beim Gleiten die Gitterreibung überwunden werden. Diesen Widerstand, den eine Versetzung beim Gleiten durch ein ansonsten fehlerstellenfreies Gitter erfährt, nennt man *Peierls-Nabarro-Spannung* (oft kurz: Peierls-Spannung). Sie ist hoch bei Kristallen mit Ionenbindung oder kovalenter Bindungsart, z. B. Al_2O_3 oder Si und Ge. Bei rein metallischer Bindung nimmt die Peierls-Spannung dagegen nur nennenswerte Beträge bei krz-Metallen an, bei kfz- und hP-Metallen ist sie bei üblichen Anwendungstemperaturen vernachlässigbar klein.

Die thermische Fluktuation der Atome bewirkt, dass die Gitterreibung auch bei krz-Metallen bereits ab ca. $0,15 T_S$ vollständig durch thermische Aktivierung überwunden wird. Der mechanisch aufzubringende Anteil der Peierls-Spannung ist oberhalb dieser Temperaturen daher bei krz-Metallen und Legierungen vernachlässigbar. Allerdings ist der Einfluss der Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ zu beachten: Je höher diese ist, umso höher liegt die Temperatur für vollständige thermische Aktivierung, weil die Wahrscheinlichkeit thermischer Aktivierung mit steigender Verformungs- und damit Laufgeschwindigkeit der Versetzungen bei konstanter Temperatur abnimmt (siehe auch weiter unten stehende Erläuterungen).

b) Schneiden von Versetzungen und Quergleiten von Schraubenversetzungen

Aufgespaltene Versetzungen müssen vor dem Schneiden und dem Quergleiten ihr Stapelfehlerband einschnüren. Dies kann sowohl durch eine entsprechend hohe außen angelegte mechanische Spannung geschehen als auch thermisch aktiviert. Bei ausreichend hohen Temperaturen ist die thermische Schwingung

der Atome so stark, dass die Aufspaltung ohne nennenswerte mechanische Spannung rückgängig gemacht wird, wenn der Schneid- oder Quergleitprozess ansteht.

Für die vollständige thermische Aktivierung des Schneidens und Quergleitens reichen homologe Temperaturen von rund $0,2 T_S$ aus. Zum Einfluss der Verformungsgeschwindigkeit gilt die gleiche Anmerkung wie beim Versetzungsgleiten. Für die Hochtemperaturverformung bei $T > \text{ca. } 0,4 T_S$ spielen die drei genannten Elementarvorgänge der Versetzungsbewegung keine beachtenswerte Rolle hinsichtlich ihres Spannungsbedarfs.

c) Klettern von Stufenversetzungen

Im Klettern von Stufenversetzungen, welches schematisch in **Bild 3.1** dargestellt ist, liegt der entscheidende Unterschied der Verformungsvorgänge zwischen tiefen und hohen Temperaturen. Voraussetzung sind Atomplatzwechsel über einen Leerstellenmechanismus. An die Versetzungslinie müssen entweder Atome angelagert werden (*negatives Klettern*) oder es werden Atome von ihr entfernt (*positives Klettern*, wie in Bild 3.1).

Diffusion auf regulären Gitterplätzen findet mit nennenswerter Geschwindigkeit erst oberhalb ca. $0,4 T_S$ statt. Bei tieferen Temperaturen sind die Stufenversetzungen deshalb so gut wie nicht imstande, ihre Gleitebenen durch Kletterprozesse zu verlassen. Abweichend von den drei anderen thermisch aktivierbaren Elementarprozessen kann der Kletttervorgang nicht durch eine mechanische Spannung erwirkt werden, weil eine solche die Diffusion nicht in erheblichem Maße beschleunigt (Anm.: Der Einfluss einer Kletterkraft, der so genannten *Peach-Köhler-Kraft*, sei hier unberücksichtigt). Das Klettern taucht daher in der Erläuterung der Spannungsterme nach Gl. (3.1) nicht auf.

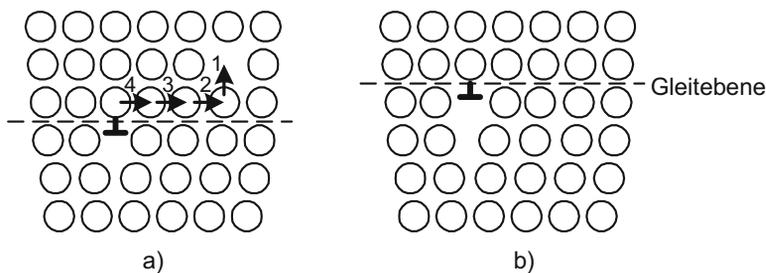


Bild 3.1 Klettern von Stufenversetzungen

Wo die Ziffer 1 steht, möge sich eine Leerstelle befinden. In der Reihenfolge 1 bis 4 müssen die Atome ihre Plätze wechseln. Dadurch wird die Versetzung an dieser Stelle um einen Atomabstand nach oben auf eine parallele Gleitebene angehoben. Das Gleiche geschieht an anderen Positionen entlang der Versetzungslinie.

Bei tiefen Temperaturen bleibt aufgrund der Tatsache, dass die Stufenversetzungen an ihre Gleitebene gebunden sind, eine bei einer bestimmten Spannung und Temperatur eingestellte Versetzungsstruktur über technisch unendlich lange Zeiten eingefroren. Bei hohen Temperaturen gerät sie dagegen unter dem Einfluss von Temperatur und Zeit sowie gegebenenfalls auch einer außen anliegenden Spannung in Bewegung. Folgende Möglichkeiten ergeben sich aufgrund der Mobilität der Stufenversetzungen durch Klettern:

- Stufenversetzungen ungleichen Vorzeichens können aufeinander zuklettern und sich auslöschen, **Bild 3.2 a)**.
- Stufenversetzungen gleichen Vorzeichens können sich energetisch günstiger umordnen in Kleinwinkelkorngrenzen, in denen sich die Spannungsfelder der Versetzungen teilweise kompensieren, **Bild 3.2 b)**.
- Stufenversetzungen können Hindernisse in der Gleitebene überklettern, was besonders für Teilchen bedeutend ist, **Bild 3.2 c)**.
- Sprungbehaftete Schraubenversetzungen können schneller und unter geringerem Kraftaufwand gleiten, weil sich der Sprung, welcher Stufencharakter hat, diffusionsgesteuert mitbewegen kann und sich der Schraubenanteil nicht oder nicht so stark zu Dipolen ausbaucht, **Bild 3.2 d)**.

Der effektive Spannungsanteil in Gl. (3.1) hängt außer von der Temperatur von der Dehnrates $\dot{\epsilon}$ ab. Dies ist auf den Zeiteinfluss bei der thermischen Aktivierung zurückzuführen. Mit zunehmender Zeit – entsprechend geringerer Dehnrates – wächst die Wahrscheinlichkeit der thermischen Aktivierung eines Elementarvorganges, so dass im Mittel eine geringere mechanische Spannung für dieses Ereignis aufzubringen ist. Da oberhalb ca. $0,2 T_S$ der thermische Spannungsanteil σ_{eff} vernachlässigbar wird, hält sich bei höheren Temperaturen die außen angelegte Spannung etwa das Gleichgewicht mit den athermischen inneren Spannungen: $\sigma_a \approx \sigma_i$. Die inneren Spannungen stehen mit der Versetzungsdichte in folgendem Zusammenhang:

$$\sigma_i = \alpha \cdot G \cdot b \cdot \sqrt{\rho} \quad (3.2)$$

α Konstante $\approx 0,3$ bis 1 (je nach Versetzungsanordnung)

Die inneren Spannungen repräsentieren hier die langreichweitigen Spannungsfelder der Versetzungen, die eine Gitterverzerrung bewirken. Das Hindurchdrücken von Versetzungen durch diese Hindernisse erfordert die so genannte Passierspannung in Höhe von σ_i . Dieser Spannungsanteil ist lediglich über den Schubmodul (G) von der Temperatur abhängig; G nimmt mit steigender Temperatur leicht ab.

Bei Anlegen einer äußeren mechanischen Spannung lassen sich die mikrostrukturellen Vorgänge im Werkstoff bei hohen Temperaturen grundsätzlich in erholende (= entfestigende) und verfestigende Mechanismen aufteilen. Die Erho-

lungs- oder Entfestigungsgeschwindigkeit r (*recovery*) ergibt sich aus der Steigung der $(\sigma; t)$ -Kurve in einem Spannungsrelaxationsversuch (siehe Kap. 3.15, Bild 3.57 und 3.58). Da der Spannungsabbau auf das Auslösen von Versetzungen zurückzuführen ist, entspricht die Erholungsrate ebenso der zeitlichen Änderung der Versetzungsdichte:

$$r_{\sigma} = - \frac{d\sigma}{dt} \quad \text{oder} \quad r_{\rho} = - \frac{d\rho}{dt} \quad (3.3)$$

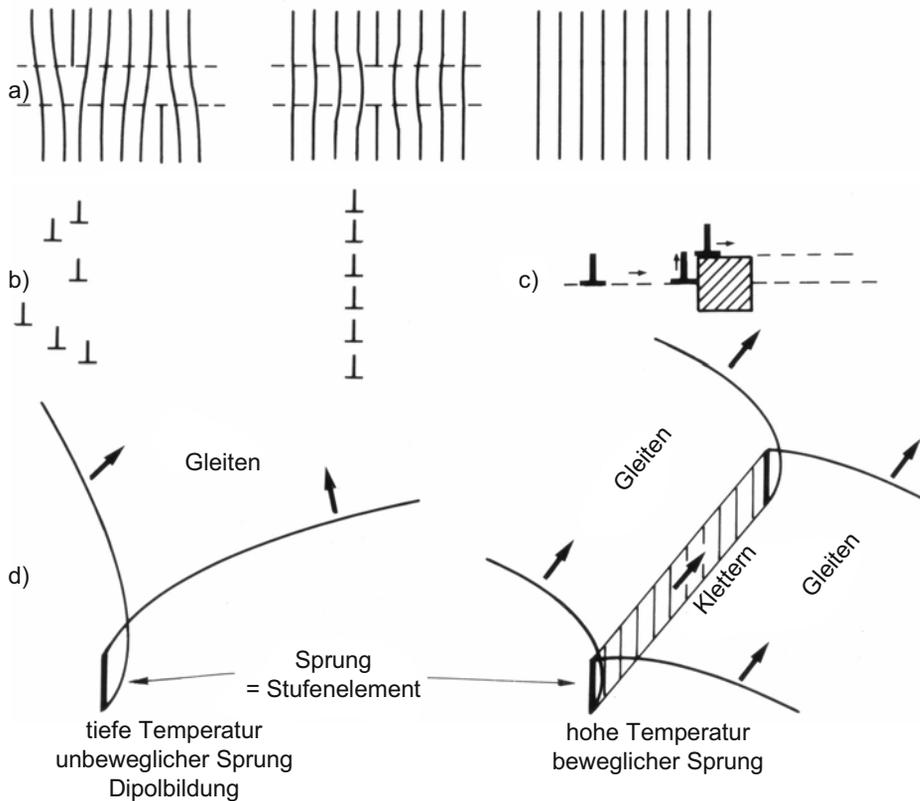


Bild 3.2 Möglichkeiten der Versetzungsbewegung aufgrund des Kletterns von Stufenversetzungen

- Auslösen von Stufenversetzungen ungleichen Vorzeichens
- Umordnen von Stufenversetzungen gleichen Vorzeichens in Kleinwinkelkorngrenzen
- Überklettern von Hindernissen/Teilchen
- Vergleich der Bewegung sprungbehafteter Schraubenversetzungen bei tiefer und hohen Temperaturen

Da die Steigung negativ ist, ergibt sich durch das Minuszeichen definitionsgemäß ein positiver Wert für die Erholungsrate. Die Versetzungsdichte liefert im Sinne von Gl. (3.3) die treibende Kraft für die Erholung. Sie wird kontinuierlich abgebaut, und daher verlangsamt sich die Erholungsrate und strebt gegen null. Sobald Polygonisation eingetreten ist, d. h. eine Versetzungsstruktur mit einem Subkorngefüge und einem versetzungsarmen Subkorninneren, ändert sich die Restspannung nur noch langsam und die Erholungsrate ist entsprechend gering. Weitere Erholung durch Vergrößerung der Subkörner verläuft träge, weil darin keine große treibende Kraft steckt aufgrund der bereits teilweise kompensierten Spannungsfelder. Erholung allein verursacht makroskopisch keine Formänderung, weil sich die Versetzungsbewegungen in ihren Richtungen gegenseitig aufheben.

Liegt eine äußere Spannung an, verursacht diese gleichzeitig mit den Erholungsvorgängen eine Verfestigung aufgrund von Versetzungserzeugung. Diese Härtung h (*hardening*) lässt sich als Zunahme der Spannung oder Versetzungsdichte mit der plastischen Verformung ε kennzeichnen:

$$h_{\sigma} = \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \quad \text{oder} \quad h_{\rho} = \frac{d\rho}{d\varepsilon} \quad (3.4)$$

Entsprechend den wirksamen Spannungskomponenten findet dabei eine *gerichtete* Versetzungsbewegung statt, so dass im Gegensatz zur alleinigen Erholung makroskopische Verformung erzeugt wird.

Das gleichzeitige Auftreten von Erholung/Entfestigung und Verfestigung bei der Hochtemperaturverformung bewirkt, dass ausgelöschte Versetzungen immer wieder durch neu gebildete ersetzt werden können. Hierdurch entsteht die erwähnte Dynamik in der Versetzungsstruktur, die es bei tiefen Temperaturen nicht oder nicht in nennenswertem Maße gibt.

3.3 Kriechen

In **Tabelle 3.2** sind die wesentlichen Merkmale der Verformung bei tiefen und hohen Temperaturen gegenübergestellt. Die Angaben sind vereinfacht und anwendungsbezogen zu verstehen und berücksichtigen nicht die grundsätzlich auch bei tiefen Temperaturen möglichen zeitabhängigen Vorgänge, weil sich diese in technisch irrelevanten langen Zeiträumen abspielen. Liegt oberhalb etwa $0,4 T_S$ an einem Werkstoff eine Spannung an, so bewirkt das Klettern von Stufenversetzungen zeitabhängige plastische Verformung, die man als *Kriechen* bezeichnet. Mit diesem Begriff ist ein „schleichender“ Prozess gemeint, der unter technischen Bedingungen langsam abläuft und nicht zum Stillstand kommt, solange eine äußere Last einwirkt. Die sich einstellende Kriechdehnung ε_f lässt sich durch folgende Parameter beschreiben:

$$\varepsilon_f = f(\sigma, T, t, \text{Werkstoff und Werkstoffzustand}) \quad (3.5)$$

Tabelle 3.2 Vergleich der Merkmale statischer Verformung bei tiefen und bei hohen Temperaturen

Temperaturen < ca. 0,4 T _S	Temperaturen > ca. 0,4 T _S
Die Festigkeitskennwerte sind <i>zeitunabhängig</i> (Streckgrenze, Zugfestigkeit).	Die Festigkeitskennwerte sind <i>zeitabhängig</i> (Zeitdehngrenze, Zeitstandfestigkeit).
Stufenversetzungen können ihre Gleitebene nicht verlassen; die Versetzungsanordnung bleibt langfristig eingefroren.	Stufenversetzungen können ihre Gleitebene durch Klettern verlassen; die Versetzungen sind nicht eingefroren, sondern ständig in Bewegung.
Plastische Verformung findet nur oberhalb einer Mindestspannung (= Fließgrenze) statt.	Kriechverformung ist bei allen Spannungen möglich.
Der Verformungsbetrag bei konstanter Spannung stellt sich praktisch spontan und <i>zeitunabhängig</i> ein.	Der Verformungsbetrag stellt sich <i>zeitabhängig</i> ein.
Weitere Verformung ist nur bei Spannungssteigerung möglich.	Bei konstanter Spannung findet stetige Verformung statt.
Die Versetzungslaufwege sind durch Korngrenzen begrenzt; dies führt auf die Hall-Petch-Beziehung (Feinkornhärtung).	Die Versetzungslaufwege sind viel geringer als der Kornradius; die Hall-Petch-Beziehung gilt im Kriechbereich nicht; grobkörniges Gefüge ist kriechfester.
Die Körner bewegen sich nicht entlang der Korngrenzen gegeneinander.	Die Körner können entlang der Korngrenzen aneinander abgleiten.
Verformung findet nur durch Versetzungsbewegung statt.	Verformung findet durch Versetzungsbewegung und kann außerdem auch durch alleinige Diffusion stattfinden.

3.3.1 Kriechkurve

Die Zeitabhängigkeit der Kriechdehnung wird in Form der Kriechkurve $\varepsilon = f(t)$ dargestellt für konstante Spannung und Temperatur sowie einen zuvor eingestellten Werkstoffzustand. Letzterer bezieht sich auf Gefügekenngrößen, wie die Korngröße und -form, die Teilchendispersionsparameter, eine eventuell vor der Belastung eingestellte Verformung und die kristallographische Ausrichtung bei texturierten Werkstoffen. Bei Reinmetallen und einphasigen Legierungen kann der in **Bild 3.3** gezeigte ideale Kriechkurvenverlauf auftreten. Die Gesamtdehnung ε_t setzt sich zusammen aus der spontan auftretenden, zeitlich unabhängigen und meist geringen Belastungs-Dehnung ε_0 , welche wiederum aus einem elastischen Anteil ε_e und einer plastischen, *zeitunabhängigen* Anfangsdehnung ε_i besteht, sowie der *zeitabhängigen*, von $t = 0$ bis zum Bruch stetig zunehmenden Kriechdehnung ε_f (Bezeichnungen nach DIN 50 118 ‚Zeitstandversuch unter Zugbelastung‘; DIN 50 118 ist seit 2001 ersetzt durch DIN EN 10 291):

$$\varepsilon_t = \varepsilon_0 + \varepsilon_f = \varepsilon_e + \varepsilon_i + \varepsilon_f$$

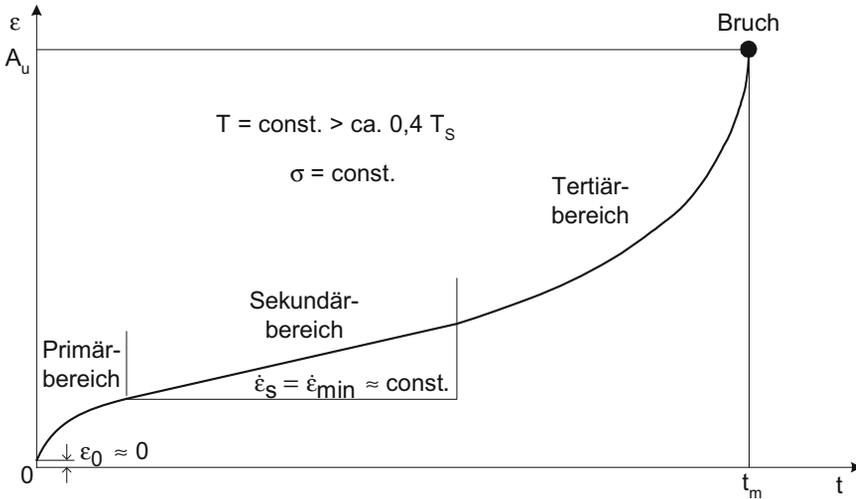


Bild 3.3 Ideale Kriechkurve mit klassischer Dreiteilung der Kriechbereiche

Die Kriechdehnung überwiegt die beiden erstgenannten Anteile bei technisch relevanten Spannungen meist bereits nach kurzer Zeit. Für die Spannung gibt es in der obigen Funktion keine untere Grenze: Kriechen findet bei allen Spannungen $\sigma > 0$ statt. Im Bereich tiefer Temperaturen spielt sich dagegen bei statischer Belastung unterhalb der Streckgrenze keine technisch bedeutsame Verformung ab, und Mikrodehnungen kommen zum Stillstand. Der Kriechkurvenverlauf nach Bild 3.3 ist durch folgende Merkmale gekennzeichnet:

1. Eine plastische Anfangsdehnung kann ausgeschlossen werden, weil die anliegende Spannung in allen praktischen Fällen erheblich unter der Warmstreckgrenze liegt. Bei $t = 0$ tritt die elastische Dehnung $\varepsilon_0 = \varepsilon_e = \sigma/E$ gemäß dem Hooke'schen Gesetz auf, welche relativ zur gesamten Kriechdehnung vernachlässigbar klein ist und in der Kurve nicht erkannt werden kann.
2. *Bereich I = Primär- oder Übergangsbereich*
In diesem Abschnitt nimmt die Kriechrate, welche die Steigung der Kurve $d\varepsilon/dt = \dot{\varepsilon}$ darstellt, stetig ab.
3. *Bereich II = Sekundärbereich oder stationärer Bereich*
Die Kriechrate $\dot{\varepsilon}$ ist in diesem Bereich minimal und bleibt konstant; Bezeichnung für die stationäre oder sekundäre Kriechrate: $\dot{\varepsilon}_s$. Streng genommen kann (falls überhaupt) eine mit konstanter Rate ansteigende Kriechkurve nur beobachtet werden, wenn die *wahre* Dehnung ε_w gegen die Zeit aufgetragen wird. Dies liegt daran, dass im stationären Bereich die auf die *momentane* Länge L_i bezogene zeitliche Längenänderung konstant ist:

$$\frac{d\varepsilon_w}{dt} = \dot{\varepsilon}_w = \text{const.} = \frac{1}{L_i} \cdot \frac{dL}{dt} \quad (3.6)$$

Die im Kriechversuch gemessene Verlängerung/Zeit-Kurve ($\Delta L; t$) verläuft im sekundären Bereich also *nicht* geradlinig. Bis zu Dehnungen von ca. 0,1 (10 %) macht sich zwischen der üblichen ($\epsilon; t$)- und der ($\epsilon_w; t$)-Auftragung kaum eine Abweichung bemerkbar, so dass sich für Werkstoffe, deren Zeitbruchverformung gering ist, eine Unterscheidung erübrigt.

4. Bereich III = Tertiärbereich

Die Kriechrate steigt im dritten Kriechbereich stark an. Kriechduktile Werkstoffe schnüren sich deutlich ein. Der Bereich endet mit dem Bruch des Materials. Die in den ($\epsilon; t$)-Kurven erfasste Dehnung im Tertiärbereich gibt stets die auf die gesamte Probenlänge bezogene Verlängerung an, weil die wahre Dehnung im Einschnürgebiet nicht ohne weiteres ermittelt werden kann.

Neben der obigen Feststellung, dass bei allen Spannungen Kriechen auftritt, kommt als weitere ungewohnte Erscheinung hinzu, dass unter Kriechbedingungen auch sehr kleine Spannungen irgendwann zum *Bruch* des Werkstoffes führen. Für technische Anwendungen ist man selbstverständlich bestrebt, bei gegebener Spannung und Temperatur ein Material mit möglichst kleiner Dehnrate zu realisieren, damit die Zeit bis zum Bruch oder die technisch nutzbare Lebensdauer den Anforderungen entspricht. Die sich einstellende minimale oder stationäre Kriechrate ist damit ein Maß für die Kriechfestigkeit: Je niedriger sie ist, umso höher ist die Kriechfestigkeit des Werkstoffes. Die *Kriechfestigkeit* kennzeichnet den Werkstoffwiderstand gegen Verformung; die *Zeitstandfestigkeit* ist als der Spannungswert definiert, bei dem der Werkstoff bei einer bestimmten Temperatur und nach einer bestimmten Zeit bricht. Sie beinhaltet damit neben der Kriechfestigkeit auch das Schädigungsverhalten bis zum Bruch.

Typischerweise liegen die minimalen Kriechraten bei technischen Anwendungen unterhalb etwa $5 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$. Eine konstante Dehnrate von $2,8 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ bedeutet eine Dehnung von 1 % in 10.000 h. Die in Laborversuchen gemessenen Kriechraten liegen überwiegend im Bereich von rund 10^{-6} bis 10^{-10} s^{-1} . Zum Vergleich: Die in einem Zugversuch bei RT eingestellte Dehnrate beträgt ca. 10^{-3} s^{-1} (EN 10002-1), Warmzugversuche werden etwa bei $5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ durchgeführt (EN 10002-5, Angaben jeweils für den Fließbeginn). Für hochtemperaturbeanspruchte Bauteile reichen die Auslegungslbensdauern bis etwa 10^5 Stunden \approx 11,4 Jahre. (Anm.: Da im Labor üblicherweise nicht über so lange Zeiträume geprüft wird, erhält man diese Daten über Extrapolation der im Labor über kürzere Zeiträume bestimmten Daten).

Sofern keine ausgeprägte Hohlräum- bildung stattfindet, geschieht die Kriechverformung, wie plastische Verformung allgemein, unter Volumenkonstanz. Die Querkontraktionszahl ist dann $\nu = 0,5$, so dass der Absolutbetrag der Querverformung halb so groß ist wie die Längskriechdehnung; ausgedrückt als Hauptdehnungen: $\epsilon_2 = \epsilon_3 = -0,5 \epsilon_1$ (bei Rundproben ist die Querverformung gleich der relativen Durchmesserabnahme: $\epsilon_2 = \epsilon_3 = \Delta D/D_0$).

Der beschriebene ideale Verlauf der Kriechkurve mit den ausgeprägten drei Abschnitten wird nur bei Reinetallen und einigen Mischkristalllegierungen be-

obachtet. Besonders bei teilchengehärteten Legierungen treten dagegen deutliche Abweichungen auf. Die Bedingung der Spannungskonstanz, die dem idealen Verlauf zugrunde liegt, ist bei Bauteilen nicht erfüllt, weil die angreifende *Kraft* konstant bleibt und sich die Spannung aufgrund der Querschnittsabnahme durch das Kriechen erhöht. Labormäßig wird in der Regel unter konstanter Last geprüft. Spannungskonstanz lässt sich zwar realisieren, z. B. durch einen angepassten, gekrümmten Hebelarm, den so genannten *Andrade-Chalmers-Arm*, wird aber nur selten eingesetzt. Die wahre Spannung ist unter der Annahme der Volumenkonstanz, welche bei nicht zu starker Kriechschädigung erfüllt ist, mit der Dehnung wie folgt verknüpft:

$$\sigma_w = \frac{F}{S_i} = \sigma_0 \frac{S_0}{S_i} = \sigma_0 \frac{L_i}{L_0} = \sigma_0(1 + \varepsilon) = \sigma_0 \cdot e^{\varepsilon_w} \quad (3.7)$$

(Formeln für ε und ε_w siehe unter *Zeichen und Einheiten*).

Diese Beziehungen gelten im Bereich der Gleichmaßdehnung. Selbst wenn das beschriebene ideale Kriechverhalten gegeben sein sollte, wäre es unter Lastkonstanz der (ε ; t)-Darstellung nicht ohne weiteres zu entnehmen. **Bild 3.4** stellt beide Kurvenverläufe schematisch gegenüber. Der sekundäre Bereich zeichnet sich bei konstanter Last nicht durch einen geradlinigen Anstieg aus, sondern weist eine stetig zunehmende Kriechrate entsprechend der kontinuierlich anwachsenden Spannung auf. Der Bruch erfolgt unter diesen Bedingungen eher als unter konstanter Spannung. Ab wenigen Prozent Kriechverformung macht sich der Unterschied beider Kurvenverläufe bemerkbar, und zwar umso ausgeprägter, je höher die Spannungsabhängigkeit der Kriechrate ist (Kap. 3.4.2.1).

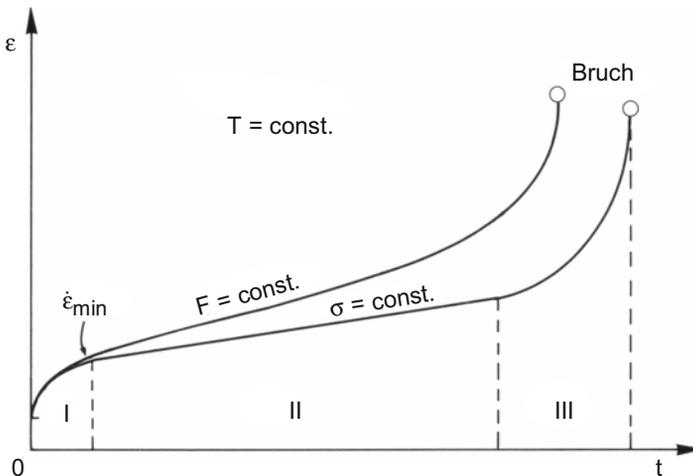


Bild 3.4 Vergleich einer idealen Kriechkurve unter konstanter Spannung mit einer Kriechkurve unter konstanter Last
Die Bereichseinteilung ist nur bei Spannungskonstanz identifizierbar.

Bild 3.5 gibt zwei unter konstanter Last ermittelte Kriechkurven eines austenitischen Stahles für sehr lange Lebensdauern von ca. 33.000 h ($\approx 3,8$ Jahre) und 203.000 h (≈ 23 J.) wieder. Die $(\epsilon; t)$ -Darstellung täuscht besonders bei der am längsten getesteten Probe eine klassische Dreiteilung der Kriechkurve vor. Bis ca. 100.000 h Belastungsdauer ist man geneigt, aufgrund des in etwa geradlinigen Kurvenanstiegs einen stationären Bereich anzunehmen, zumal sich bei den auftretenden Dehnungen der Unterschied zwischen Last- und Spannungskonstanz noch nicht deutlich bemerkbar macht. Bei genauerer Auswertung stellt sich jedoch heraus, dass kein stationäres Kriechen im mikrostrukturellen Sinne auftritt. Daher sind minimale anstelle von stationären Kriechraten angegeben.

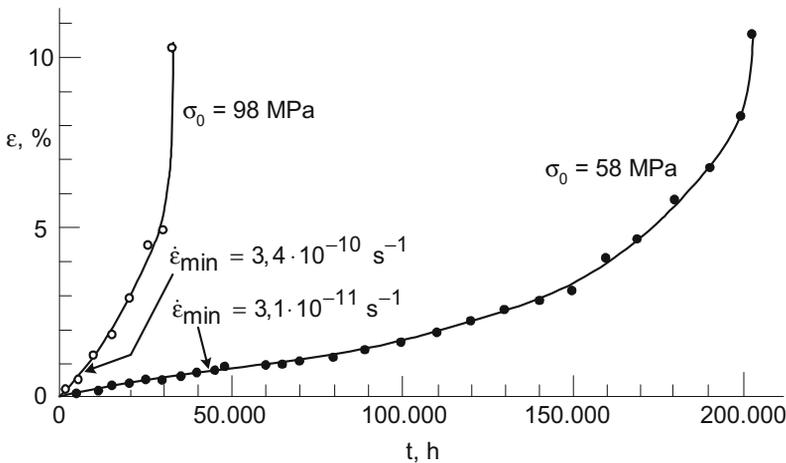


Bild 3.5 Kriechkurven für den austenitischen Stahl X 40 CoCrNi 20 20 (1.4977; S-590) bei 750 °C bis über 200.000 h (23 J.) Belastungsdauer bis zum Bruch [3.1]

3.3.2 Darstellungsformen der Kriech- und Zeitstanddaten und Aspekte der Bauteilauslegung

Die aus Kriechversuchen gewonnenen Daten können in verschiedenen Schaubildern für die Bauteilberechnungen oder für Werkstoffvergleiche aufbereitet werden. **Bild 3.6** stellt die gebräuchlichsten Darstellungsformen gegenüber. Die isochronen Zeitdehn- und Zeitstandlinien werden zusammen mit den Festigkeitsdaten aus Zugversuchen in Abhängigkeit von der Temperatur in Festigkeitsschaubildern zusammengetragen, **Bild 3.7**. Dem Konstrukteur dienen diese Diagramme dazu, für einen gegebenen Werkstoff zu erkennen, welcher Auslegungskennwert bei einer bestimmten Temperatur relevant ist und wie hoch dieser ist.

Verständlicherweise kann beispielsweise eine 10^4 h-Zeitstandfestigkeit oder 1 %/ 10^4 h-Zeitdehnungsgrenze nicht direkt gemessen werden, denn eine Probe wird nicht exakt nach dieser Zeit brechen bzw. 1 % Dehnung erreichen. In den Kriechversuchen werden zunächst Spannungen angesetzt, die zu abgeschätzten Ziel Lebensdauern führen. Die Zeitstandfestigkeiten und Zeitdehnungsgrenzen mit glatten

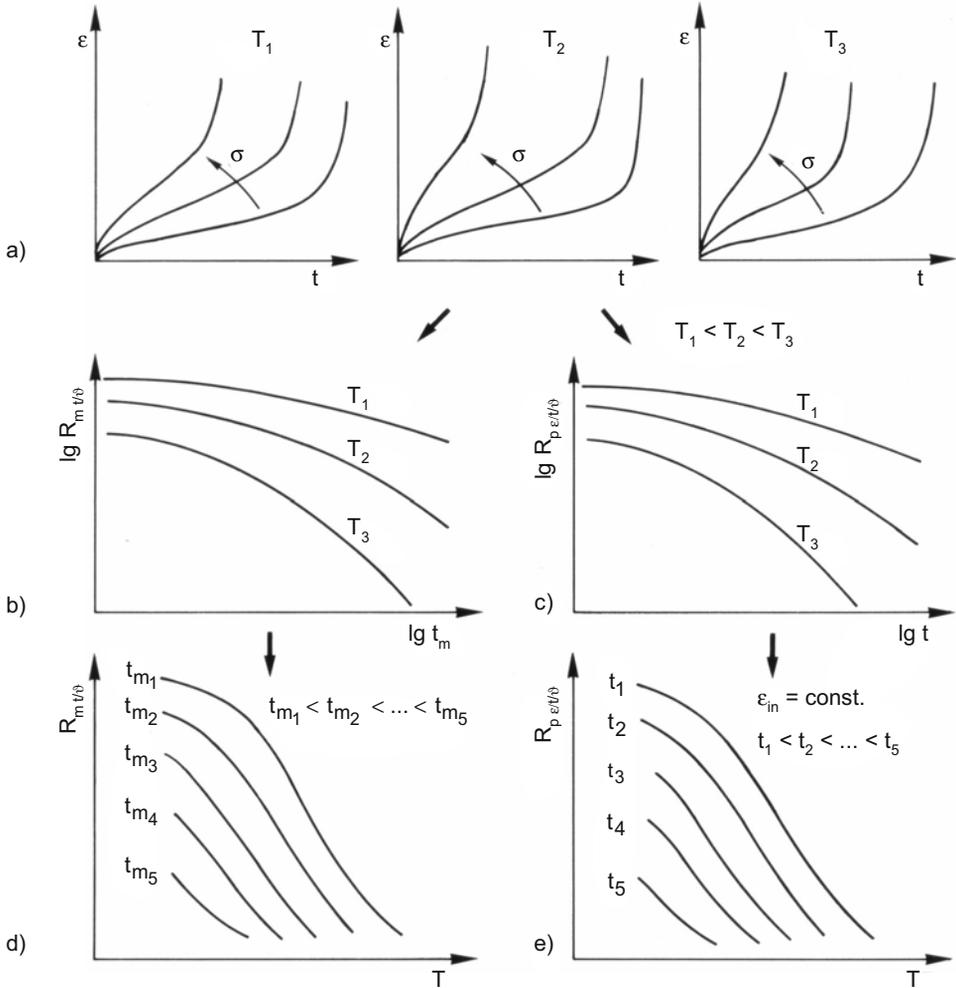


Bild 3.6 Darstellungsformen der Kriech- und Zeitstanddaten

- $(\epsilon; t)$ -Kriechkurven
- Zeitstanddiagramm
- Zeitdehnliniendiagramm
- Isochrone Zeitstandlinien
- Isochrone Zeitdehnlinsen

Zeitangaben werden dann durch Interpolation oder (begrenzte) Extrapolation aus den Zeitstand- bzw. Zeitdehnliniendiagrammen gewonnen.

Grundsätzlich ist bei erhöhten Temperaturen die Frage von Bedeutung, ob die Dimensionierung nach den zeitunabhängigen Kennwerten, der Streck- oder 0,2 %-Dehngrenze oder bei spröden Werkstoffen der Zugfestigkeit, erfolgen

kann, oder ob nach der zeitabhängigen Zeitdehngrenze oder Zeitstandfestigkeit auszulegen ist. Technisch kann beispielsweise die 1 %-Zeitdehngrenze für 10^5 h relevant sein: $R_{p\ 1/10^5/t/\vartheta}$.

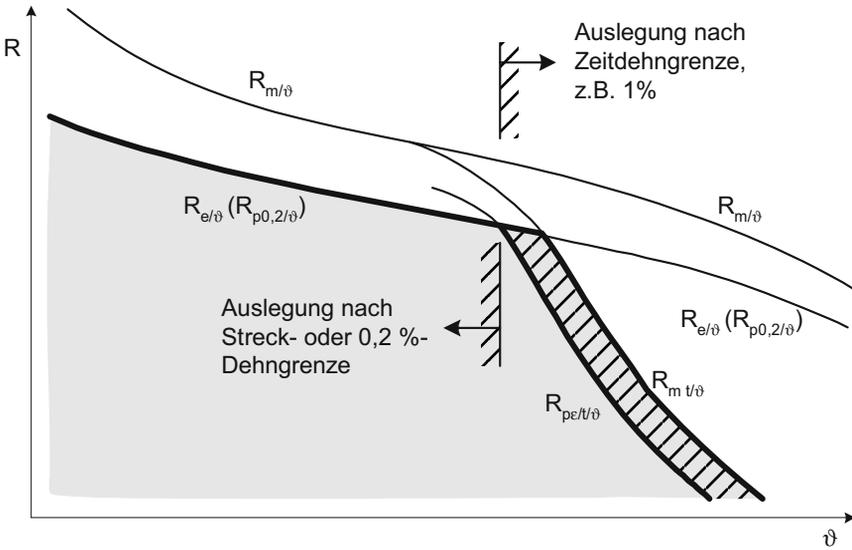


Bild 3.7 Schematisches Festigkeitsschaubild für tiefe und hohe Temperaturen

Nach DIN 50 118 wird bei den Dehnungsangaben stets die gesamte bleibende (= inelastische) Dehnung ε_{in} genannt, einschließlich der eventuell zu berücksichtigenden plastischen Anfangsdehnung. Aufgrund dieser Festlegung nähern sich zu tieferen Temperaturen die Zeitdehnlängen und die betreffenden zeitunabhängigen Dehngrenzen aus Zugversuchen bei derselben Nenndehnung an, ohne sich zu schneiden. Dieser Konvention folgen die praxisüblichen Darstellungen nicht immer, d. h. es werden manchmal Zeitdehngrenzlängen eingetragen, die ausschließlich die Kriechdehnung erfassen. Somit kommt es zum Überschneiden der zeitunabhängigen und der zeitabhängigen Dehngrenzlängen. Für Auslegungskennwerte sind diese Abweichungen streng zu beachten.

Bei den Zugversuchsdaten müssen die vorgeschriebenen Dehnraten eingehalten werden, weil die Werte besonders bei hohen Temperaturen sowie – vor allem bei krz-Metallen – bei sehr tiefen Temperaturen zeit- und damit dehnratenabhängig sind. Für Werkstoffe mit geringen Zeitbruchdehnungen erfolgt die Auslegung oft auch nach der Zeitstandfestigkeit mit entsprechenden Sicherheitsabschlägen. Daher wird der Verlauf der Zeitstandfestigkeit für eine bestimmte Lebensdauer über der Temperatur meist zusätzlich eingetragen.

Für ein vollständiges Festigkeitsschaubild ist – mit entsprechender statistischer Absicherung der Werte – eine sehr große Datenbasis erforderlich. Für den zeitabhängigen Festigkeitsbereich zieht sich die Erstellung eines solchen Diagramms daher über viele Jahre, oft sogar Jahrzehnte hin. **Bild 3.8** zeigt ein Beispiel eines Festigkeitsschaubildes für den hochwarmfesten martensitischen 12 %

Cr-Stahl X22CrMoV12-1. Für dieses Material liegt der Schnittpunkt zwischen R_e oder $R_{p0,2}$ und $R_{p1/10^5/\vartheta}$ bei etwa 300 °C und der mit der Zeitstandfestigkeit $R_{m10^5/\vartheta}$ bei ca. 320 °C. Oberhalb dieser Temperaturen wirken sich Kriechvorgänge bei diesem Werkstoff so stark aus, dass die Auslegung nach zeitabhängigen Kenndaten zu erfolgen hat. Bei geringeren als den hier zugrunde gelegten Lebensdauern von 10^5 h verschiebt sich die Schnitttemperatur zu höheren Werten. Beispielsweise beträgt die 10^5 h-Zeitstandfestigkeit bei 450 °C nur etwa die Hälfte der Warmzugfestigkeit bei dieser Temperatur, bei 500 °C rund die Hälfte der Warmstreckgrenze.

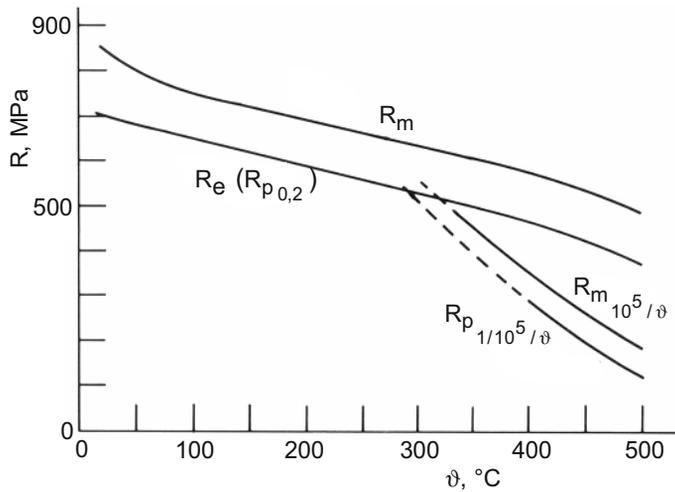


Bild 3.8 Festigkeitsschaubild des martensitischen 12 % Cr-Stahles X22CrMoV12-1
Für die 1 %-Zeitdehnlinie sowie für die Zeitstandlinie sind 100.000 h angesetzt.

Bei Bauteilen, die durch ihr eigenes Gewicht oder – im Falle der Rotation – durch ihre Fliehkraft belastet werden, ist es für den Werkstoffvergleich oft günstiger die Festigkeitswerte auf die Dichte zu normieren. Analog zu tiefen Temperaturen, bei denen die Begriffe Reißlänge oder z. B. 0,2 %-Dehnlänge gebräuchlich sind, kann bei hohen Temperaturen von *Zeitreißlänge* oder *Zeitdehnlänge* gesprochen werden mit den Berechnungsgleichungen:

$$L_{m\ t/\vartheta} = \frac{R_{m\ t/\vartheta}}{\rho \cdot g} \quad \text{und} \quad L_{p\ \varepsilon/t/\vartheta} = \frac{R_{p\ \varepsilon/t/\vartheta}}{\rho \cdot g} \quad (3.8\ a, b)$$

$$g \quad \text{Erdbeschleunigung} = 9,81\ \text{m/s}^2$$

Zahlenbeispiel: Bei einer Zeitstandfestigkeit von 100 MPa und einer Dichte von $8\ \text{g/cm}^3$ beträgt die Zeitreißlänge 1,274 km. Ein unter Eigengewicht hängender Stab dieser Länge mit gleich bleibendem Querschnitt würde also an der Einspannstelle bei der Temperatur ϑ nach der Zeit t abreißen. Die Zeitdehnlänge

besagt analog, dass sich im Einspannbereich eine definierte plastische Dehnung einstellt. Die Dehnung über der Gesamtlänge ist viel geringer, weil die Spannung mit dem Abstand abnimmt.

Bei rotierenden Bauteilen, z. B. Turbinenschaufeln, geht die Dichte ebenfalls direkt proportional in die Berechnung der Spannung in einem beliebigen Querschnitt ein. Bei konstantem Querschnitt über der Bauteillänge gilt für die Radialspannung:

$$\sigma(r) = \frac{\rho \omega^2}{2} (r_a^2 - r^2) = 19,7 \rho n^2 (r_a^2 - r^2) \quad (3.9)$$

- ω Winkelgeschwindigkeit = $2 \pi n$
- n Drehzahl
- r_a Außenradius des rotierenden Teiles vom Drehmittelpunkt
- r Abstand des betrachteten Querschnittes vom Drehmittelpunkt

Der am stärksten kriechbelastete Querschnitt ergibt sich aus derjenigen Kombination aus Spannung und Temperatur, welche die geringste Zeitstandfestigkeit oder Zeitdehngrenze hervorruft. Abhängig vom Temperaturverlauf über der Bauteillänge ist dies nicht unbedingt die Stelle höchster Spannung, also nicht der Einspannquerschnitt oder bei Turbinenschaufeln nicht der Fußquerschnitt. Wie im Falle des eigengewichtbelasteten Stabes bedeutet eine Auslegung nach Zeitdehngrenze, dass sich die vorgegebene Dehnung nur im kritischen Querschnitt einstellt, nicht jedoch über der gesamten rotierenden Bauteillänge.

Ebenso wie bei tiefen Temperaturen die Festigkeitskennwerte R_e oder $R_{p0,2}$ sowie R_m im einaxialen Zugversuch gewonnen werden, liegen für hohe Temperaturen generell die Zeitdehngrenzen und Zeitstandfestigkeiten aus Kriechversuchen mit einem einachsigen Spannungszustand vor. Bei *mehrachsigem Spannungszuständen* berechnet man im Tieftemperaturbereich nach einer der Festigkeitshypothesen eine Vergleichsspannung σ_V , welche mit der äußeren Spannung im einaxialen Zugversuch gleichwertig ist. Der Ausdruck „gleichwertig“ bezieht sich bei den Festigkeitshypothesen auf das Versagen durch Bruch bei spröden Werkstoffen (Normalspannungshypothese) oder den plastischen Fließbeginn (Schubspannungs- und Gestaltänderungsenergiehypothese). Für *Kriechen* unter einem mehrachsigen Spannungszustand liefert die Berechnung einer Vergleichsspannung nach der auf *von Mises* zurückgehenden Gestaltänderungsenergiehypothese oft eine gute Übereinstimmung mit Experimenten [3.2, 3.3]. Eine Kombination der *von Mises*- mit der Normalspannungshypothese ist treffender, wenn für das Zeitstandversagen die maximale Hauptnormalspannung σ_1 maßgebend ist (z. B. [3.4 - 3.6]).

Mehrachsigem Zugspannungszustände können an Kleinproben mit Hilfe gekerbter Zeitstandproben nachgebildet werden (Kap. 3.16).

3.4 Versetzungskriechen

3.4.1 Mikrostrukturelle Interpretation

Im Folgenden wird von Versetzungen als den Trägern der Kriechverformung ausgegangen, was als Versetzungskriechen bezeichnet wird. Aufbauend auf den Ausführungen in Kap. 3.1 kann der Kriechprozess versetzungsdynamisch gedeutet werden. Hierzu wird die so genannte Erholungstheorie des Kriechens in ihren Grundzügen vorgestellt. Leitgedanke dieser Theorie, die auf J. Weertman zurückgeht [3.7], ist die vollkommene thermische Aktivierung des thermischen Spannungsanteiles σ_{eff} . Dies bedeutet, dass sich die außen angelegte Spannung das Gleichgewicht hält mit den inneren Spannungen, die von den langreichweitigen Spannungsfeldern der Versetzungen herrühren, siehe Gl. (3.2). Nach dieser Vorstellung setzt sich die verformungstragende Versetzungsbewegung aus schnell ablaufenden Gleitschritten und langsamen Kletterschritten zusammen. Letztere bewirken das Auslöschung von Versetzungen. Die Erholung stellt also den entscheidenden Teilschritt des Versetzungskriechens dar. Da das Klettern geschwindigkeitsbestimmend für die Verformung ist, spricht man auch von *kletter- oder erholungskontrolliertem Kriechen*. Sobald sich infolge des Klettervorganges ein Versetzungsteilstück ausgelöscht hat, kann sich ein neues gleicher Länge oder gleicher Energie bilden. Der Verformungsvorgang bleibt hierdurch ständig im Gange, solange äußere Spannung anliegt.

Die Kriechkurve mit ihrer klassischen Dreiteilung lässt sich mit diesen Kenntnissen folgendermaßen interpretieren. Sofern sich der Werkstoff in einem versetzungsarmen Ausgangszustand befindet (gegossen oder rekristallisiert), wird sich die Versetzungsdichte entsprechend der äußeren Spannung nach Lastaufgabe erhöhen. Im Primärbereich werden mehr Versetzungen erzeugt, als in derselben Zeit durch Erholung abgebaut werden. Zunehmende Versetzungsdichte bedeutet ein engmaschigeres Versetzungsnetzwerk und damit stärkere gegenseitige Behinderung der Versetzungsbewegungen. Die Verfestigung h nach Gl. (3.4) überwiegt also im Übergangsbereich, und die Kriechrate nimmt stetig ab.

Nach der Erholungstheorie kann sich die Versetzungsdichte und damit die Verfestigung h maximal soweit erhöhen, bis ein Gleichgewicht zwischen der außen angelegten Spannung und den durch die Versetzungen zustande kommenden inneren Spannungen entsteht. Dieser Zustand kennzeichnet den sekundären Kriechbereich:

$$\sigma_a \approx \sigma_{i_{\text{max}}} = \alpha \cdot G \cdot b \cdot \sqrt{\rho_{\text{max}}} \quad (3.10)$$

für $\sigma_{\text{eff}} \approx 0$ (Erholungstheorie)

Die Versetzungsdichte nimmt einen maximalen zeitlichen Mittelwert $\bar{\rho}$ an. Sie befindet sich dabei in einem *dynamischen Gleichgewicht*, d. h. die pro Zeiteinheit ausgelöschten Versetzungen werden in derselben Zeiteinheit neu gebildet:

$$\left| \frac{d\rho^-}{dt} \right| = \frac{d\rho^+}{dt} \quad (3.11)$$

und

$$\bar{\rho} = \rho_{\max} = \frac{1}{(\alpha \cdot b)^2} \cdot \left(\frac{\sigma_i}{G} \right)^2 \approx \frac{4}{b^2} \cdot \left(\frac{\sigma_a}{G} \right)^2 \quad \text{mit } \alpha \approx 0,5 \text{ und } \sigma_i \approx \sigma_a \quad (3.12)$$

- ρ^+ erzeugte Versetzungsdichte
 ρ^- vernichtete Versetzungsdichte
 $\bar{\rho}$ zeitlich mittlere Versetzungsdichte

Zahlenbeispiel: Für Ni mit $b = 2,5 \cdot 10^{-10}$ m und $G = 60$ GPa (bei hohen Temperaturen) errechnet sich bei einer anliegenden Spannung von $\sigma_a = 100$ MPa eine Versetzungsdichte von $\bar{\rho} \approx 2 \cdot 10^8$ m/cm³.

Man bezeichnet den Sekundärbereich auch als *stationären* Kriechbereich, weil sich die Versetzungsdichte zeitlich nicht ändert. Für derartige stationäre Zustände gibt es zahlreiche Analogien, z. B. chemische Gleichgewichte oder die stationäre Strömung eines Mediums oder die von Wärme (einströmende Menge pro Zeit = ausströmende Menge pro Zeit). Die sich einstellende stationäre Kriechrate $\dot{\epsilon}_s$ ist minimal wegen maximal möglicher Verfestigung, und sie bleibt im stationären Bereich konstant, sofern bei konstanter Spannung geprüft wird. In Gl. (3.12) fällt auf, dass die Versetzungsdichte nur von der Spannung abhängt; eine leichte Temperaturabhängigkeit kommt lediglich über den G-Modul zustande.

Der Kriechvorgang ist über die Erholungsrate r stark temperaturabhängig. Das Gleichgewicht von Entfestigung und Verfestigung im stationären Bereich lässt sich beschreiben, wenn die Gln. (3.3) und (3.4) in Bezug gesetzt werden:

$$\dot{\epsilon}_s = \frac{\left| \frac{d\rho^-}{dt} \right|}{\frac{d\rho^+}{d\varepsilon}} = \frac{r}{h} = \text{const.} \quad (3.13)$$

Die Entwicklung der Versetzungsstruktur in den beiden ersten Kriechbereichen ist schematisch in **Bild 3.9** dargestellt. Während des Übergangskriechens formiert sich aus einer anfänglich regellosen Versetzungsverteilung bei vielen Werkstoffen ein Subkorngefüge. Im stationären Bereich ist diese Entwicklung abgeschlossen und der Subkornradius d_{SK} ändert sich nicht mehr. Er steht mit der angelegten Spannung in umgekehrt-proportionalem Verhältnis:

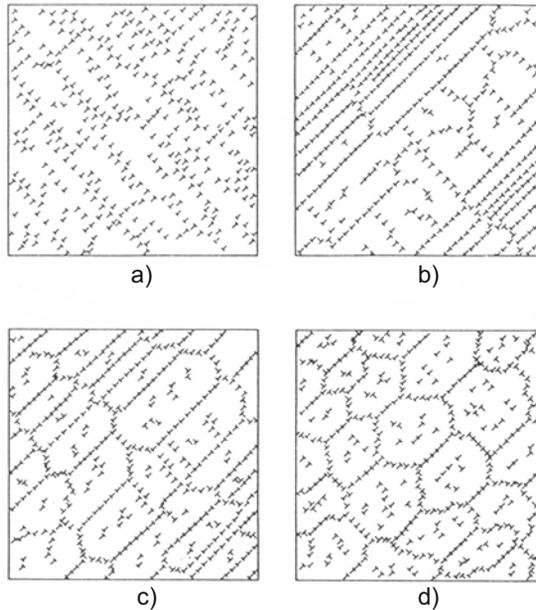


Bild 3.9 Schematische Darstellung zur Entwicklung der Versetzungsstruktur beim Kriechen [3.8]

- regellose Verteilung zu Beginn des Primärbereiches
- beginnende Bildung von Kleinwinkelkorngrenzen im fortgeschrittenen Primärbereich
- fortgeschrittene Bildung von Kleinwinkelkorngrenzen gegen Ende des Primärbereiches
- abgeschlossene Subkornbildung im Sekundärbereich

$$d_{SK} \sim \frac{1}{\sigma_a} \quad (3.14)$$

Bild 3.10 zeigt ein Beispiel von Subkorngrenzen in einem austenitischen Stahl nach Kriechbeanspruchung im Sekundärbereich.

Theoretisch könnte sich die Verformung im stationären Bereich nahezu endlos fortsetzen, d. h. die Dehnung könnte so groß werden, bis die auf den Restquerschnitt bezogene Spannung die Trennfestigkeit erreicht. Dies ist praktisch nicht der Fall, weil sich gleichzeitig mit der Verformung Schädigung im Werkstoff entwickelt in Form von Poren und Rissen. Im Tertiärbereich hat sich die innere Werkstoffschädigung so weit fortentwickelt, dass sie eine Beschleunigung des Kriechvorganges hervorruft, die letztlich zum Bruch führt. Bei ausreichend kriechduktilen Werkstoffen tritt an einer zufällig schwächeren Stelle Einschnürung im Bereich III auf.

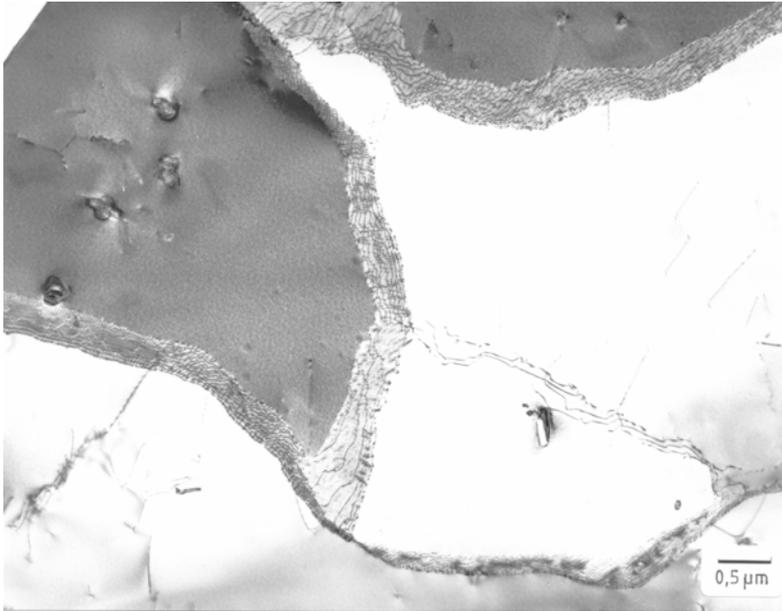


Bild 3.10 Subkorngrenzen im austenitischen Stahl *Alloy 800 H* nach Kriechbeanspruchung im stationären Bereich, TEM-Hellfeld-Bild [3.9]

3.4.2 Gesetzmäßigkeiten des Versetzungskriechens

Die Gesetzmäßigkeiten des Versetzungskriechens werden geeigneterweise auf die sekundäre oder stationäre Kriechrate $\dot{\epsilon}_s$ bezogen. Zum einen repräsentiert diese Größe die Kriechfestigkeit des Werkstoffes, zum anderen hat sich im stationären Bereich eine gleich bleibende Versetzungsanordnung eingestellt. Im Primärbereich ist diese Bedingung nicht erfüllt, weil sich hier die Versetzungsdichte und -anordnung ändern. Im tertiären Kriechabschnitt liegen ebenfalls keine stabilen strukturellen Verhältnisse vor aufgrund verstärkter Kriechschädigung und eventueller Einschnürung.

3.4.2.1 Spannungsabhängigkeit

Im Bereich mittlerer und niedriger Spannungen folgt die Spannungsabhängigkeit der sekundären Kriechrate mit guter Genauigkeit einem Potenzgesetz, dem *Norton'schen Kriechgesetz*:

$$\dot{\epsilon}_s = A \cdot \sigma^n \quad (3.15)$$

- A Konstante = $f(T, \text{Werkstoff und Werkstoffzustand})$
- n Spannungsexponent

Man spricht in diesem Bereich auch vom *Potenzgesetz-Kriechen*. Bei hohen Spannungen, die für kriechbeanspruchte Bauteile uninteressant sind und nur bei der Warmumformung eine Rolle spielen, wurde festgestellt, dass das Potenzgesetz nicht gilt (*power-law-breakdown*), sondern eine Exponentialfunktion die Spannungsabhängigkeit besser beschreibt. Bezogen auf die Dehnrates und den Diffusionskoeffizienten tritt dieser Übergang bei $\dot{\epsilon}/D \approx 10^{13} \text{ m}^{-2}$ auf. Anpassungen durch andere Funktionen, z. B. eine sinh-Funktion, können besonders über größere Spannungsbereiche die Messwerte besser beschreiben. Sie werden jedoch selten verwendet, weil das Norton'sche Gesetz einfach ist in Bezug auf Berechnung und Auftragung.

Zweckmäßigerweise werden die Ergebnisse in doppeltlogarithmischer Achsenteilung dargestellt, damit sich gemäß Gl. (3.15) Geradenabschnitte ergeben, wenn der Spannungsexponent konstant ist ($\lg \dot{\epsilon}_s = a + n \cdot \lg \sigma$, $a = \text{const.}$).

Bild 3.11 zeigt die Auftragung schematisch für eine konstante Temperatur. Der Spannungsexponent nimmt bei Reinetallen Werte von $n \approx 4$ bis 5 an. Bei einphasigen Legierungen kann er darunter liegen ($n \approx 3$), bei mehrphasigen Legierungen dagegen deutlich darüber, bis zu $n \approx 40$. Bei sehr niedrigen Spannungen oder Kriechraten können Exponenten um $n \approx 1$ auftreten. Ein Exponent von $n \approx 1$ bedeutet einen Wechsel im Verformungsmechanismus, der ausschließlich auf Diffusion beruht und Diffusionskriechen genannt wird (Kap. 3.6).

Bild 3.12 gibt ein Beispiel für die $\dot{\epsilon}_s = f(\sigma)$ -Abhängigkeit des hochwarmfesten austenitischen Stahls *Alloy 800 H* für 900 und 1000 °C wieder. Der Exponent liegt bei diesem Werkstoff in dem untersuchten Spannungsbereich konstant bei $n = 5,1$.

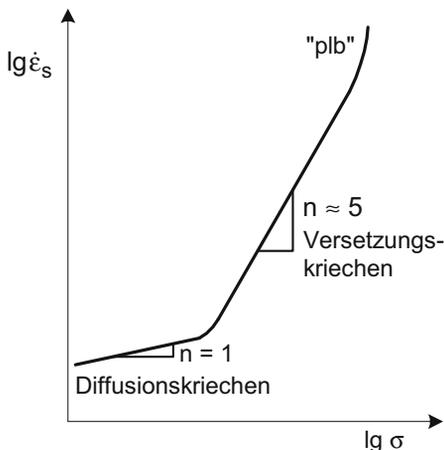
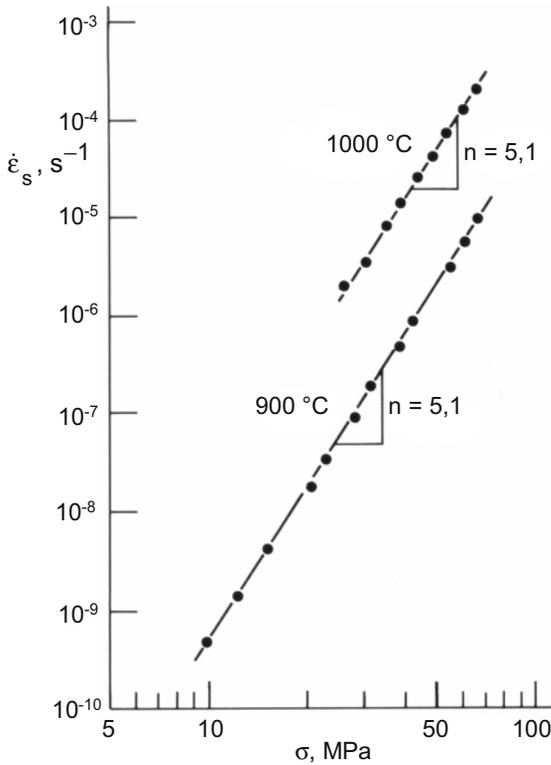


Bild 3.11

Spannungsabhängigkeit der stationären Kriechrate für einphasige Metalle und Legierungen (plb: *power-law-breakdown*)

**Bild 3.12**

Spannungsabhängigkeit der stationären Kriechraten des austenitischen Stahles *Alloy 800 H* bei 900 und $1000\text{ }^\circ\text{C}$ [3.9]

Die in Kap. 3.3.1 beschriebene Versuchsführung unter *Lastkonstanz* lässt sich gezielt nutzen, um aus einem Einzeltest Aussagen über die Spannungsabhängigkeit der Kriechrate zu erhalten, weil die Spannung während des Versuches stetig ansteigt. Dazu muss die jeweils wahre Kriechrate $\dot{\epsilon}_w$ mit der wahren Spannung σ_w in Beziehung gesetzt werden. Die wahre Spannung wiederum steht bei gegebener Ausgangsspannung mit der technischen Dehnung ϵ und der wahren Dehnung ϵ_w im Bereich der Gleichmaßdehnung in einem festen Verhältnis, siehe Gl. (3.7). Die wahren Werte errechnen sich aus:

$$\epsilon_w = \int_{L_0}^{L_i} \frac{dL}{L} = \ln \frac{L_i}{L_0} = \ln(1 + \epsilon) \quad (3.16)$$

sowie

$$\dot{\epsilon}_w = \frac{d\epsilon_w}{dt} = \frac{1}{L_i} \cdot \frac{dL}{dt} \quad \text{s. Gl. (3.6)}$$

Legt man das Norton'sche Kriechgesetz

$$\dot{\varepsilon}_W = A \cdot \sigma_W^n = A \cdot [\sigma_0(1+\varepsilon)]^n \quad \text{s. Gln. (3.15) u. (3.7)}$$

zugrunde, folgt durch Logarithmieren:

$$\lg \dot{\varepsilon}_W = \underbrace{\lg A + n \cdot \lg \sigma_0}_{=\text{const.}=b} + n \cdot \lg(1+\varepsilon) = b + 0,434 \cdot n \cdot \varepsilon_W \quad (3.17)$$

b Konstante

Da es sich hierbei um eine Geradengleichung handelt, geht aus der Auftragung der wahren Kriechrate (logarithmisch) gegen die wahre Dehnung (linear) der Spannungsexponent unmittelbar aus der Steigung hervor:

$$n = 2,304 \cdot \frac{d(\lg \dot{\varepsilon}_W)}{d\varepsilon_W} \quad (3.18)$$

Bild 3.13 stellt die $(\lg \dot{\varepsilon}_W; \varepsilon_W)$ -Diagramme für Versuchsführung unter konstanter Spannung und konstanter Last bei idealer Dreiteilung der Kriechkurven gegenüber. Neben der Möglichkeit, den Spannungsexponenten aus dieser Auftragung zu ermitteln, besitzt sie den weiteren Vorteil, dass Feinheiten des Kriechverlaufs

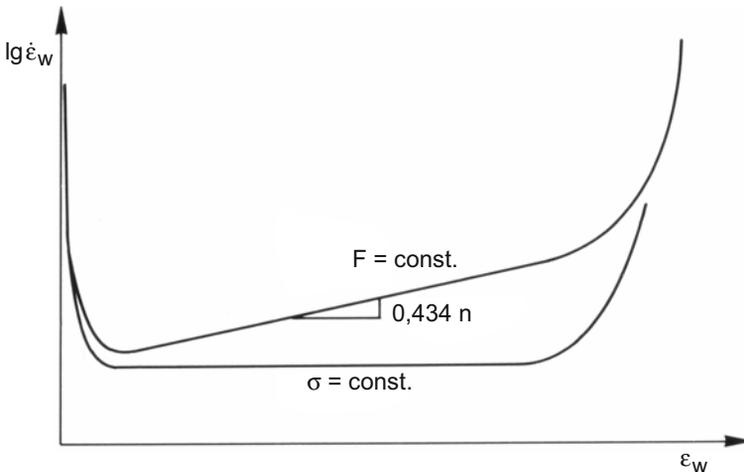


Bild 3.13 Differenzierte Kriechkurve in der Auftragung der wahren Kriechrate (log.) gegen die wahre Dehnung (lin.) für ideale Verläufe unter konstanter Spannung und konstanter Last

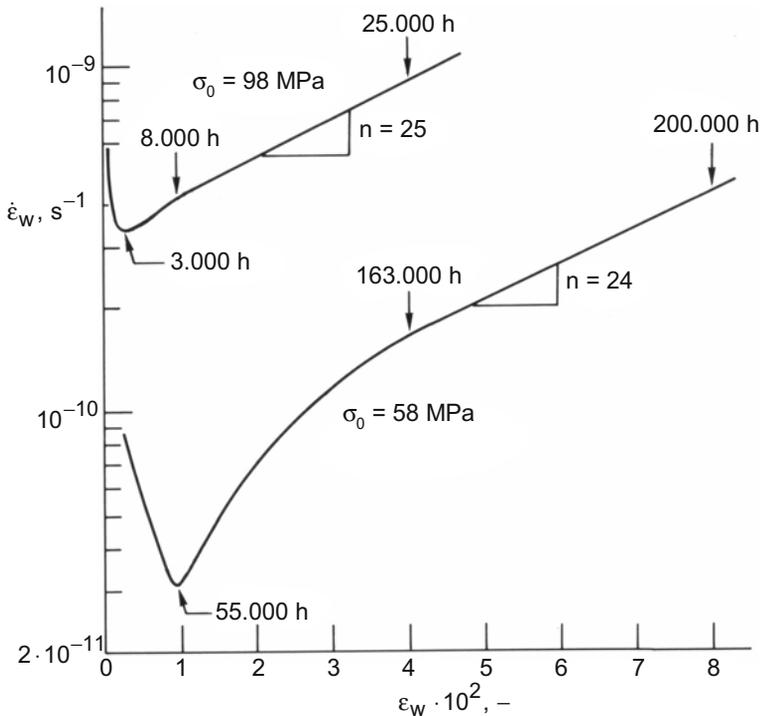


Bild 3.14 Verläufe der wahren Kriechrate gegen die wahre Dehnung des austenitischen Stahles X 40 CoCrNi 20 20 bei 750 °C für sehr niedrige Dehnraten [3.1]

– besonders Abweichungen vom klassischen Verhalten – gut aufgelöst werden können, was bei der üblichen (ϵ ; t)-Darstellung nicht gelingt. **Bild 3.14** zeigt dies an einem Beispiel für die Kriechkurven entsprechend Bild 3.5. Man erkennt gegenüber dem idealen Verhalten nach Bild 3.13 für $F = \text{const.}$ bei der lang getesteten Probe einen steilen, gekrümmten Kurvenverlauf nach dem Kriechratenminimum sowie einen sehr hohen Spannungsexponenten im geradlinig ansteigenden Kurventeil bei beiden Versuchen. Beide Erscheinungen deuten nicht auf einen echten stationären Kriechbereich im Anschluss an das Minimum hin. Die Gründe für diese Anomalien hängen u. a. mit der Mehrphasigkeit der Legierung zusammen.

3.4.2.2 Temperaturabhängigkeit

Die Temperaturabhängigkeit der stationären Kriechrate folgt einer Arrhenius-Exponentialfunktion:

$$\dot{\epsilon}_S = B \cdot e^{-\frac{Q_C}{R \cdot T}} \quad (3.19)$$

B Konstante = $f(\sigma, \text{Werkstoff und Werkstoffzustand})$

In dieser Schreibweise wird die Aktivierungsenergie – wie meist üblich – auf 1 Mol bezogen; bezöge man sie auf 1 Atom, so stünde im Nenner des Exponenten anstelle der allgemeinen Gaskonstanten R die Boltzmann-Konstante k_B (siehe auch Gl. 1.5).

Als grobe Vorstellung über die starke Temperaturabhängigkeit möge folgende Angabe dienen: Eine Temperaturerhöhung um 10°C kann eine *Halbierung* der Belastungsdauer bis zum Bruch bewirken. Selbstverständlich gilt dieser pauschale Wert nicht allgemein, vielmehr sind der Werkstoff, die Spannung und die Ausgangstemperatur zu nennen.

Da dem Kriechen als Elementarprozess das Klettern von Stufenversetzungen und somit die Diffusion zugrunde liegt, findet man bei Reinetallen eine Übereinstimmung der Aktivierungsenergie des Kriechens mit derjenigen der Selbstdiffusion: $Q_C \equiv Q_{SD}$ (c: *creep*). In Legierungen findet zwar derselbe Grundmechanismus statt, die gemessene Aktivierungsenergie kann aber in mehrphasigen Legierungen deutlich vom Wert für die Diffusion abweichen, weil eine so genannte Reibungsspannung zu berücksichtigen ist (Kap. 3.8). Bei der Arrhenius-Auftragung ($\lg \dot{\epsilon}_S; 1/T$) kann die Aktivierungsenergie aus der Steigung der Geraden entnommen werden:

$$Q_C = -2,304 \cdot R \cdot \frac{d(\lg \dot{\epsilon}_S)}{d(1/T)} \quad (3.20)$$

Bild 3.15 gibt ein Beispiel für den Stahl *Alloy 800 H* wieder, bei dem stationäre Kriechraten jeweils bei einer Spannung von 28 MPa zwischen 900 bis 1000 °C gemessen wurden. Es errechnet sich nach Gl. (3.20) eine Aktivierungsenergie von 350 kJ/mol. Bei dieser Art der Berechnung wird man auch bei Reinetallen prinzipiell einen etwas höheren Wert finden, als er der Diffusion entspricht. Der Grund liegt darin, dass sich bedingt durch die Temperaturabhängigkeit der elastischen Moduln bei gleicher Spannung mit steigender Temperatur eine zunehmende Versetzungsdichte einstellt. Dies wiederum ist auf den Einfluss des Schubmoduls auf die elastische Gitterverzerrungsenthalpie durch die Versetzungen zurückzuführen: $U_e \sim G$. Mit zunehmender Temperatur sinkt G ; dadurch würden die inneren Spannungen bei gleich bleibender Versetzungsdichte abnehmen. Da aber die äußere Spannung zur Ermittlung der Temperaturabhängigkeit des Kriechens konstant gehalten wird und $\sigma_a \approx \sigma_i$ ist, steigt die Versetzungsdichte mit der Temperatur an (siehe auch Gl. 3.12).

Eine Korrektur auf gleich bleibende Verhältnisse bei der Versetzungsdichte wird rechnerisch dadurch vorgenommen, dass die Spannung auf den E-Modul normiert wird entsprechend der zusammengefassten Gesetzmäßigkeit:

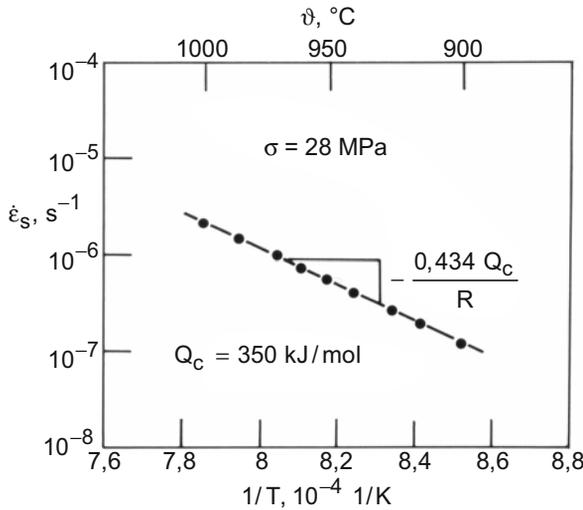


Bild 3.15 Temperaturabhängigkeit der stationären Kriechgeschwindigkeit des austenitischen Stahles *Alloy 800 H* [3.9]

$$\dot{\epsilon}_s = C \cdot \left(\frac{\sigma}{E(T)} \right)^n \cdot e^{-\frac{Q_c}{R \cdot T}} \quad (3.21 \text{ a})$$

C Konstante = f(Werkstoff und Werkstoffzustand)

Aufgrund der Proportionalität $E \sim G$ führt die Normierung mit dem Wert E zum gleichen Ergebnis wie ein ebenfalls möglicher Bezug auf G . Logarithmiert lautet Gl. (3.21 a):

$$\lg \dot{\epsilon}_s = \underbrace{\lg C + n \cdot \lg \sigma}_{= \text{const.}} - n \cdot \lg[E(T)] - \frac{0,434 \cdot Q_c}{R} \cdot \frac{1}{T} \quad (3.21 \text{ b})$$

Der Spannungsexponent n sollte sich bei Reinmetallen unter der Voraussetzung konstanten Mikrogefüges als temperaturunabhängig erweisen. Auch die werkstoffabhängige Konstante C wird als temperaturunabhängig angesetzt. Differenziert man unter diesen Voraussetzungen Gl. (3.21 b) nach $1/T$ und löst nach Q_c auf, erhält man die korrigierte Kriechaktivierungsenergie zu:

$$Q_c = -2,304 \cdot R \cdot \left[\frac{d(\lg \dot{\epsilon}_s)}{d(1/T)} + n \cdot \frac{d(\lg E)}{d(1/T)} \right] \quad (3.22)$$

Für die Korrektur muss der Verlauf $\lg E = f(1/T)$ bekannt sein. Im Beispiel nach Bild 3.15 wurde auf diese Weise eine Aktivierungsenergie von 307 kJ/mol errechnet, welche allerdings immer noch höher als die für die Diffusion der Elemente Fe, Ni, Cr in dem austenitischen Stahl liegt, welche mit ca. 285 kJ/mol angegeben wird.

Die beschriebene Berechnung der Aktivierungsenergie hat nur für wissenschaftliche Zwecke eine Bedeutung, wenn die Aktivierungsenergien des Kriechens und der Diffusion verglichen werden sollen. Für technische Belange interessiert dagegen der direkt nach Gl. (3.20) ermittelte Wert, weil er die tatsächliche Temperaturabhängigkeit der stationären Kriechrate repräsentiert.

3.4.2.3 Abhängigkeiten von Werkstoffparametern

Die Konstante C in Gl. (3.21 a) beinhaltet eine Reihe von Parametern, die den Werkstoff und den Werkstoffzustand charakterisieren. Die wesentlichen Einflussgrößen werden nachfolgend vorgestellt.

a) Diffusionskoeffizient

Eine bedeutende Rolle für die Kriechfestigkeit spielt der Diffusionskoeffizient des betreffenden Werkstoffs. Gl. (1.13) lässt sich direkt in Gl. (3.21 a) einsetzen wegen der Identität $Q_c \equiv Q_{SD}$ (bei Reinmetallen):

$$\dot{\epsilon}_s = C_1 \cdot \left(\frac{\sigma}{E} \right)^n \cdot D \quad (3.23)$$

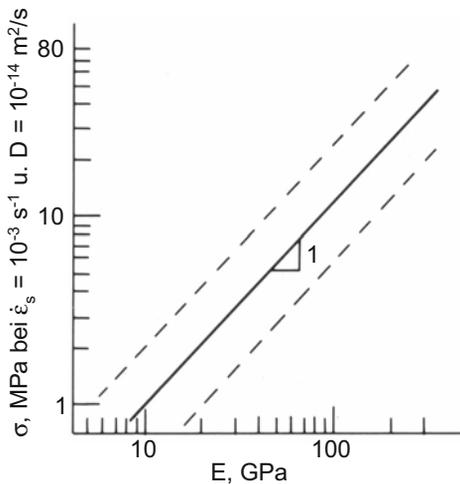
C_1 Konstante = f(Werkstoff und Werkstoffzustand)

Aus den Ausführungen in Kap. 1.3.1.2 geht hervor, dass der Diffusionskoeffizient für die meisten technisch relevanten Metalle bei derselben homologen Temperatur in etwa einen konstanten Wert annimmt: $D(T/T_S) \approx \text{const.}$ Für eine hohe Kriechfestigkeit ist es daher wesentlich, einen Werkstoff mit einem möglichst hohen Schmelzpunkt zu wählen. Vergleicht man unterschiedliche Gitterstrukturen miteinander, so stellt man fest, dass die dichtest gepackten kfz- und hdP-Metalle bei denselben homologen Temperaturen einen geringeren Diffusionskoeffizienten aufweisen als die nicht dichtest gepackten krz-Metalle (siehe Bild 1.4). In der Tat besitzen die meisten Hochtemperaturwerkstoffe eine kfz-Struktur, wie die austenitischen Stähle und die Co- sowie Ni-Basislegierungen. Allerdings liegen die Schmelzpunkte der technisch brauchbaren kfz-Werkstoffe im Gegensatz zu einigen krz-Metallen nicht außergewöhnlich hoch. Die hochschmelzenden refraktären krz-Metalle (z. B. Mo, W, Ta) sind aus Korrosionsgründen nur für Anwendungen in Inertatmosphäre geeignet.

b) Elastizitätsmodul

Man stellt einen starken Einfluss des E-Moduls auf die Kriechfestigkeit fest, wenn man verschiedene Werkstoffe unter normierten Bedingungen miteinander vergleicht. Gemäß **Bild 3.16** wird ein Zusammenhang der Form $\lg \sigma = \text{const.} + \lg E$ gefunden, wobei in diesem Fall für die Auftragung diejenige Spannung gewählt wurde, welche eine stationäre Kriechrate von $\dot{\epsilon}_s = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ erzeugt bei einer Temperatur, die für das jeweilige Metall einen Diffusionskoeffizienten von $D = 10^{-14} \text{ m}^2/\text{s}$ ergibt (daraus folgt: $\dot{\epsilon}_s / D = 10^{11} \text{ m}^{-2}$). Auf diese Weise werden nach Gl. (3.23) alle übrigen Größen konstant gehalten, um die $(\sigma; E)$ -Beziehung zu identifizieren. Allerdings wird dabei der Einfluss der Stapelfehlerenergie ignoriert (siehe unter Punkt c).

Die Korrelation nach Bild 3.16 bestätigt das in Gl. (3.21 a) und (3.23) vorweggenommene Ergebnis, nämlich dass die anzulegende Spannung linear mit dem E-Modul ansteigt, um eine konstante sekundäre Kriechrate hervorzurufen bei ansonsten gleichen übrigen Größen in Gl. (3.23). Die stationäre Kriechrate hängt also mit demselben Exponenten n von $1/E$ ab wie von der Spannung, d. h. relativ stark. **Bild 3.17** veranschaulicht diesen E-Moduleinfluss schematisch anhand einer $(\lg \dot{\epsilon}_s; \lg \sigma)$ -Darstellung.

**Bild 3.16**

Abhängigkeit der angelegten Spannung vom E-Modul unter normierten Bedingungen für verschiedene Metalle

Innerhalb der gestrichelten Linien ordnen sich alle untersuchten Metalle ein; die durchgezogene Linie gibt Mittelwerte an (nach [3.10], [3.11])

Der Einfluss des E-Moduls auf die *elastische* Verformung ist offensichtlich durch das Hooke'sche Gesetz: $\epsilon = \sigma/E$. Der E-Modul ist ein Maß für die Bindungskräfte zwischen den Atomen: Je höher der E-Modul ist, umso geringer ist die sich einstellende elastische Verformung bei konstanter Spannung. Die Auswirkung des E-Moduls auf die Kriechverformung ist nicht unmittelbar ersichtlich, beruht aber auf einem ähnlichen Überlegungsansatz. Der E-Modul geht in die Spannungsfelder der Versetzungen ein, wie in Kap. 3.4.2.2 in anderem Zusammenhang erörtert. Die gespeicherte elastische Verzerrungsenthalpie U_e weist eine Proportio-

nalität $U_e \sim G$ und damit $U_e \sim E$ auf. Hieraus lässt sich die innere Spannung gemäß Gl. (3.2) ableiten: $\sigma_i = \alpha \cdot G \cdot b \cdot \sqrt{\rho}$. Bei gleicher angelegter Spannung $\sigma_a \approx \sigma_i$ nimmt mit steigendem E- und G-Modul die Versetzungsdichte ρ ab. Folglich werden im Mittel die Gleitebenenabstände und damit die durch Klettern zu überwindenden Wege zwischen Versetzungen ungleichen Vorzeichens größer, was zu einer geringeren Erholungsrate $r = |d\rho/dt|$ führt. Entsprechend Gl. (3.13) sinkt somit die Kriechrate.

Wie aus Bild 3.17 ersichtlich ist, kann es aufgrund dieser Deutung keinen Einfluss des E-Moduls auf die Kriechrate im Bereich des reinen Diffusionskriechens mit $n \approx 1$ geben (siehe Kap. 3.6).

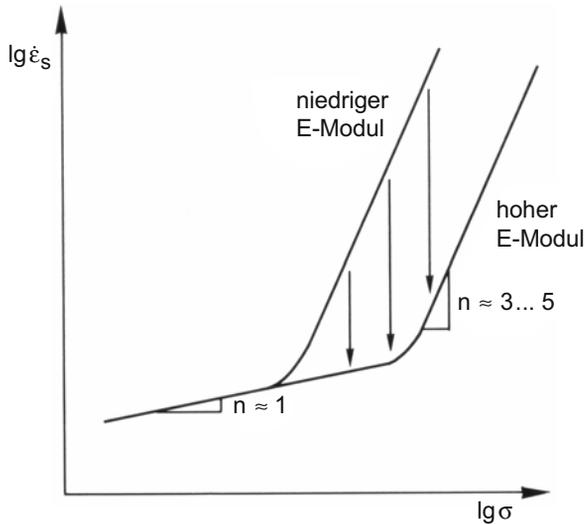


Bild 3.17 Einfluss des E-Moduls auf die stationäre Kriechrate
Die Pfeile geben die Abnahme der Kriechrate mit steigendem E-Modul bei konstanter Spannung an.

c) Stapelfehlerenergie

Vergleicht man die Kriechfestigkeit verschiedener kfz-Metalle bei gleichen σ/E -Werten und gleichen Diffusionskoeffizienten D , so werden Unterschiede deutlich, die eine systematische Abhängigkeit von der Stapelfehlerenergie aufweisen. Ni und Al beispielsweise, die beide eine hohe Stapelfehlerenergie von ca. 300 bzw. 200 mJ/m^2 besitzen, zeigen unter normierten Versuchsbedingungen relativ hohe Kriechraten gegenüber den Metallen mit geringer Stapelfehlerenergie, wie Cu oder Ag (ca. 60 bzw. 20 mJ/m^2). Für die stationäre Kriechrate wird folgender Zusammenhang in Erweiterung von Gl. (3.23) gefunden [3.12]:

$$\dot{\epsilon}_s = C_2 \cdot \gamma_{SF}^{3,5} \cdot \left(\frac{\sigma}{E}\right)^n \cdot D \quad (3.24)$$

C_2 Konstante = f(Werkstoff und Werkstoffzustand)

Bild 3.18 stellt den Einfluss der Stapelfehlerenergie auf die Kriechfestigkeit schematisch im $(\lg \dot{\epsilon}_s; \lg \sigma)$ -Diagramm dar. Da krz-Legierungen grundsätzlich eine hohe Stapelfehlerenergie von ca. 300 mJ/m² aufweisen, sind kaum Unterschiede bei diesen Werkstoffen hinsichtlich der Kriechrate unter normierten Bedingungen zu erwarten. Bei anderen Werkstoffen, besonders denen auf Ni-Basis, lässt sich der Stapelfehlerenergieeinfluss gezielt durch Legieren nutzen.

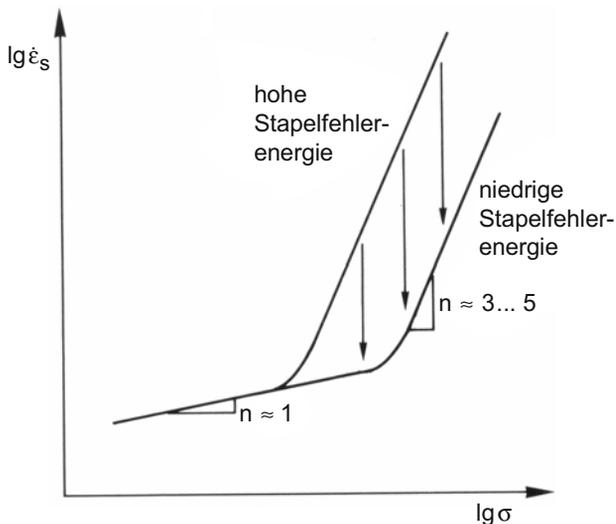


Bild 3.18 Einfluss der Stapelfehlerenergie auf die stationäre Kriechrate
Die Pfeile geben die Abnahme der Kriechrate mit sinkender Stapelfehlerenergie bei konstanter Spannung an.

Die Abhängigkeit von der Stapelfehlerenergie wird damit gedeutet, dass aufgespaltene Stufenversetzungen in ihrer Kletterbewegung behindert sind, weil die Teilversetzungen zunächst rekombinieren müssen, bevor der Kletttervorgang ermöglicht wird. Bei gegebener Spannung verzögert das Warten der aufgespaltenen Versetzungen auf die thermische Aktivierung zur Einschnürung des Stapelfehlers den gesamten Erholungsvorgang, so dass die Erholungsrate r in Gl. (3.13) vermindert wird und somit die Kriechrate abnimmt. Andere Interpretationen zum Einfluss der Stapelfehlerenergie sind denkbar [3.10].

Der hohe Einfluss der Stapelfehlerenergie überrascht insofern, als bei den betrachteten Temperaturen oberhalb ca. $0,4 T_S$ eine weitgehende thermische Aktivierung des Rekombinationsvorganges der Teilversetzungen erwartet werden

sollte. Nach gängiger Theorie laufen das Schneiden von Versetzungen sowie das Quergleiten von Schraubenversetzungen, wobei ebenfalls die Stapelfehlerbänder eingeschnürt werden müssen, bereits oberhalb rund $0,2 T_S$ so rasch thermisch aktiviert ab, dass kein mechanischer Spannungsanteil mehr dafür aufgebracht werden muss. Man kann davon ausgehen, dass der hohe Exponent von 3,5 in Gl. (3.24) nur im Bereich mittlerer Temperaturen gültig ist, nicht jedoch bei sehr hohen Temperaturen.

Im Bereich des Diffusionskriechens mit $n \approx 1$ besteht naturgemäß kein Einfluss der Stapelfehlerenergie auf die Kriechfestigkeit (siehe Kap. 3.6).

d) Korngröße

Korngrenzen stellen grundsätzlich bei allen Temperaturen unüberwindbare Hindernisse für Versetzungen dar und begrenzen somit die maximalen Laufwege der Versetzungen. Bei tiefen Temperaturen ergeben sich hieraus entscheidende Konsequenzen für die Festigkeit der Werkstoffe, welche mit abnehmender Korngröße ansteigt (Feinkornhärtung, Hall-Petch-Beziehung). Im Kriechbereich ist diese Funktion der Korngrenzen jedoch nicht maßgeblich. Wie in Kap. 3.4.1 beschrieben, bilden sich bei vielen Werkstoffen während des Kriechens Subkörner aus, so dass die Subkorngrenzen aufwegbegrenzend für die Versetzungen wirken. Auch bei Abwesenheit von Subkörnern finden die geschwindigkeitsbestimmenden Auslöschvorgänge der Versetzungen innerhalb der Körner statt; die Versetzungen laufen also gar nicht bis zu den Großwinkelkorngrenzen. Hieraus könnte man schließen, dass die Korngröße überhaupt keinen Einfluss auf die Kriechfestigkeit ausübt, solange sie genügend groß gegenüber dem sich bei gegebener Spannung einstellenden Subkornradius ist. Diese Annahme trifft jedoch nur zu, wenn man allein das kletterkontrollierte Versetzungskriechen innerhalb der Körner betrachtet. Korngrößeneinflüsse machen sich dagegen stark bemerkbar im Bereich des Diffusionskriechens sowie beim zusätzlich auftretenden Korngrenzengleiten.

3.5 Korngrenzengleiten

Korngrenzen spielen bei Kriechvorgängen eine besondere Rolle. Bei hohen Temperaturen gleiten die Körner entlang ihrer Grenzen aneinander ab, was bei tiefen Temperaturen in unmerklich geringem Maße geschieht. Dies wird als *Korngrenzengleiten* bezeichnet. Diese auf die Korngrenzen konzentrierten Kriechvorgänge überlagern sich den in den Körnern stattfindenden Verformungen:

$$\varepsilon_f = \varepsilon_K + \varepsilon_{KG} \quad (3.25)$$

ε_f	gesamte Kriechverformung
ε_K	Beitrag durch Verformung im Korninnern
ε_{KG}	Beitrag durch Korngrenzengleiten

Die für die Abgleitung maßgebliche Spannung ist die entlang der Korngrenzen wirksame Schubspannung. Da diese bei einachsiger Zugbelastung unter 45° zur Belastungsachse maximal ist, wird an 45° -Korngrenzen der größte Gleitanteil erwartet. Durch die Kornvolumen- und Korngrenzenverformung wird ein insgesamt inhomogener Deformationszustand geschaffen, weil die Gesetzmäßigkeiten für beide Vorgänge unterschiedlich sind. Gl. (3.24) beschreibt die gesamte Kriechrate im Bereich des Versetzungskriechens nur dann zuverlässig, wenn der Korngrenzenkriechanteil nicht zu hoch ist. Bei steigendem oder sogar überwiegendem zweiten Term in Gl. (3.25) müssen die für das Korngrenzenkriechen relevanten Größen berücksichtigt werden:

$$\dot{\epsilon}_{\text{KG}} = K \cdot \frac{\delta \cdot \sigma^{n^*}}{\eta_{\text{KG}} \cdot d_{\text{K}}} \quad (3.26)$$

- K Konstante
- δ effektive Korngrenzenbreite ($\approx 2 b \approx 0,5 \text{ nm}$)
- n^* Spannungsexponent für das Korngrenzengleiten, $n^* \approx 2$ bis 3
- η_{KG} Korngrenzenviskosität [N s/m^2]

Die Spannungsabhängigkeit für die Korngrenzengleitgeschwindigkeit ist geringer als die der Kornvolumenverformung. Für n^* werden Werte von ca. 2 bis 3 beobachtet (siehe Zusammenstellung in [3.13]). Mit größer werdendem Korn nimmt der Korngrenzenkriechanteil an der Gesamtverformung ab. Hier liegt *eine* der Abhängigkeiten der Kriechfestigkeit von der Korngröße begründet. Bei steigender Korngröße nimmt die Kriechrate *ab* und somit – umgekehrt wie bei der Kaltverformung – die Kriechfestigkeit *zu*.

Zusätzlich wird der Korngrenzenkriechanteil durch die Festigkeit der Korngrenzen gegen Abgleiten beeinflusst, welche durch die Korngrenzenviskosität ausgedrückt wird. Dieser Begriff wird im übertragenen Sinne wie bei Flüssigkeiten benutzt: Je höher die Viskosität ist, umso zäher fließt der Stoff. In die Korngrenzenviskosität gehen mehrere Parameter ein. Zum einen verhält sie sich umgekehrt-proportional zum Koeffizienten für Korngrendiffusion D_{KG} , d. h. $\dot{\epsilon}_{\text{KG}} \sim D_{\text{KG}}$. Somit steigt der Anteil des Korngrenzengleitens an der Gesamtverformung u. a. mit der Temperatur. An den Korngrenzen angereicherte Fremdelemente verringern die Korngrendiffusion (Kap. 1.3.3.2) und reduzieren folglich den Korngrenzenkriechanteil. Zum anderen nimmt die Korngrenzenviskosität mit Korngrenzenwiderständen zu, welche die Korngrenze fester gegen Abgleiten machen. Mit diesen Widerständen sind Korngrenzenrauigkeiten in Form von Stufen oder Wellen gemeint sowie auf der Korngrenze liegende Ausscheidungen. Gezackte Korngrenzen lassen sich bei einigen Legierungen durch geeignete Wärmebehandlung gezielt einstellen. Korngrenzenausscheidungen stellen eine wirksame legierungstechnische Maßnahme dar, um das Korngrenzengleiten zu behindern. Die Teilchen müssen relativ grob sein und dicht aneinander liegen, allerdings ohne einen durchgehenden Film zu bilden.

Mit zunehmender Spannung und zunehmender Gesamtkriechrate wird der Anteil der Korngrenzenverformung immer geringer, weil die durch Kornvolumenverformung hervorgerufene Kriechrate gemäß dem Norton'schen Kriechgesetz (Gl. 3.15) mit einem höheren Exponenten der Spannung folgt als die Korngrenzenkriechrate nach Gl. (3.26). Die Linien divergieren also in der $(\lg \dot{\epsilon}; \lg \sigma)$ -Darstellung zu höheren Spannungen. Bei genügend hohen Spannungen spielt das Korngrenzengleiten bezüglich der Gesamtverformung daher keine Rolle mehr. Entsprechend wirkt sich die Korngröße in diesem Gebiet kaum auf die Kriechfestigkeit aus. Dieser Spannungsbereich liegt in der Regel oberhalb technischer Belastungen, so dass allgemein ein größeres Korn geeignet ist, die Kriechfestigkeit von Bauteilen zu erhöhen.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurden Kornvolumen- und Korngrenzenverformung als voneinander unabhängige Vorgänge interpretiert. Tatsächlich erfordern die Verformungen entlang der Korngrenzen jedoch Anpassungsvorgänge im Korninnern. Diese *Akkommodationen* beziehen sich sowohl auf die gesamte Kornverformung, welche aus Kompatibilitätsgründen gleichzeitig zu erfolgen hat, als auch auf den lokalen Bereich beiderseits der Korngrenzen.

Die Körner deformieren nach den vorgestellten Mechanismen des Versetzungskriechens oder – bei sehr geringen Spannungen – durch Diffusionskriechen (Kap. 3.6). Der unmittelbare Bereich entlang der Korngrenzen erfordert Akkommodationen, weil die Korngrenzen von der idealen Planarität abweichen können. Außerdem muss sich die Matrix um Korngrenzenausscheidungen herum anpassen, wenn die zwischen den Teilchen liegenden Korngrenzenflächen aneinander abgleiten. **Bild 3.19** schematisiert den Prozess anhand gewellter Korngrenzen.

Die Akkommodationen im Korngrenzenbereich erfolgen wie im Kornvolumen bei höheren Spannungen durch Versetzungsbewegung und bei niedrigen hauptsächlich durch Diffusion. Das Modell ist auch auf andere Korngrenzenhindernisse, wie Stufen oder Ausscheidungen, übertragbar. An Tripelkanten muss in jedem Fall, also auch wenn die Korngrenzen glatt und ausscheidungsfrei sein sollten, Akkommodation erfolgen, weil sonst die Kompatibilität nicht gewahrt wäre. Wird das Korngrenzengleiten nicht lokal von Materietransport begleitet, kommt es zu starken Spannungsüberhöhungen an den Korngrenzen mit der Folge der Rissbildung (Kap. 3.10.2).

Das Korngrenzengleiten mit Diffusions- und/oder Versetzungsakkommodation leistet den dominanten Beitrag zur superplastischen Umformung, bei der Dehnungen von rund 100 bis 1000 % erreicht werden. Voraussetzung für diese hohen Verformungsgrade sind extrem feine, globulare Körner bis maximal 10 μm Durchmesser. Dadurch wird der Bereich des vorherrschenden Korngrenzengleitens und Diffusionskriechens zu umformtechnisch interessanten Verformungsraten von etwa 10^{-3} bis 10^{-1} s^{-1} verschoben (siehe Bild 3.21). Die Umformung muss auf jeden Fall in dem Dehnratenbereich erfolgen, welcher durch eine geringe Spannungsabhängigkeit von $\dot{\epsilon}$ im Bereich von $n \approx 1$ bis 3 gekennzeichnet ist. Die Gegenwart einer zweiten Phase ist zudem erforderlich, um Kornvergrößerung während der Umformung zu verhindern. Unter diesen Bedingungen kann prinzipiell jeder metallische Werkstoff superplastisch umgeformt werden.

Bei einer Werkstoffentwicklung sowie bei der Optimierung der Wärmebehandlung von Legierungen ist auf ein ausgewogenes Festigkeitsverhältnis zwischen dem Korninnern und den Korngrenzen zu achten. Wäre beispielsweise das Kornvolumen sehr stark durch Teilchen gehärtet und das Korngrenzengleiten nicht in entsprechendem Maße behindert, so würde verstärkt Kriechrisssbildung einsetzen. Der Werkstoff würde in diesem Fall eine verhältnismäßig geringe Zeitstandfestigkeit aufweisen, weil die Duktilität niedrig wäre.

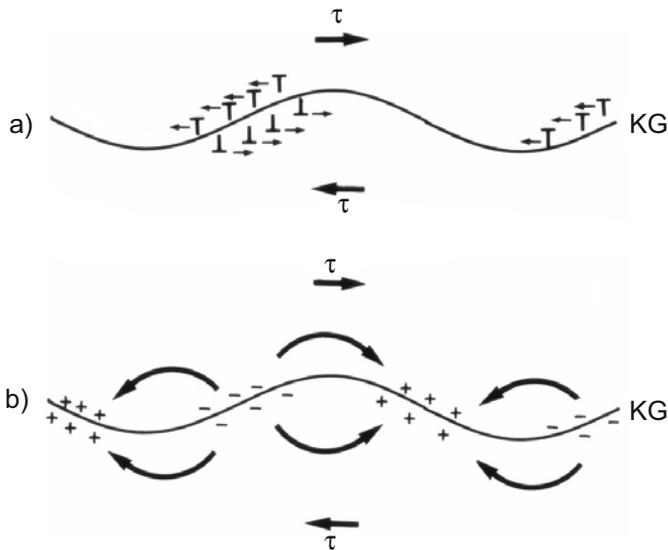


Bild 3.19 Korngrenzengleiten mit notwendigen Akkommodationsvorgängen aufgrund welliger Korngrenzenmorphologie (KG: Korngrenze)

- a) Anpassung durch Versetzungsbewegung
- b) Anpassung durch Diffusion

Die Pfeile deuten den Materiefluss aus Druckspannungsbereichen (-) in Zugspannungsbereiche (+) an.

3.6 Diffusionskriechen

Bisher wurde stets von Versetzungen als den Trägern der bleibenden Verformung ausgegangen. Grundsätzlich setzt sich die Gesamtkriechverformung ϵ_t jedoch aus einem durch die Versetzungen hervorgerufenen Anteil ϵ_v sowie einem davon unabhängigen, durch alleinige Diffusion bewirkten Dehnungsbetrag ϵ_D zusammen:

$$\varepsilon_t = \varepsilon_V + \varepsilon_D \quad (3.27)$$

Während Gl. (3.25) die Verformungsgebiete unterteilt – Kornvolumen und Korngrenzen – bezieht sich Gl. (3.27) auf die Träger der Kriechverformung. Sowohl Kornvolumen- als auch Korngrenzenverformung können jeweils durch Versetzungen sowie durch ausschließliche Diffusion zustande kommen.

Bei extrem niedrigen Spannungen stellt sich gemäß Gl. (3.2) eine sehr geringe Versetzungsdichte ein. Der durch Versetzungen getragene Kriechverformungsanteil wird dann vernachlässigbar. In diesem Bereich dominiert ein Verformungsmechanismus, welcher vornehmlich auf Leerstellenwanderung beruht. Dies wird als *Diffusionskriechen* bezeichnet. Der Vorgang basiert auf der *spannungsabhängigen Leerstellenkonzentration*. Immer dann, wenn an einem Kristall mechanische Spannungen anliegen, ist die Leerstellenkonzentration neben der Temperatur zusätzlich eine Funktion der örtlichen Spannung. In Zonen mit Zugspannungen ist die Bildung von Leerstellen erleichtert, ausgedrückt durch eine verringerte Leerstellenbildungsenthalpie. In Druckspannungsgebieten ist dagegen die Leerstellenbildung erschwert. Die temperatur- und spannungsabhängige Leerstellenkonzentration errechnet sich nach der Gleichung:

$$x_L(T, \sigma) = x_L(T) \cdot e^{\pm \frac{\Omega \cdot \sigma}{k_B \cdot T}} \approx x_L(T) \cdot \left(1 \pm \frac{\Omega \cdot \sigma}{k_B \cdot T} \right) \quad (3.28)$$

$x_L(T)$ temperaturabhängige Leerstellen-Gleichgewichtskonzentration ohne Spannung, s. Gl. (1.12)

σ örtlich wirkende Normalspannung

Ω Atomvolumen

k_B Boltzmann-Konstante

Vorzeichen + bei Zugspannung

Vorzeichen – bei Druckspannung

Die Näherung ist gültig für den Fall, dass $\Omega \cdot \sigma \ll k_B \cdot T$ ist, was bei geringen Spannungen und hohen Temperaturen zutrifft (mit typischen Atomvolumina für Metalle ist $k_B/\Omega \approx 1 \text{ MPa/K} \gg \sigma/T$).

Die Korngrenzen dienen als Quellen und Senken für Leerstellen. Um die Richtung des Leerstellen- oder Materieflusses in einem polykristallinen Werkstoff angeben zu können, müssen die Normalspannungskomponenten, welche für die Leerstellenkonzentration entscheidend sind, für die einzelnen Korngrenzenteilflächen eines Kornes identifiziert werden. Haben die Normalspannungen gleiches Vorzeichen, aber unterschiedliche Höhe – wie bei einaxialer Zugbelastung – baut sich ebenfalls ein Leerstellenkonzentrationsgradient zwischen den unterschiedlich belasteten Korngrenzen auf, weil sich nach Gl. (3.28) für $x_L(T, \sigma)$ ungleiche Werte einstellen. Der Konzentrationsunterschied bewirkt einen gerichteten Leerstellenstrom weg von den Korngrenzengebieten erhöhter und hin zu denen gerin-

gerer Konzentration. Solange eine äußere Spannung anliegt, ändern sich auch die Normalspannungskomponenten an den Korngrenzflächen nicht, und der Leerstellenstrom wird permanent aufrechterhalten. Da die Atome in entgegengesetzte Richtung zum Leerstellenstrom wandern, findet durch die gerichtete Diffusion ein Materietransport statt, der eine Formänderung der Körner und des gesamten Körpers bewirkt.

Dieser Materiefluss lässt eine Analogie zum elektrischen Stromfluss erkennen: Die Elektronen fließen vom Minuspol, welcher einen Elektronenüberschuss aufweist, zum Pluspol, wo Elektronenmangel herrscht. Durch Anlegen der elektrischen Spannung bleibt der Zustand des Elektronenkonzentrationsgefälles beibehalten, und es fließt elektrischer Strom analog zum Leerstellenstrom.

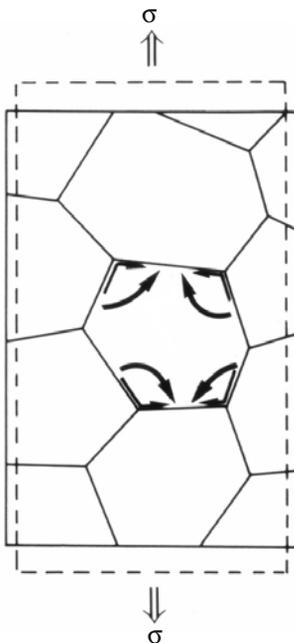


Bild 3.20

Verformung eines Polykristalls durch Diffusionskriechen unter einaxialer Zugspannung
Die dicken Pfeile deuten den Materiestrom nach dem Nabarro-Herring-Mechanismus an, die dünnen den nach dem Coble-Mechanismus.

Bild 3.20 zeigt schematisch die Materieströme in einem polykristallinen Gefüge unter einaxialer Zugbelastung. Zwei voneinander unabhängige Vorgänge liefern additive Beiträge zur Kriechverformung: Je nach Temperatur und Korngröße dominiert Diffusion entweder entlang von Korngrenzen oder durch das Kornvolumen. Die *Nabarro-Herring-Theorie* geht von dominanter Gitterdiffusion aus, während nach der *Coble-Theorie* die Korngrenzen als bevorzugte Wanderungswege der Leerstellen und Atome behandelt werden. Bei Temperaturen oberhalb ca. 0,8 bis 0,9 T_{ξ} wird der überwiegende Anteil des Materietransportes durch den Nabarro-Herring-Mechanismus geliefert, weil im Korninnern im Vergleich zu den Korn-

grenzen mehr Diffusionswege zur Verfügung stehen. Für niedrigere Temperaturen dominiert das Coble-Kriechen aufgrund der geringeren Aktivierungsenergie der Korngrenzendiffusion ($Q_{KG} \approx 0,5$ bis $0,6 Q_G$; KG: Korngrenzendiffusion, G: Gitterdiffusion), siehe Kap. 1.3.3.2.

Für beide Mechanismen spielt die Korngröße eine erhebliche Rolle. Für das Nabarro-Herring-Kriechen wird eine Abhängigkeit der Kriechrate $\dot{\epsilon}_{NH} \sim d_K^{-2}$ gefunden und für das Coble-Kriechen $\dot{\epsilon}_C \sim d_K^{-3}$. Die Kriechrate hängt darüber hinaus linear von der Spannung ab, d. h. der Norton'sche Spannungsexponent nach Gl. (3.15) ist $n = 1$. Man spricht dann von viskosem oder Newton'schem Fließen, weil zähe Flüssigkeiten, so genannte Newton'sche Fluide, ein analoges Fließverhalten aufweisen, bei dem die erzeugte Reibungsspannung der Fließgeschwindigkeit proportional ist (der Proportionalitätsfaktor ist die Viskosität). Eine beide Mechanismen zusammenfassende Gleichung lautet [3.14]:

$$\dot{\epsilon}_D = \dot{\epsilon}_{NH} + \dot{\epsilon}_C = \alpha \cdot \frac{\sigma \cdot \Omega}{k_B \cdot T} \left(\frac{D_G}{d_K^2} + \frac{\pi \cdot \delta \cdot D_{KG}}{d_K^3} \right) = \alpha \cdot \frac{\sigma \cdot \Omega}{k_B \cdot T} \cdot \frac{D_{eff}}{d_K^2} \quad (3.29)$$

- α Konstante ≈ 20
- δ effektive Korngrenzenbreite ($\approx 2 b \approx 0,5$ nm)
- D_G Diffusionskoeffizient der Gitterdiffusion
- D_{KG} Diffusionskoeffizient der Korngrenzendiffusion

Der effektive Diffusionskoeffizient D_{eff} stellt die Überlagerung der Gitter- und der Korngrenzendiffusion gemäß Gl. (1.18) dar:

$$D_{eff} = D_G + \frac{\pi \cdot \delta}{d_K} \cdot D_{KG} \quad \text{s. Gl. (1.18)}$$

Im Falle von $\pi \delta D_{KG}/d_K \gg D_G$, was für niedrigere Temperaturen zutrifft, ist der Diffusionsbeitrag durch das Gitter vernachlässigbar (siehe Bild 1.7/rechter Kurventeil). In Mischkristallen ist für den Gitterdiffusionskoeffizienten der Wert \bar{D}_G nach Gl. (1.16) einzusetzen. D_{KG} lässt sich durch Fremdelemente herabsetzen, die an die Korngrenzen segregieren.

Die zur Lösung von Gl. (3.29) erforderlichen Größen sind für eine gegebene Legierung meist mit hinreichender Genauigkeit bekannt oder abschätzbar, so dass sich die auf das Diffusionskriechen entfallende Kriechrate größenordnungsmäßig bestimmen lässt. Im Vergleich mit der tatsächlich gemessenen Kriechrate kann dann der Anteil des Diffusionskriechens ermittelt werden. Andererseits kann die Formel benutzt werden, um bei einer Legierung die mindestens durch Diffusionskriechen zu erwartende Kriechrate in Abhängigkeit von Spannung und Temperatur anzugeben. Höhere Dehnraten können nur durch einen anderen Mechanismus – das Versetzungskriechen – erzeugt werden.

Die starke Abhängigkeit beider Diffusionskriechvorgänge von der Korngröße bedeutet, dass zum Zwecke einer hohen Kriechfestigkeit ein grobes Korn einzustellen ist. **Bild 3.21** stellt schematisch dar, wie durch ein gröberes Korn die Kriechrate abgesenkt sowie der Übergang vom dominanten Versetzungskriechen zum überwiegenden Diffusionskriechen zu geringeren Spannungen verschoben wird. Vereinfachend ist dabei angenommen, dass die Korngröße das Versetzungskriechen nicht beeinflussen möge. Perfekte Einkristalle weisen ausschließlich Verformung durch Versetzungsbewegung (bzw. Zwillingsbildung) auf; bei ihnen kann kein Diffusionskriechen stattfinden.

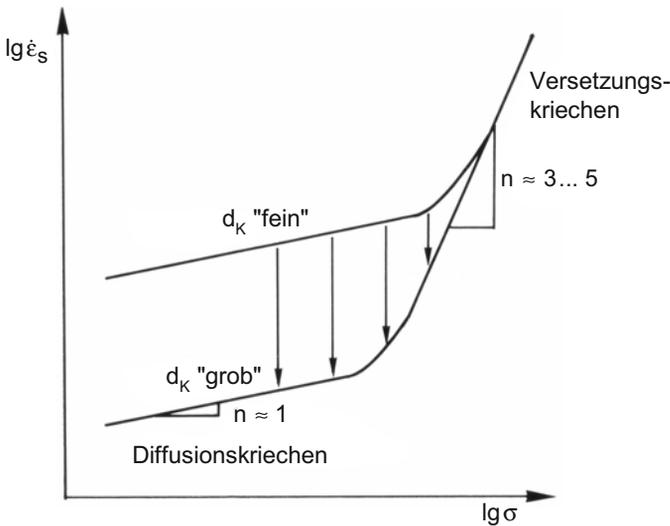


Bild 3.21 Einfluss der Korngröße auf die Kriechfestigkeit

Die Pfeile geben die Abnahme der Kriechrate mit gröber werdenden Körnern bei konstanter Spannung an.

In Gl. (3.29) finden sich außer den genannten Größen keine weiteren festigkeitsbeeinflussenden Parameter wieder. Im Bereich des Diffusionskriechens gehen also im Gegensatz zum Versetzungskriechen die Stapelfehlerenergie sowie der E-Modul nicht in die sich einstellende Kriechrate ein, siehe auch Bild 3.17 und 3.18. Ebenfalls die beim Versetzungskriechen sehr wirksame Teilchenhärtung wirkt sich auf die Diffusionsvorgänge nicht direkt aus, außer einem möglichen Effekt auf die beiden Diffusionskoeffizienten D_G und D_{KG} . Unter den durch das Diffusionskriechen bei einer bestimmten Korngröße und Spannung vorgegebenen Grenzwert nach Gl. (3.29) lässt sich die Kriechrate also nicht drücken.

Eine Möglichkeit, das Diffusionskriechen zu reduzieren, ist prinzipiell über eine Behinderung des Korngrenzengleitens gegeben (siehe Kap. 3.5), weil diese beiden Mechanismen eng miteinander gekoppelt sind [3.14 - 3.16]. Eine Kornverformung durch alleinige Diffusion kann aus Kompatibilitätsgründen nicht ohne

gleichzeitiges Korngrenzgleiten ablaufen, **Bild 3.22**. Deformation durch Versetzungsbewegung benötigt dagegen nicht notwendigerweise gleichzeitiges Korngrenzgleiten, wie die Kriechverformung bei hohen Spannungen sowie die Kaltverformung zeigen, bei denen das Korngrenzenkriechen vernachlässigbar ist. Diffusionskriechen und Korngrenzgleiten mit Akkommodation durch Diffusion stellen demgegenüber zwei nicht voneinander trennbare Vorgänge dar.

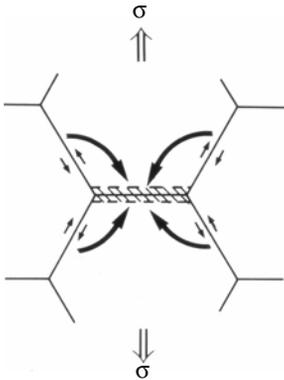


Bild 3.22

Kopplung zwischen Diffusionskriechen und Korngrenzgleiten

Die dicken Pfeile deuten den Materiestrom nach dem Nabarro-Herring-Mechanismus an, die dünnen Pfeile das damit notwendigerweise verbundene Korngrenzgleiten.

3.7 Verformungsmechanismuskarten

Für Reinetalle, Legierungen und Keramiken kann aus so genannten Verformungskarten abgelesen werden, welcher Verformungsmechanismus in Abhängigkeit von Spannung und Temperatur dominiert. Diese Darstellungsform geht zurück auf J. und J.R. Weertman [3.17]. Nach M.F. Ashby, der diese Diagramme erweitert und für viele Werkstoffe erstellt hat (z. B. in [3.18]), werden die Verformungskarten auch *Ashby-maps* genannt.

Bild 3.23 zeigt eine Verformungskarte schematisch, **Bild 3.24** ein Realbeispiel für Nickel mit einer mittleren Korngröße von 60 μm . Um für vergleichbare Materialien ähnliche Schaubilder zu erhalten, werden auf der Temperaturachse homologe Temperaturen T/T_S aufgetragen und auf der Spannungsachse normierte Spannungswerte. Bezüglich letzterer sind die in der Literatur zu findenden Karten nicht immer einheitlich: Wenn σ/E -Werte angegeben werden, handelt es sich ausschließlich um Zugversuchsdaten. σ bedeutet in diesen Fällen die größte Hauptnormalspannung σ_1 , welche im einachsigen Spannungszustand mit der angelegten Prüfspannung σ identisch ist. In [3.18] werden dagegen durchgängig die auf den Schubmodul normierten Schubspannungen τ/G angegeben. Dabei ist die für die Versetzungsbewegung relevante größte Schubspannung τ_{max} bestimmt worden. Die τ/G -Werte lassen sich beispielsweise auf den einachsigen Spannungszustand des Zugversuches umrechnen mit den Beziehungen $\tau_{\text{max}} = \sigma_1/2$

und $E = 2 G (1+\nu)$, d. h. $\tau/G = \sigma_1 (1+\nu)/E \approx 1,3 \sigma_1/E$ oder $\sigma_1/E \approx 0,77 \tau/G$ (mit $\nu \approx 0,3$, was mit guter Genauigkeit für die meisten Maschinenbauwerkstoffe gilt; eine leichte Temperaturabhängigkeit von ν sei vernachlässigt). Die Unterschiede in den beiden Angaben auf der Spannungsachse sind also nicht erheblich.

Die konstitutiven Verformungsgesetze, die herangezogen werden, um die Karten zu erstellen, basieren auf *stationären Verformungszuständen*, berücksichtigen also keine zeit- oder verformungsabhängigen Effekte. Üblicherweise wird die Korngröße als wichtiger und reproduzierbar einstellbarer Gefügeparameter genannt. Zusätzlich können in die Verformungskarten, wie in Bild 3.24 geschehen, Iso-Dehnraten eingetragen werden, welche es erlauben, die sich zu einem jeweiligen $(\sigma; T)$ - oder $(\tau; T)$ -Paar einstellende stationäre Dehnraten abzulesen.

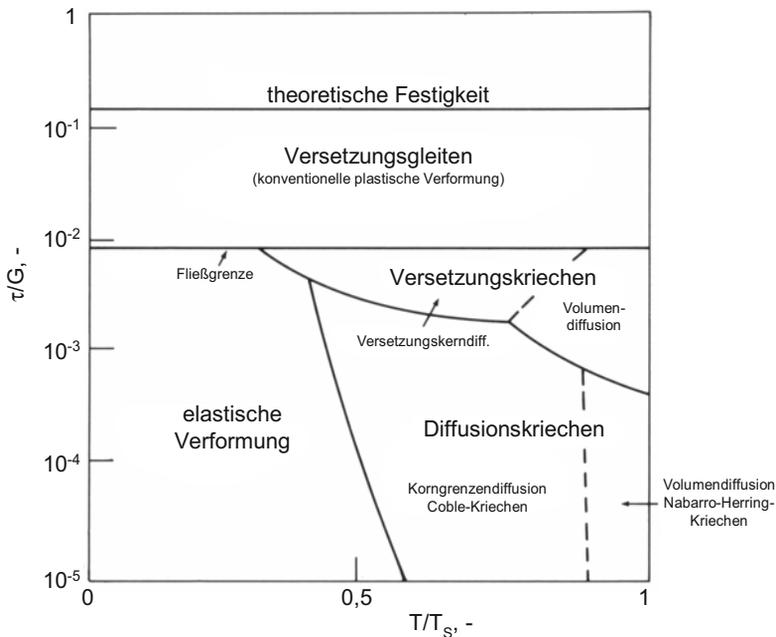


Bild 3.23 Verformungsmechanismuskarte (nach [3.19])

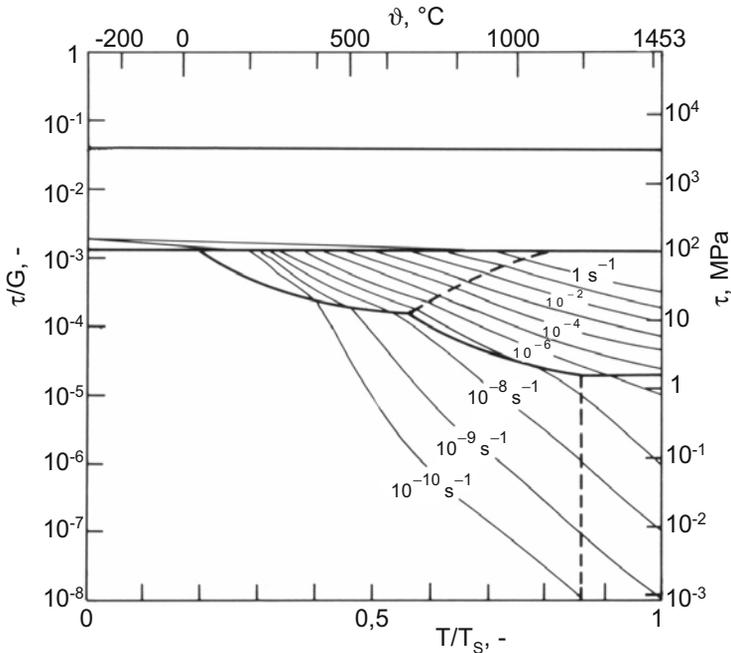


Bild 3.24 Verformungsmechanismuskarte für Nickel mit einer Korngröße von 60 μm . Zusätzlich sind Linien gleicher Dehnrates eingetragen [nach 3.20].

Während die Diagramme für Reinelemente und Mischkristalllegierungen relativ übersichtlich und auf der Basis überschaubarer Literaturdaten erstellbar sind, ergibt sich besonders für komplexe Hochtemperaturwerkstoffe die prinzipielle Schwierigkeit des Mikrogefügeeinflusses. Abgesehen von verschiedenen möglichen Ausgangszuständen ändert sich die Mikrostruktur oft während der Verformung erheblich, verursacht durch den Zeit- und/oder Verformungseinfluss. Hohe Genauigkeit kann daher von den angegebenen Felderbegrenzungen und Dehngeschwindigkeitsangaben nicht erwartet werden.

Die theoretische Festigkeit eines Werkstoffes beträgt ungefähr $\tau/G \approx 0,1$. Dieser Grenzwert hängt über G nur schwach von der Temperatur ab, was im logarithmischen Maßstab nicht erkennbar ist. In den technisch interessierenden (τ ; T)-Bereichen unterscheidet man folgende Verformungsmechanismen:

a) Elastische Verformung

Die sich in jedem Bereich spontan einstellende elastische Dehnung kann aus dem Ordinatenwert τ/G unmittelbar bestimmt werden: Sie beträgt $\varepsilon_e \approx 0,77 \tau/G$ (Hooke'sches Gesetz und die oben genannten Beziehungen zwischen τ und σ bzw. E und G eingesetzt). Die elastische Verformung überwiegt in technisch relevanten Zeiten alle mikroplastischen Verformungsbeiträge im Bereich unterhalb der Streckgrenze bis zu Temperaturen von etwa 0,3 bis 0,4 T_S , bei sehr niedrigen

Spannungen auch noch bis zu höheren Temperaturen. In allen anderen (σ ; T)-Bereichen dominiert bleibende Verformung nach unterschiedlichen Mechanismen.

In manchen Darstellungen wird der elastische Bereich nicht eingetragen, sondern statt dessen das Feld des Coble-Kriechens bis 0 K und zu geringsten Dehnungen oder Spannungen ausgedehnt. Eine Erläuterung hierzu erfolgt unter d).

b) Versetzungsgleiten/konventionelle plastische Verformung

Die durch Versetzungsgleiten geprägte konventionelle plastische Verformung ohne nennenswerte zeitabhängige Erholungsvorgänge (Klettern) herrscht im gesamten Temperaturbereich von 0 K bis T_S bei hohen Spannungen vor. Bei tiefen Temperaturen $< ca. 0,4 T_S$ wird das Feld nach unten durch die Streckgrenze begrenzt, wie unter a) diskutiert. Bei hohen Temperaturen $> ca. 0,4 T_S$ erfolgt zu tieferen Spannungen hin ein Wechsel zum dominierenden Mechanismus des Versetzungskriechens. Der Übergang vom kletterkontrollierten Kriechen zur Plastizität mit vorwiegend konservativen Versetzungsbewegungen durch Gleiten ist gekennzeichnet durch den so genannten *power-law-breakdown*. Das Norton'sche Kriechgesetz nach Gl. (3.15) beschreibt bei diesen hohen Spannungen die Spannungsabhängigkeit der Verformungsgeschwindigkeit nicht mehr korrekt.

c) Versetzungskriechen

Das Versetzungskriechen stellt den dominierenden Verformungsmechanismus im Temperaturbereich von ca. $0,4 T_S$ bis T_S dar. Das Feld des Versetzungskriechens wird meist unterteilt in eines mit vorherrschender Diffusion entlang der Versetzungskerne und eines mit überwiegender Volumendiffusion. Bis zu Temperaturen von $0,5$ bis $0,7 T_S$ laufen die für den Kletttervorgang der Stufenversetzungen erforderlichen Diffusionsströme hauptsächlich entlang der Versetzungskerne ab. Bei höheren Temperaturen wird der Hauptanteil der Diffusion über das ungestörte Gittervolumen geliefert.

Nach Gleichung (3.12) ergibt sich die Versetzungsdichte beim Kriechen zu (mit $\sigma_i \approx \sigma_a = \sigma$):

$$\rho = \frac{1}{(\alpha \cdot b)^2} \cdot \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2 \approx \frac{4}{b^2} \cdot \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2 \quad \text{für } \alpha \approx 0,5 \quad \text{siehe Gl. (3.12)}$$

Setzt man diese Gleichung in diejenige für den effektiven Diffusionskoeffizienten Gl. (1.17) ein, so erhält man den Zusammenhang mit der Spannung:

$$D_{\text{eff}} = D_G + a_V \cdot \rho \cdot D_V \approx D_G + 20 \cdot \left(\frac{\sigma}{G}\right)^2 \cdot D_V \quad (3.30)$$

$$\text{mit } a_V \approx 5 \cdot b^2$$

Bei geringeren Temperaturen überwiegt der zweite Term in Gl. (3.30), während für höhere Temperaturen D_G dominiert. Bei gleicher Temperatur nimmt der Einfluss der Versetzungskernndiffusion nach Gl. (3.30) mit steigender Spannung zu, weil hiermit auch die Versetzungsdichte ansteigt. Aus diesem Grunde verschiebt sich die Grenze der beiden Teilfelder des Versetzungskriechens in den Verformungskarten mit der Spannung zu höheren Temperaturen, bei denen der Anstieg von D_G durch die spannungsbedingte Zunahme von $(a_V \cdot \rho)$ kompensiert wird.

Bei sehr niedrigen Spannungen und entsprechend langen Belastungszeiten spielen Versetzungen als Verformungsträger keine vorherrschende Rolle mehr. Die Kriechverformung kommt dann trotzdem nicht zum Stillstand, sondern wird überwiegend getragen vom Materietransport allein durch Diffusion.

d) Diffusionskriechen

Prinzipiell umfasst das Coble-Kriechen den gesamten Bereich der Temperaturen von 0 K bis ca. $0,8 T_S$ sowie niedriger Spannungen, bei denen Versetzungsbebewegung gar nicht oder unwesentlich zur Verformung beiträgt. Unterhalb ca. $0,4$ bis $0,5 T_S$ kommt jedoch durch Diffusion so wenig Verformung zustande, dass die sich immer einstellende elastische Formänderung in technisch relevanten Zeiträumen überwiegt (siehe a). Nur bei extrem langen, in geologischen Maßstäben relevanten Zeiten liefert das Coble-Kriechen auch bei Temperaturen unterhalb ca. $0,4 T_S$ einen gegenüber der elastischen Dehnung ins Gewicht fallenden zeitabhängigen Beitrag zur Verformung. Aus diesem Grunde wird manchmal in Verformungskarten das Feld des Coble-Kriechens bis 0 K angegeben.

Wie in Kap. 3.6 erörtert, dominiert bei sehr hohen Temperaturen, etwa oberhalb $0,8 T_S$, die Volumendiffusion nach dem Nabarro-Herring-Mechanismus. Der Übergang vom Coble- zum Nabarro-Herring-Kriechen ist korngößenabhängig.

3.8 Kriechen von Legierungen

Die Kriechfestigkeit lässt sich am wirkungsvollsten durch Legierungsbildung erhöhen. Die beiden Mechanismen Mischkristallhärtung und Teilchenhärtung werden nachfolgend behandelt.

3.8.1 Mischkristallhärtung

Formal lässt sich der Anteil der Mischkristallhärtung im Bereich des Versetzungskriechens durch einen Beitrag σ_{MK} beschreiben, welcher sich den inneren Spannungen aufgrund der Spannungsfelder der Versetzungen (s. Gl. 3.10) additiv überlagert:

$$\sigma_a = \alpha \cdot G \cdot b \cdot \sqrt{\rho} + \sigma_{MK} \quad (3.31)$$

σ_a außen anliegende Spannung

Man bezeichnet σ_{MK} auch als *Mischkristall-Reibungsspannung*. Sie hängt von folgenden Parametern ab: der Fremd- und Matrixatomsorte, der Fremdatomkonzentration, der anliegenden Spannung und der Temperatur. Grundsätzlich beeinflussen gelöste Fremdatome das Kriechverhalten in zweierlei Weise: 1. direkt durch Wechselwirkungen mit den Versetzungen und 2. indirekt durch Veränderung bestimmter Werkstoffparameter, welche auf die Kriechfestigkeit einwirken. Die Rolle der Fremdatome beim Diffusionskriechen wird unter letztgenanntem Abschnitt diskutiert (Kap. 3.8.1.2).

3.8.1.1 Direkte Wechselwirkungen Fremdatome/Versetzungen

Versetzungen, die sich in einem Mischkristall bewegen, treten mit den Fremdatomen in ständige Wechselwirkung; man spricht von *Mischkristallreibung*. Interstitielle Elemente, wie C oder N, die besonders in krz-Gittern bei tiefen Temperaturen einen erheblichen Streckgrenzanstieg hervorrufen, sind als gelöste Fremdatome bei hohen Temperaturen wirkungslos. Zum einen überwiegt der Entropieeffekt bei hohen Temperaturen gegenüber der Enthalpieverringerung, die bei tieferen Temperaturen dominiert. Dies führt dazu, dass sich Zwischengitteratome nicht mehr energetisch bevorzugt als *Cottrell-Wolke* in den Zugspannungsfeldern der Stufenversetzungen anreichern, sondern sich weitgehend gleichmäßig verteilen. Zum anderen ist die thermische Beweglichkeit der interstitiellen Atome bei Temperaturen oberhalb etwa $0,4 T_S$ hoch gegenüber der Versetzungsgeschwindigkeit, so dass praktisch keine Rückhaltekraft mehr auf die gleitenden Versetzungen ausgeübt wird.

Bei der Diskussion der Wechselwirkungen zwischen *Substitutionsatomen* und Versetzungen wird zunächst angenommen, dass Erstere unbeweglich sind und für die gleitenden Versetzungen starre Einzelhindernisse darstellen, **Bild 3.25 a**). Zwei Hauptmechanismen mit langer Reichweite der Hinderniswirkung lassen sich unterscheiden: die parelastische und die dielastische Wechselwirkung.

a) Parelastische Wechselwirkung aufgrund der Atomgrößendifferenz

Bei der parelastischen Wechselwirkung tritt das Verzerrungsfeld um ein gegenüber den Matrixatomen größeres oder kleineres Substitutionsatom herum in Wechselwirkung mit dem Spannungsfeld einer Stufenversetzung. Zwischen dem Spannungsfeld größerer Fremdatome und dem Zugspannungsbereich der Versetzungen wirkt eine anziehende Kraft, mit dem Druckspannungsbereich eine abstoßende. Umgekehrt üben kleinere gelöste Atome auf die Zugspannungszone eine abstoßende und auf die Druckspannungszone eine anziehende Kraft aus. In jedem Fall ist für die Versetzungsbewegung zusätzlicher Kraftaufwand erforderlich, weil sie aus einer Potenzialmulde herausbewegt oder über einen Potenzialberg hinwegbewegt werden müssen. Für Schraubenversetzungen ergibt sich nur eine geringe Wechselwirkung mit Substitutionsatomen aufgrund der Tatsache, dass deren elastische Verzerrung lediglich Scher- und keine Zug- oder Druckspannungskomponenten enthält.

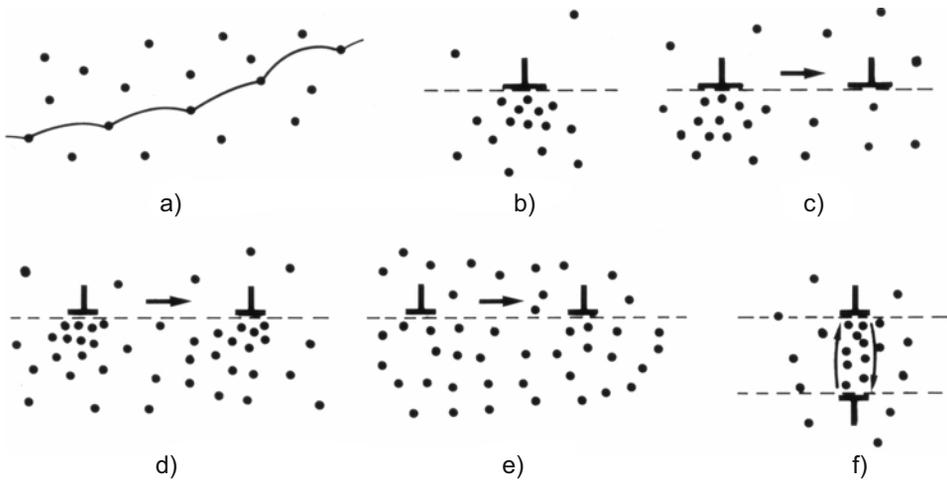


Bild 3.25 Verschiedene Mechanismen der Mischkristallhärtung

- Parelastische und dielastische Wechselwirkungen zwischen Versetzungen und unbeweglichen Fremdatomen als Einzelhindernisse; tiefe Temperaturen
- Ruhende Versetzung durch Fremdatomwolke verankert (der Fremdatomdurchmesser sei größer als der Wirtsatomdurchmesser)
- Gleitende Versetzung reißt sich von Fremdatomwolke los; hohe Spannungen
- Gleitende Versetzung schleppt Fremdatomwolke mit; viskoses Gleiten
- Fremdatomwolke kann schneller wandern als Versetzung; keine Rückhaltekraft mehr für die Versetzung; sehr hohe Temperaturen
- Versetzungsauslöschung durch Klettern; der effektive Diffusionskoeffizient hängt von der lokalen Fremdatomkonzentration ab.

Als Maß für die festigkeitssteigernde Wirkung wird der Atomgrößenparameter δ definiert als relative Gitterparameteränderung bezogen auf die Fremdelementkonzentration:

$$\delta = \frac{1}{c} \cdot \frac{a_L - a_M}{a_M} \quad (3.32)$$

- a_L Gitterparameter der Legierung
 - a_M Gitterparameter des Reinmetalls
 - c Konzentration des Legierungselementes als Atombruch
- typische Werte: $|\delta| \approx 0,01$ bis $0,1$.

b) *Dielastische Wechselwirkung aufgrund lokaler Schubmoduländerung*

Fremdatome verändern um sich herum die Bindungskräfte im Gitter, weil ungleichnamige Atombindungen auftreten. Dies äußert sich in einer lokalen Änderung des Schubmoduls, welcher ein Maß für die Gitterbindungskräfte darstellt. Aufgrund der Abhängigkeit der elastischen Verzerrungsenthalpie einer Versetzung vom Schubmodul ($U_e \sim G$) wird eine Versetzung von einem Fremdatom angezogen, wenn lokal ein geringerer Schubmodul herrscht als in der umgebenden Matrix. Die Stelle um das Fremdatom herum ist in diesem Fall elastisch weicher wegen schwächerer Bindungskräfte. Ist der örtliche Schubmodul dagegen höher aufgrund stärkerer ungleichnamiger Bindungen, wird die Versetzung von diesen elastisch härteren Zonen um die Fremdatome herum abgestoßen.

Ähnlich wie bei der parelastischen Wechselwirkung ist in beiden Fällen für die Bewegung der Versetzungen ein erhöhter Kraftaufwand erforderlich, um entweder die Versetzungen aus den Energietälern loszureißen oder um sie durch die harten Zonen, in denen sich ihre Verzerrungsenthalpie erhöhen muss, hindurchzudrücken. Man spricht von einer *dielastischen* Wechselwirkung, welche gleichermaßen bei Stufen- wie bei Schraubenversetzungen auftritt. Aus diesem Grund wird ihr ein stärkerer Härtungseffekt zugeschrieben als dem Atomgrößenunterschied, der sich nur bei Stufenversetzungen auswirkt.

Der Modulparameter η charakterisiert analog zum Atomgrößenparameter die relative Wirksamkeit des Fremdelementes:

$$\eta = \frac{1}{c} \cdot \frac{G_L - G_M}{G_M} \quad (3.33)$$

G_L (makroskopischer) Schubmodul der Legierung

G_M Schubmodul des Reinmetalls

c Konzentration des Legierungselementes als Atombruch

typische Werte: $|\eta| \approx 0,5$ bis 1 .

Der Moduleffekt ist auch dann wirksam, falls die Atomradiendifferenz null ist. Aus Letzterer allein kann also nicht auf die Höhe der Mischkristallhärtung geschlossen werden.

Diese beiden Mechanismen sollten einen temperaturunabhängigen Härtungseffekt hervorrufen – abgesehen von der leichten Temperaturabhängigkeit des Schubmoduls –, wenn man die Fremdatome als starre Hindernisse betrachtet. So findet man in einigen formelmäßigen Beschreibungen zur Substitutionsmischkristallhärtung auch keinen Temperatureinfluss (Übersicht z. B. in [3.21]). Die vereinfachte Vorstellung unbeweglicher Substitutionsatome trifft jedoch bei erhöhten Temperaturen und besonders im Kriechbereich oberhalb etwa $0,4 T_S$ nicht zu. Vielmehr sind sie imstande, sich als *Cottrell-Wolke* in den Spannungsfeldern der Versetzungen anzureichern, so wie es die interstitiellen Atome schon bei geringeren Temperaturen vermögen, **Bild 3.25 b**). Dieses Bestreben wird vom Atomra-

dienunterschied angetrieben, weil die elastische Verzerrungsenergie durch die Anreicherung reduziert wird.

Mehrere Fälle sind zu unterscheiden. Bei ausreichend hohen Spannungen reißen sich die Versetzungen von den Fremdatomen los, **Bild 3.25 c**). Ein anderer Extremfall liegt vor, wenn die Temperatur so hoch ist, dass die Diffusionsgeschwindigkeit der Fremdatome die Gleitgeschwindigkeit der Versetzungen übertrifft, **Bild 3.25 e**). Dann tritt keine Bremswirkung mehr auf. Mischkristallhärtung erfolgt unter diesen beiden Bedingungen ausschließlich über indirekte Effekte (Kap. 3.8.1.2).

Für eine dynamische Wechselwirkung zwischen Fremdatomen und Versetzungen müssen bestimmte Temperatur/Spannung-Kombinationen erfüllt sein, bei denen die Wolke etwa mit der gleichen Geschwindigkeit diffundieren kann wie die Versetzungen gleiten, **Bild 3.25 d**). Die auf die Versetzung wirkende Spannung schleppt dann die *Cottrell-Wolke* wie einen Bremsklotz mit. Man spricht von *viskosem Gleiten*. Der Gleitvorgang ist unter diesen Bedingungen für das Kriechen geschwindigkeitsbestimmend und nicht das Klettern. Bei Legierungen, für die in bestimmten (σ ; T)-Bereichen das mitschleppkontrollierte Kriechen (*viscous-drag-controlled creep*) zutrifft, wird typischerweise ein Spannungsexponent im Norton'schen Kriechgesetz (Gl. 3.15) von $n \approx 3$ gefunden. Dies wird auch als *Class A*-Verhalten bezeichnet (A: *Alloy*).

Der wirksame Diffusionskoeffizient ergibt sich beim viskosen Gleiten aus der Darken'schen Gleichung (Kap. 1.3.2, Bild 1.5):

$$\tilde{D} = x_B \cdot D_A + x_A \cdot D_B \quad \text{s. Gl. (1.15)}$$

In stark verdünnten Mischkristalllegierungen mit $x_B \ll x_A$ ist demnach bei diesem Mechanismus der Diffusionskoeffizient des *Fremdelementes* D_B dominant. Dies leuchtet unmittelbar ein, weil die gelösten Atome ihre Plätze mit den Matrixatomen tauschen müssen, wenn sie den Versetzungen folgen. Für die Konzentrationen müssten jedoch die lokalen Werte eingesetzt werden, die bei Anreicherung von den globalen deutlich abweichen.

Die Kriechaktivierungsenergie ist beim viskosen Gleiten identisch mit derjenigen der Interdiffusion des Fremdelementes in der Legierung.

3.8.1.2 Veränderung von Werkstoffparametern durch Fremdatome

Fremdatome beeinflussen folgende wesentliche Parameter, die sich auf die Kriechfestigkeit auswirken:

- den wirksamen Diffusionskoeffizienten
- die Solidustemperatur
- die elastische Moduln E und G
- die Stapelfehlerenergie.

a) *Wirksamer Diffusionskoeffizient*

Bei sehr hohen Temperaturen spielt sich in Mischkristallen kletterkontrolliertes Kriechen ab, **Bild 3.25 f)**, im Gegensatz zum Mitschleppmechanismus bei geringeren Temperaturen. Die Fremdatome diffundieren bei genügend hohen Temperaturen so rasch, dass sie keine Rückhaltekraft mehr auf die gleitenden Versetzungen ausüben. Ferner kann der kletterkontrollierte Mechanismus bei niedrigen Spannungen auftreten, wobei die Kletterabstände aufgrund geringer Versetzungsdichte so groß werden, dass der Auslöschprozess geschwindigkeitsbestimmend wird.

Der maßgebliche Diffusionskoeffizient beim kletterkontrollierten Kriechen in einer binären Legierung errechnet sich gemäß den Ausführungen in Kap. 1.3.2 zu:

$$\bar{D} \approx \frac{D_A \cdot D_B}{x_B \cdot D_A + x_A \cdot D_B} = \frac{D_A \cdot D_B}{\tilde{D}} \quad \text{s. Gl. (1.16)}$$

Der Diffusionskoeffizient des Fremdelementes in stark verdünnten Mischkristallen spielt beim Kletterprozess folglich keine Rolle, sofern keine Anreicherung in Form einer *Cottrell-Wolke* vorliegt (siehe auch Bild 1.5). Die wenigen Platzwechsel der Legierungsatome fallen dann gegenüber den vielen der Matrixatome nicht ins Gewicht. Bei höheren x_B -Werten steigt der Einfluss von D_B gemäß Gl. (1.16). Abweichend von den *Class A*-Mischkristalllegierungen zeigen die einphasigen Legierungen mit kletterkontrolliertem Verhalten einen Spannungsexponenten von $n \approx 5$, wie er für Reinetalle beobachtet wird (*Class M*-Verhalten; M: *Metal*).

Ebenso wie beim kletterkontrollierten Kriechen ist der nach Gl. (1.16) zu berechnende Diffusionskoeffizient maßgeblich für das Nabarro-Herring-Diffusionskriechen. Der Korngrenzendiffusionskoeffizient, der für den Coble-Diffusionsmechanismus relevant ist, wird grundsätzlich durch Fremdelemente herabgesetzt, weil sie die offenere Struktur der Korngrenzen dichter füllen und Platzwechsel damit erschweren.

Unabhängig vom genauen Mechanismus wird generell die Kriechfestigkeit erhöht, wenn Substitutionselemente in möglichst hoher Konzentration zugegeben werden, die einen geringen Diffusionskoeffizienten in der Legierung aufweisen. In vielen Fällen vermag ein größerer Atomradius des Fremdelementes den \bar{D} -Wert zu verringern, jedoch gibt es davon auch Ausnahmen. Der Regel folgen beispielsweise die Metalle W und Mo, welche den effektiven Diffusionskoeffizienten in Legierungen auf Fe-, Co- und Ni-Basis aufgrund ihres größeren Atomradius senken [3.22]. Auch Al ist als Mischkristallelement (neben anderen Effekten) sehr wirksam in diesen Werkstoffen. Wechselwirkungen sind zudem möglich in der Form, dass Legierungselemente die Diffusion anderer verlangsamen.

b) Solidustemperatur

Bei den üblichen Basismetallen Fe, Co und Ni für Hochtemperaturwerkstoffe wird die Solidustemperatur durch Legieren in den meisten Fällen herabgesetzt, weil in den Phasendiagrammen die Soliduslinien auf die niedrigeren eutektischen oder peritektischen Umwandlungstemperaturen zulaufen. Daraus darf man nach der in Kap. 1.3.1.2 vorgestellten allgemeinen Faustregel $D(T/T_S) \approx \text{const.}$ nicht folgern, dass der effektive Diffusionskoeffizient grundsätzlich bei einer bestimmten Temperatur erhöht wird. Wie unter a) erläutert, sind die tatsächlichen D-Werte zu berücksichtigen. Das Absinken der Solidustemperatur kann jedoch aus anderen Gründen unerwünscht sein, wenn z. B. hohe Lösungsglühtemperaturen erforderlich sein sollten.

c) Elastische Moduln

Werden durch Mischkristallbildung die elastischen Moduln erhöht, so steigt die Kriechfestigkeit gemäß der Deutung in Kap. 3.4.2.3.

d) Stapelfehlerenergie

Die Stapelfehlerenergie nimmt durch Legieren in den meisten Fällen ab. Besonders in Ni-Basislegierungen wird hiervon Gebrauch gemacht, weil Ni selbst eine hohe Stapelfehlerenergie von ca. 300 mJ/m² aufweist. Das bekannteste Beispiel, in welchem man die Stapelfehlerenergie in Hochtemperaturlegierungen gezielt reduziert, stellen die Ni-Basis-Superlegierungen sowie die austenitischen Stähle mit bis zu etwa 20 Ma.-% Co dar. Die dadurch hervorgerufene Kriechfestigkeitssteigerung wird allgemein mit der durch Co verminderten Stapelfehlerenergie begründet.

3.8.2 Teilchenhärtung

3.8.2.1 Mechanismen und Gesetzmäßigkeiten

Das Versetzungskriechen wird in erheblichem Maße durch Teilchen einer zweiten Phase beeinflusst, die das wirkungsvollste Mittel zur Kriechfestigkeitssteigerung metallischer Werkstoffe darstellen. Analog zur Mischkristallhärtung wird die Teilchenhärtung am geeignetsten durch einen inneren Spannungsanteil σ_T zum Ausdruck gebracht, der sich demjenigen, der durch die Versetzungen hervorgerufen wird, addiert. Unter der Annahme der Erholungstheorie ($\sigma_a \approx \sigma_i$) gilt dann:

$$\sigma_a \approx \sum \sigma_i = \alpha \cdot G \cdot b \cdot \sqrt{\rho} + \sigma_T \quad (3.34)$$

σ_a außen anliegende Spannung

Der Term σ_T wird oft allgemein als *Reibungsspannung* bezeichnet, welcher verschiedene Mechanismen der Versetzungsbewegungsbehinderung zugrunde liegen können. Dieser Spannungsanteil wird am anschaulichsten als der nicht erholbare Teil der inneren Spannungen charakterisiert, während der Versetzungsterm grundsätzlich erholbar ist.

Bild 3.26 stellt im $(\lg \dot{\epsilon}_s; \lg \sigma_a)$ -Diagramm schematisch dar, wie die Reibungsspannung die Festigkeit gegenüber dem entsprechenden teilchenfreien Material verschiebt, ausgedrückt durch eine höhere ertragbare Spannung bei gleicher Kriechrate oder eine geringere Kriechrate bei gleicher Spannung. Der Verlauf der $(\lg \dot{\epsilon}_s; \lg \sigma_a)$ -Kurve für einen teilchengehärteten Werkstoff weicht von dem der

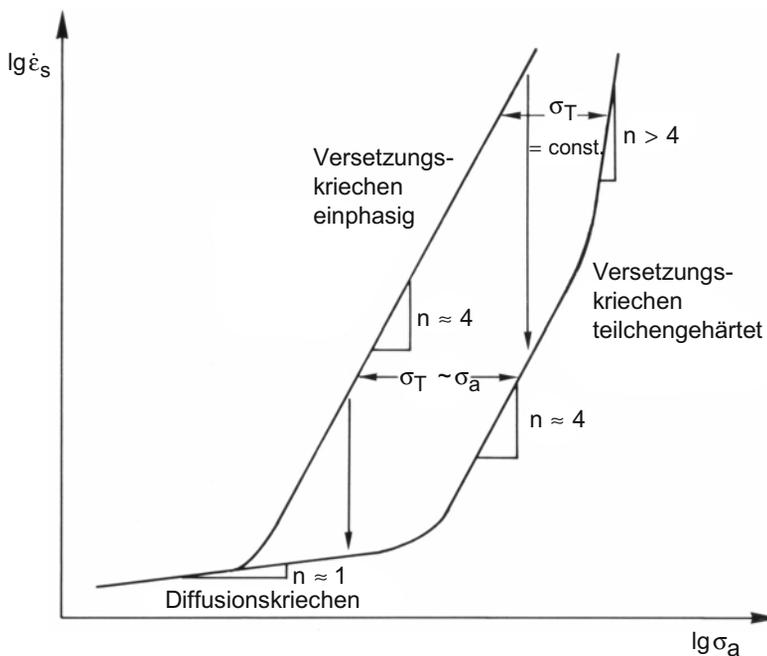


Bild 3.26 Einfluss der Teilchenhärtung auf die Kriechfestigkeit

Die Pfeile geben die Abnahme der stationären Kriechrate bei konstanter Spannung im Vergleich zu einem entsprechenden teilchenfreien Material an. Das Teilchengefüge wird idealisiert als konstant betrachtet.

entsprechenden einphasigen Matrixlegierung stark ab und kann – je nach wirksamem Mechanismus – unterschiedlich aussehen. Bei höheren Spannungen wird meist ein Spannungsexponent n nach Gl. (3.15) deutlich oberhalb von 4 beobachtet, bei geringeren Spannungen dagegen wie für teilchenfreie Werkstoffe bei $n \approx 4$. Wie in Kap. 3.6 dargestellt, kann die Kriechrate nicht unter die durch Diffusionskriechen geprägte Grenze gedrückt werden. Allerdings behindern Korngren-

zenausscheidungen das Korngrenzgleiten und damit das Diffusionskriechen, was in Bild 3.26 außer Acht gelassen ist.

Neben den Spannungsexponenten, die von denen für einphasige Werkstoffe erheblich abweichen können, misst man auch Kriechaktivierungsenergien nach Gl. (3.20) oder (3.22) bei teilchengehärteten Legierungen, die vielfach weit über denen der Gitterselfdiffusion liegen. Hierbei handelt es sich um scheinbare Aktivierungsenergien, die durch die Reibungsspannung beeinflusst werden und keineswegs einen völlig anderen Elementarvorgang des Kriechens andeuten. Auch bei mehrphasigen Legierungen stellt selbstverständlich die Diffusion den geschwindigkeitsbestimmenden Schritt des Kriechens dar. Durch rechnerischen Abzug der Reibungsspannung von der angelegten Spannung kann das Kriechverhalten der Mehrphasenlegierungen auf die gleichen charakteristischen Größen n und Q_c wie bei einphasigen Werkstoffen in Gl. (3.21 a) zurückgeführt werden, d. h. man erhält einen Spannungsexponenten $n_0 \approx 4$ und die Aktivierungsenergie der Gitterselfdiffusion Q_{SD} :

$$\dot{\epsilon}_s = C \cdot \left(\frac{\sigma_a - \sigma_T}{E} \right)^{n_0} \cdot e^{-\frac{Q_c}{R \cdot T}} \quad (3.35)$$

C Konstante = f(Werkstoff und Werkstoffzustand)

$Q_c = Q_{SD}$

Diese Gleichung beschreibt das Kriechverhalten des entsprechenden *teilchenfreien* Materials, dient also mehr wissenschaftlichen Zwecken zur Quantifizierung der genannten Größen n und Q_c .

Der Teilchenhärtingsbeitrag σ_T ist für die Entwicklung kriechfester Legierungen entscheidend. Er kann von verschiedenen Parametern abhängen:

$$\sigma_T = f(\text{Wechselwirkungsmechanismus, } \sigma_a, f_V, d_T, T) \quad (3.36 a)$$

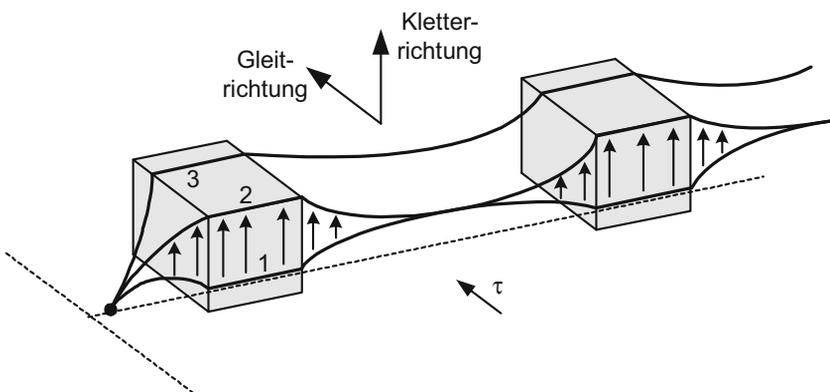
Von der Kaltverformung her bekannt sind als Wechselwirkungsmechanismen zwischen Versetzungen und Teilchen das *Schneiden* bei kohärenten Teilchen sowie das *Umgehen* kohärenter oder inkohärenter Partikel nach Orowan, **Tabelle 3.3**. Diese beiden Vorgänge erfordern jeweils eine Mindestspannung, welche sich für gegebene Dispersionsparameter berechnen lässt.

Tabelle 3.3 Mögliche Mechanismen der Überwindung von Teilchen durch Versetzungen (PGF: Phasengrenzfläche)

Mechanismus	Temperaturen	kohärente u. semi-kohärente PGF	inkohärente PGF
Schneiden	0 K bis T_S	ja	nein
Umgehen (Orowan)	0 K bis T_S	ja	ja
Überklettern	> ca. $0,4 T_S$	ja	ja

Während es bei der Kaltverformung bei Unterschreiten der Schneid- oder Orowan-Spannung zum Aufstau der Versetzungen vor den Teilchen und damit zum praktischen Stillstand plastischer Verformung kommt, können bei hohen Temperaturen die Teilchen auch bei geringeren Spannungen als diesen Mindestwerten überwunden werden. Dies wird durch Kletterbewegungen ermöglicht, Tabelle 3.3 und **Bild 3.27**. Geschwindigkeitsbestimmend für den Kriechvorgang ist dann das diffusionskontrollierte *Überklettern* der Teilchen.

Nach G. Schoeck [3.23] und G.S. Ansell und J. Weertman [3.24] hat man sich die Wirkung der Teilchen in der Weise vorzustellen, dass durch die erforderlichen Kletterbewegungen der Versetzungen über die Teilchen im statistischen Mittel der Erholungsvorgang verzögert wird. Der Zähler $|d\rho/dt|$ in Gl. (3.13) wird dadurch kleiner, und somit wird die Kriechrate reduziert. Außerdem muss für das Überklettern zusätzliche Versetzungslänge geschaffen werden, ohne dass sich die Gesamtversetzungsdichte ändert. Diese Theorie bedarf sicher einiger Präzisierungen, ist jedoch wegen ihrer Einfachheit sehr anschaulich.

**Bild 3.27** Schematische Darstellung des Überkletterns von Teilchen durch eine Versetzung (1, 2, 3: Reihenfolge der Positionen)

Im Bereich hoher anliegender Spannungen, die Schneiden oder Umgehen ermöglichen, ist die Teilchen-Reibungsspannung konstant, wenn die Dispersionsparameter sich nicht ändern: $\sigma_T \equiv \sigma_S = \text{const.}$ (S: Schneiden) oder $\sigma_T \equiv \sigma_{OR} = \text{const.}$ (OR: Orowan-/Umgehungsmechanismus). Im $(\lg \dot{\epsilon}_S; \lg \sigma)$ -Diagramm, Bild 3.26, müssen die Kurven für das teilchenfreie und das teilchengehärtete Material zu höheren Spannungen also konvergieren (logarithmische Achsenteilung), was bedeutet, dass der Spannungsexponent in diesem Bereich für den mehrphasigen Werkstoff $n > 4$ ist.

Für den Mechanismus des Überkletterns wird meist eine der außen anliegenden Spannung proportionale Teilchen-Reibungsspannung $\sigma_T \equiv \sigma_{KI}$ (KI: Klettern) angesetzt [3.25]:

$$\sigma_{KI} = c \cdot \sigma_a \quad (3.36 \text{ b})$$

$$c = \text{const.}$$

Im $(\lg \dot{\epsilon}_S; \lg \sigma)$ -Diagramm kommt dies einer Parallelverschiebung der Geraden des einphasigen Materials zu höheren Spannungswerten gleich, d. h. der n -Wert des teilchengehärteten Werkstoffes ändert sich gegenüber dem des teilchenfreien in diesem Bereich nicht, siehe Bild 3.26. In vielen Auswertungen wird dieser Sachverhalt tatsächlich beobachtet.

Für die Entwicklung von Legierungen sowie deren Wärmebehandlungen zur Einstellung optimaler Kriechfestigkeit ist die Abhängigkeit der Reibungsspannung σ_T von den Teilchenparametern f_V , λ_T und d_T entscheidend. Grundsätzlich ist plausibel, dass der Härtungsbeitrag σ_T umso höher ist, je mehr Teilchen die Versetzungsbewegung behindern und je mehr Teilchen/Versetzung-Wechselwirkungen vorliegen, d. h. je größer f_V ist. Diese Tatsache bildet die Grundlage der hoch γ' -haltigen Ni-Basis-Superlegierungen mit Teilchenvolumenanteilen von bis zu etwa 60 %. Schwieriger gestaltet sich dagegen der Zusammenhang zwischen der Kriechfestigkeit und der Teilchengröße oder dem -abstand.

Während die Schneidspannung parabolisch mit dem Teilchendurchmesser zunimmt, fällt die Orowan-Spannung hyperbolisch ab, **Bild 3.28 a)**:

$$\sigma_S \sim \sqrt{d_T} \quad \text{und} \quad \sigma_{OR} \sim \frac{1}{d_T} \quad (3.36 \text{ c), d})$$

Bei kohärenten Teilchen findet der Mechanismus mit der für den vorliegenden Teilchendurchmesser geringsten Spannung statt, es gilt also die in Bild 3.28 a) fett durchgezogene Linie. Bei inkohärenten Teilchen ist allein die Hyperbel für den Umgehungsmechanismus maßgeblich. Beide Spannungen hängen nicht von der außen anliegenden Spannung σ_a ab. Der Einfluss der Temperatur ist nur relativ schwach über den Schubmodul gegeben.

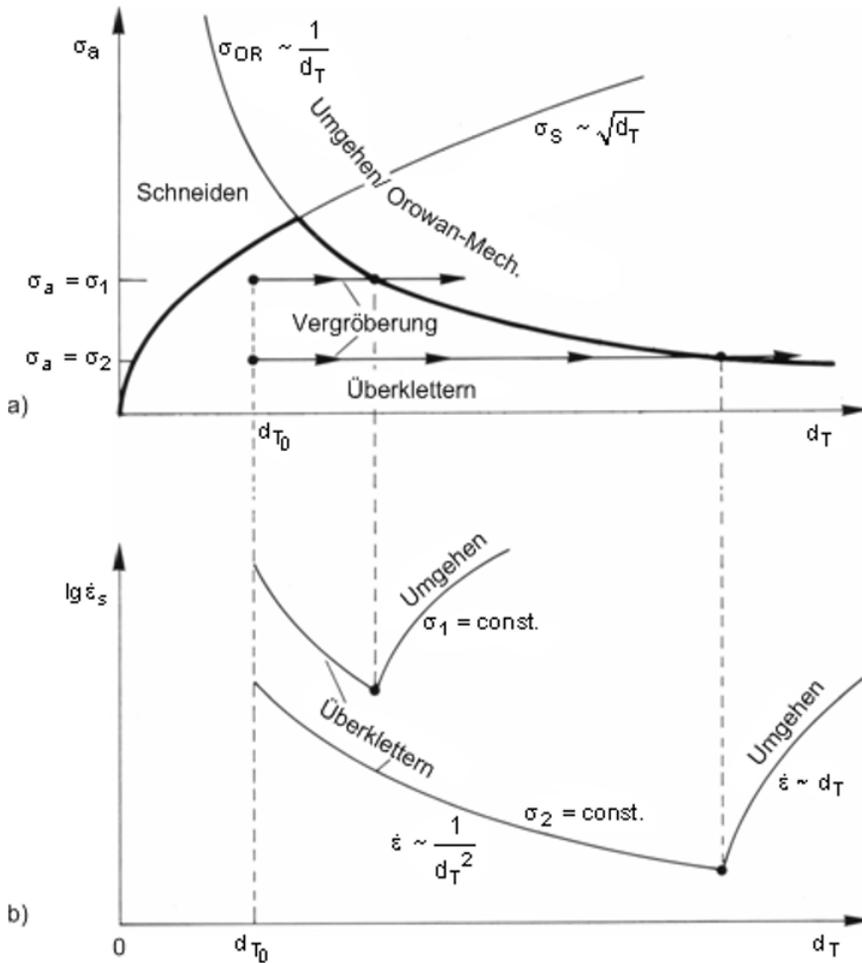


Bild 3.28 Hartungsmechanismen in Abhängigkeit von der Teilchengröße (d_{T0} : Ausgangsdurchmesser der Teilchen; σ_a : außen anliegende Spannung; σ_1 und σ_2 sind zwei exemplarisch gewählte anliegende Spannungen)

- Mechanismusfelder für das Passieren von Teilchen durch Versetzungen
Der Schneidmechanismus ist nur für kohärente Teilchen relevant. Die Linien mit mehreren Pfeilen zeigen die Vergrößerung bei jeweils konstanter äußerer Spannung.
- Abhängigkeit der sekundären Kriechrate vom Teilchendurchmesser für zwei verschiedene äußere Spannungen

Bei *geordneten* kohärenten Teilchen, wie den γ -Ausscheidungen in Ni-Al-Legierungen, findet das Schneiden durch Versetzungspaare, so genannte Superversetzungen, statt [3.26]. Der Grund liegt darin, dass eine schneidende Versetzung die Ordnung innerhalb des Partikels zerstört, eine zweite sie jedoch wieder-

herstellt. Zwischen der führenden und der nachfolgenden Versetzung entsteht eine Antiphasengrenzfläche, entlang derer die Ordnung aufgehoben ist. Der Abstand zwischen beiden Versetzungen ergibt sich aus dem Gleichgewicht der anziehenden Kraft aufgrund der Antiphasengrenzfläche und der Abstoßung durch die Spannungsfelder der Versetzungen. Ab einer gewissen Partikelgröße durchlaufen die Versetzungspaare die Teilchen in *enger* Kopplung, so dass sie innerhalb desselben Teilchens liegen [3.27]. In diesem Fall nimmt die Schneidspannung hyperbolisch mit dem Partikeldurchmesser ab: $\sigma_{pS} \sim 1/\sqrt{d_T}$ (pS : paarweises Schneiden in enger Kopplung). Bei sehr kleinen Teilchen, die nicht in enger Kopplung geschnitten werden, wächst die Schneidspannung zunächst gemäß Gl. (3.36 c) mit dem Durchmesser an, um nach dem Schnittpunkt mit der σ_{pS} -Funktion wieder abzufallen.

In Bild 3.28 ist der Sonderfall des paarweisen Schneidens geordneter kohärenter Teilchen nicht berücksichtigt. Prinzipiell würde sich ein ähnlicher Kurvenverlauf ergeben, weil der hyperbolische Abfall der Schneidspannung σ_{pS} in den ebenfalls hyperbolischen Kurvenzug für σ_{OR} einmündet.

Wie oben dargestellt, wird der Mechanismuswechsel vom *zeitunabhängigen* Passieren der Teilchen durch den Schneid- oder Orowan-Vorgang zum *zeitabhängigen* Überklettern für die jeweilige Teilchengröße vorgegeben. Wie Bild 3.28 a) erkennen lässt, ist der Schneidmechanismus irrelevant, sofern die Schneidspannung nicht von vornherein überschritten wird. Befindet man sich mit einem Ausgangsgefüge beim Kriechen unter konstanter Spannung im Bereich des Überkletterns, so kann durch Vergrößerung immer nur ein Mechanismuswechsel zum Orowan-Prozess stattfinden, nicht zum Schneiden (eng gekoppeltes paarweises Schneiden ist hier, wie erwähnt, außer Acht gelassen).

Um für eine bestimmte äußere Spannung die sich einstellende Kriechrate in Abhängigkeit vom Teilchendurchmesser zu kennen, werden für die verschiedenen Mechanismen Funktionen $\dot{\epsilon} = f(d_T)$ benötigt. G.S. Ansell und J. Weertman geben für den Bereich des Teilchenumgehens sowie den des Überkletterns solche Zusammenhänge an [3.24]. Beim Umgehungsmechanismus wird – analog zur Kaltverformung – mit einer Kriechfestigkeitsabnahme bei steigender Teilchengröße und steigendem Teilchenabstand gerechnet:

$$\dot{\epsilon} \sim d_T \quad (3.37 \text{ a})$$

Im Bereich des Überkletterns der Teilchen durch die Versetzungen wird postuliert, dass die Kriechfestigkeit mit größer werdenden Teilchen ansteigt:

$$\dot{\epsilon} \sim \frac{1}{d_T^2} \quad (3.37 \text{ b})$$

Bild 3.28 b) stellt die Zusammenhänge schematisch dar (man beachte die logarithmische Ordinate, die qualitativ zu der gezeigten Kurvenkrümmung führt). Eine

mehrphasige Legierung wird im Ausgangszustand so wärmebehandelt, dass eine Teilchengröße entsteht, bei der die Versetzungen über die Ausscheidungen hinwegklettern müssen. Optimal wäre nach den gezeigten Verläufen ein Durchmesser, welcher gerade den Übergang vom Überklettern zum Umgehen markiert. Durch Teilchenvergrößerung würde dieses Optimum jedoch schnell verlassen werden, und der Mechanismus würde zum ungünstigeren, zeitunabhängigen Umgehen wechseln. Man wird daher eine feinere Ausgangsdispersion einstellen müssen, etwa wie in Bild 3.28 a) mit d_{T0} eingezeichnet. Durch die Ostwald-Reifung, die durch die Linien mit mehreren Pfeilen bei jeweils konstanter äußerer Spannung angedeutet ist, würde dann gemäß Gl. (3.37 b) die Kriechrate zunächst abfallen, Bild 3.38 b). Sobald der kritische Teilchendurchmesser auf der Orowan-Kurve erreicht ist, steigt die Kriechrate wieder an.

Je geringer die außen anliegende Spannung ist, umso stärker kann die Teilchengröße nach Gl. (3.36 d) anwachsen, bevor es zum Mechanismuswechsel kommt – eine für die technische Praxis wichtige Erkenntnis. Dies zeigt Bild 3.28 für zwei Spannungen $\sigma_1 > \sigma_2$. Da bei niedrigeren Spannungen ohnehin die Kriechrate geringer und die Standzeit länger ist, steht auch mehr Zeit für Vergrößerung zur Verfügung.

Auf das $(\lg \dot{\epsilon}_s; \lg \sigma)$ -Diagramm übertragen ergeben sich aus Bild 3.28 schematisch die Verläufe nach **Bild 3.29**. Diese Darstellung ist insofern idealisiert, als von gleich bleibender Teilchengröße entlang eines jeweiligen Kurvenzuges ausgegangen wird, hier qualitativ als „grob“ und „fein“ bezeichnet. Diese Annahme ist in der Praxis nicht selbstverständlich, weil die Teilchengröße bis zum Erreichen der sekundären oder minimalen Kriechrate unterschiedlich sein kann. Das Diagramm hat daher mehr modellhaften Charakter und soll dem Vergleich mit realen Messungen dienen. Der Übergang vom Mechanismus des Umgehens oder Schneidens zum Überklettern verschiebt sich mit zunehmender Teilchengröße zu geringeren Kriechraten oder Spannungen.

Prinzipiell ließe sich mit dem diskutierten Mechanismusmodell eine Optimierung des Ausgangsgefüges zwecks maximaler Kriech- und Zeitstandfestigkeit vornehmen [3.28]. Dazu müssten die Kinetik der Teilchenvergrößerung sowie einige weitere Daten des Werkstoffes bekannt sein. Das Modell beschreibt die tatsächlichen Kriechfestigkeitsverläufe in manchen Fällen korrekt; oft treten jedoch besondere Wechselwirkungseffekte zwischen Versetzungen und Teilchen auf, die darin nicht berücksichtigt werden.

So kann die Überwindung der Teilchen durch die Versetzungen aufgrund direkter Wechselwirkung zusätzlich stark gebremst werden. Ein solcher Mechanismus liegt vor, wenn sich die potenzielle Energie der Versetzung teilweise mit derjenigen der Teilchen kompensiert. Dies kann verschiedene Formen annehmen. In **Bild 3.30** ist ein Fall dargestellt, bei dem sich Karbide aus einem lösungsgeglühten Ausgangszustand während der Kriechbelastung an den Versetzungen gebildet haben. Die Spannungsfelder der Versetzungen haben sich dabei mit denen der Karbide überlagert, und die Versetzungen sind hierdurch nicht oder nur sehr träge erholbar geworden. Der Kriechwiderstand ist bei einer derartigen Konfiguration sehr hoch. Da Karbide jedoch in den üblichen Fe-, Co- oder Ni-

Grundwerkstoffen deutlich zur Ostwald-Reifung neigen und die Anzahl der Teilchen dadurch abnimmt, geht dieser starke Härtungseffekt allmählich verloren. Die Veränderungen in der Teilchen- und damit auch der Versetzungsanordnung machen sich in einem Anstieg der Kriechrate bemerkbar.

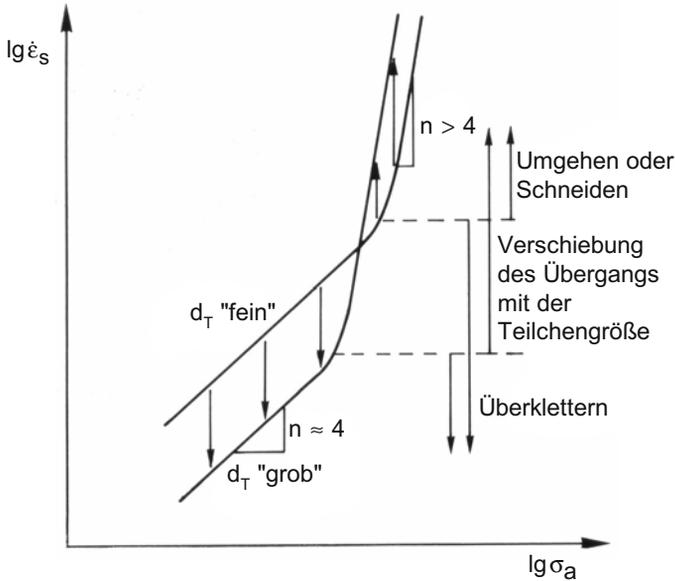


Bild 3.29 Einfluss der Teilchengröße auf die Kriechfestigkeit im Bereich des Übergangs vom Schneid- oder Umgehungsmechanismus zum Überklettern ($f_V = \text{const.}$), (nach [3.28])

Die Pfeile deuten die Verschiebung der Kriechrate mit gröber werdenden Teilchen bei konstanter angelegter Spannung an.

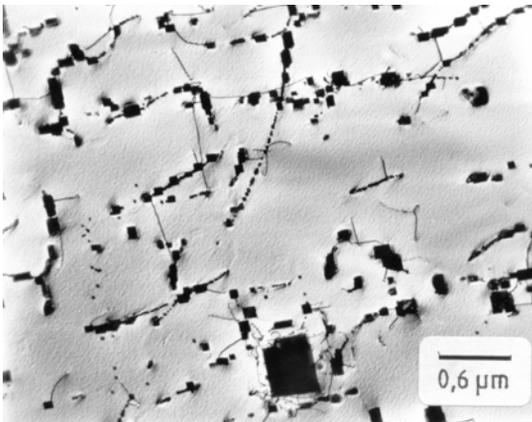


Bild 3.30

Verankerung von Versetzungen durch Karbide bei Kriechbelastung (*Alloy 802*, $1000 \text{ }^\circ\text{C}$, 25 MPa ; Karbide vom Typ TiC und M_{23}C_6), TEM-Befund [3.9]

3.8.2.2 Besonderheiten dispersionsgehärteter Legierungen

In ausscheidungsgehärteten Werkstoffen geht die Teilchenhärtung nicht nur aufgrund der Ostwald-Reifung allmählich zurück, sondern mit steigender Temperatur lösen sich die Teilchen auch zunehmend in der Matrix auf. Ein deutliches Abknicken der Löslichkeitskurve bedeutet in der Regel, dass die Legierungen in diesem Temperaturbereich für einen technischen Einsatz unbrauchbar werden. Bei dispersionsgehärteten Legierungen lässt sich der hochwirksame Wechselwirkungsmechanismus zwischen Versetzungen und Teilchen über sehr lange Zeiten und bis zu sehr hohen homologen Temperaturen aufrechterhalten. Ein bekanntes Beispiel sind die oxiddispersionsgehärteten ODS-Superlegierungen, die sich durch eine extrem geringe Löslichkeit der dispergierten Teilchen in der Matrix bis zum Schmelzpunkt und damit eine sehr geringe Ostwald-Reifung auszeichnen. Diese Werkstoffe weisen eine Besonderheit in der Spannungsabhängigkeit der Kriechrate auf, was in **Bild 3.31** dem normalen Verhalten gegenübergestellt ist. Bei ihnen scheint der Kriechprozess unterhalb einer Grenzspannung, welche

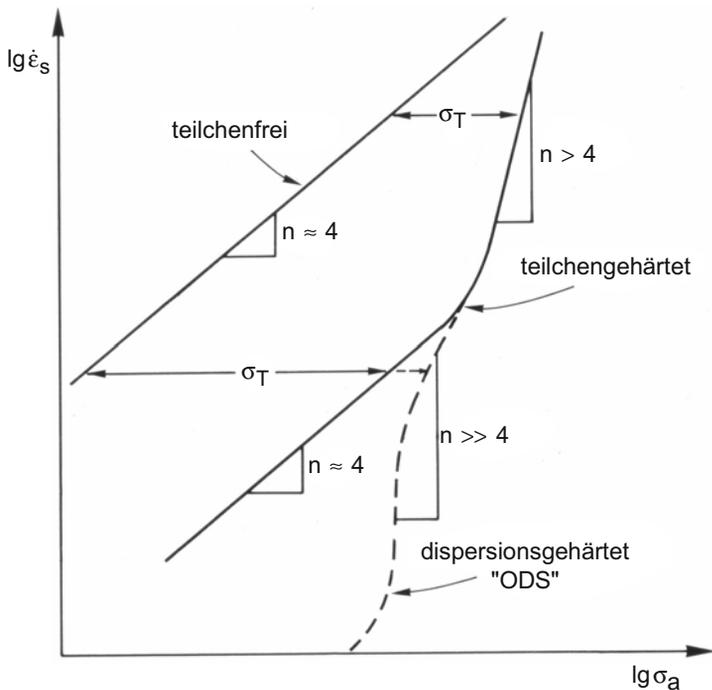


Bild 3.31 Spannungsabhängigkeiten der sekundären Kriechrate für teilchenfreies und teilchengehärtetes Material

Die gestrichelte Linie gibt die Besonderheiten des Verhaltens oxiddispersionsgehärteter Legierungen wieder.

nicht mit der Orowan-Spannung identisch ist, sondern deutlich niedriger liegt, zum Stillstand zu kommen. Man spricht daher in diesem Fall oft von einer Schwellenspannung. Tatsächlich aber kriechen auch diese Legierungen bei niedrigsten Spannungen und brechen letztlich, wie durch das Wiederabbiegen des unteren Kurvenabschnittes in Bild 3.31 angedeutet. Dieser ungewöhnliche Verlauf im $(\lg \sigma; \lg \dot{\epsilon})$ -Diagramm spiegelt sich im $(\lg t_m; \lg \sigma)$ -Zeitstanddiagramm wider durch einen extrem flachen Verlauf der Zeitstandlinien, deren Steigung – entgegen dem üblichen Trend – zu geringeren Spannungen hin abnimmt.

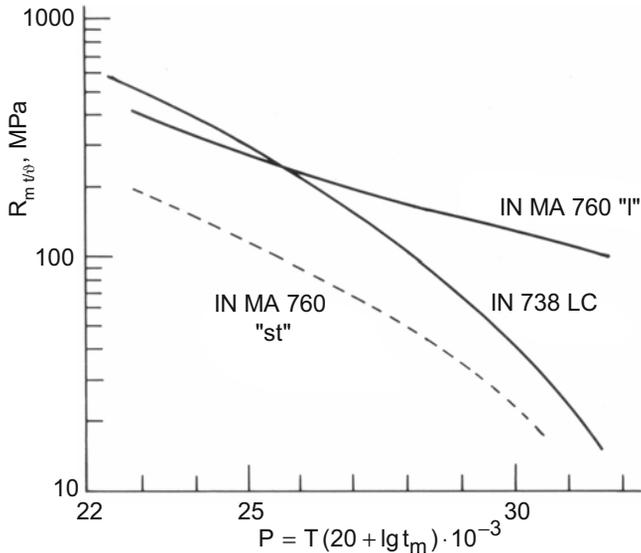


Bild 3.32 Vergleich des Zeitstandverhaltens der γ' -gehärteten Ni-Basis-Gusslegierung *IN 738 LC* mit dem der γ' - und oxiddispersionsgehärteten Ni-Basislegierung *IN MA 760* in einer Larson-Miller-Darstellung (T in K und t_m in h), nach [3.29] l: Längsrichtung der stängelförmigen Körner; st: schmale Querrichtung (*short transverse*)

Bild 3.32 stellt dies in einer Larson-Miller-Auftragung dar, bei der die konventionelle γ' -gehärtete Ni-Basislegierung *IN 738 LC* mit der ähnlichen, aber zusätzlich durch Y-Oxide gehärteten ODS-Legierung *IN MA 760* verglichen wird. Die Werte in Längsrichtung der gerichteten Kornstruktur sind hierbei zu beachten, das abweichende Verhalten in Querrichtung wird in Kap. 3.11 behandelt. Das Wiederabbiegen im $(\lg \sigma; \lg \dot{\epsilon})$ -Verlauf bei extrem niedrigen Spannungen wird bei den gängigen Prüfzeiten üblicherweise nicht erfasst.

Verantwortlich für die außergewöhnliche Kriechfestigkeitssteigerung bezogen auf den Volumenanteil härtender Phasen ist ein besonderer Wechselwirkungsmechanismus zwischen den Oxiden und den Versetzungen [3.30, 3.31]. TEM-Befunde legen nahe, dass nach dem Überklettern der Teilchen die Versetzungen

an ihnen haften bleiben (*backside pinning*), **Bild 3.33**. Geschwindigkeitsbestimmend für den Kriechvorgang ist in diesem Fall nicht mehr das Überklettern, sondern das Ablösen der Versetzungen von den Teilchenrückseiten. Der Zusammenhang nach Gl. (3.37 b) ist bei den Dispersionslegierungen daher nicht anzuwenden.

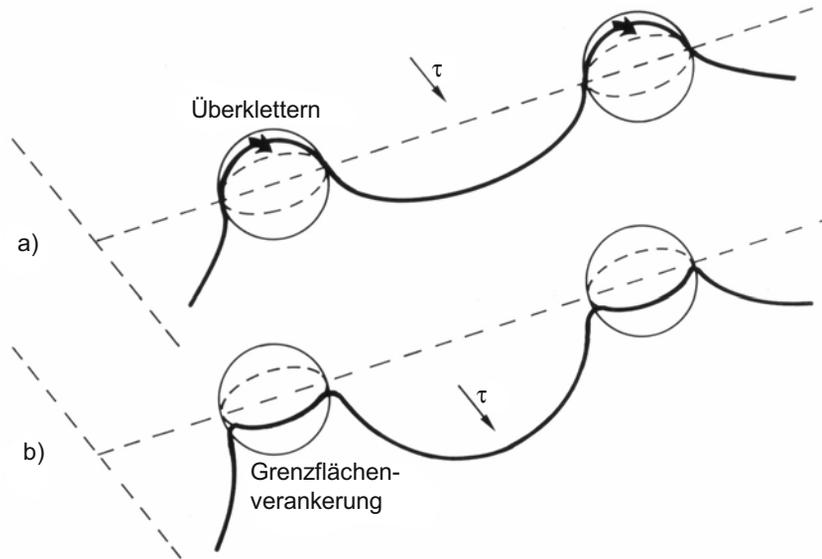


Bild 3.33 Wechselwirkung einer Versetzung mit inkohärenten Teilchen

- a) Überklettern
- b) Starke Verankerung der Versetzung in der Teilchen/Matrix-Grenzfläche nach dem Überklettern (*backside* oder *interfacial pinning*).

Es besteht offenbar zwischen dieser Art von Teilchen und Versetzungen eine anziehende Kraft. Einerseits wird die lokale Energie herabgesetzt aufgrund des Einbaus der Versetzung in die inkohärente Phasengrenzfläche, andererseits überlappt sich das Spannungsfeld der Versetzung mit dem Verzerrungsfeld in der Matrix um die Teilchen herum [3.30, 3.32]. Man spricht daher auch von Grenzflächenverankerung (*interfacial pinning*).

Aufgrund des starken und sehr temperaturstabilen Härtungseffektes kommen die Dispersionslegierungen mit sehr geringen Volumenanteilen der dispergierten Phase aus, welcher nur ca. 2 % beträgt. Höhere Gehalte würden besonders die Duktilität verschlechtern. Die Teilchengröße muss in diesem Fall sehr fein eingestellt werden mit typischen Durchmessern von etwa 20 bis 40 nm, damit der Teilchenabstand gering ist und möglichst viele Versetzungsverankerungen auftreten.

Bei extrem niedrigen Spannungen kommt auch der Dispersionshärtungsmechanismus nicht mehr zum Tragen, weil die Diffusionskriechvorgänge dominieren.

3.8.2.3 Hoch γ -haltige Ni-Basislegierungen

In Ni-Basis-Superlegierungen mit extrem hohen Ausscheidungsgehalten der γ' -Phase von bis zu etwa 60 Vol.-%, wie sie bei hoch entwickelten Turbinenschaukelwerkstoffen eingestellt werden, treten einige Besonderheiten bei den Kriechvorgängen auf [3.33]. Bei anwendungsbezogenen Temperatur- und Spannungswerten werden die relativ großen, blockigen γ' -Teilchen (Kantenlänge ca. 0,3 bis 0,5 μm) nicht geschnitten, abgesehen möglicherweise vom technisch uninteressanten tertiären Kriechbereich. Die Kriechverformung resultiert aus Versetzungsbewegungen durch die engen γ -Matrixkanäle zwischen den Ausscheidungen. Materie fließt unter Zugbelastung aus den vertikalen in die horizontalen Kanäle, bezogen auf die Belastungsrichtung. Die Versetzungen werden zu langgestreckten, schmalen Schlingen ausgebaucht, **Bild 3.34**. Der Kriechwiderstand nimmt mit abnehmender Matrixkanaldicke zu (siehe hierzu auch Bild 6.46).

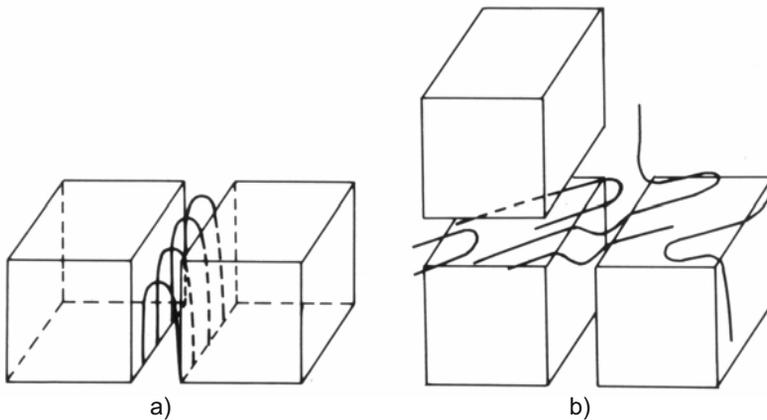


Bild 3.34 Modell der Versetzungsanordnung in Werkstoffen mit sehr hohem Volumenanteil härtender Phasen, hier als Würfel dargestellt [3.34]

- a) Vertikale Matrixkanäle
- b) Horizontale Matrixkanäle

Im Primärbereich des Kriechens füllen sich die Räume zwischen den γ' -Teilchen allmählich mit einem dreidimensionalen Versetzungsnetzwerk. Der quasistationäre Bereich zeichnet sich durch gleichmäßige Belegung der Matrixkanäle aus. Die Versetzungen bauen teilweise die Kohärenzspannungen ab, die durch die Gitterfehlpassung bei der jeweiligen Temperatur zwischen der Matrix und der Ausscheidungsphase entstehen. Dadurch befinden sich diese Versetzungen in einer Potenzialmulde und sind erholungsträger.

3.8.2.4 Kriechkurvenverlauf teilchengehärteter Legierungen

Teilchengehärtete Legierungen zeigen meist recht deutliche Abweichungen im Kriechkurvenverlauf gegenüber dem idealen Verhalten nach Bild 3.3 oder 3.4. Mehrere Effekte können sich überlagern, so dass zunächst alle denkbaren Vorgänge aufgelistet werden, welche den theoretischen Kriechverlauf bei konstanter Nennspannung beeinflussen können:

- Korrosion (probendickenabhängig)
- Spannungsanstieg aufgrund dehnungsbedingter Querschnittabnahme
- Veränderungen in der Versetzungsanordnung, sofern der Ausgangszustand eine besondere Charakteristik hinsichtlich Versetzungsdichte und -anordnung aufweist, z. B. bei vorverformten oder martensitisch gehärteten Werkstoffen
- Poren- und Rissbildung
- Veränderungen im Teilchengefüge bezüglich des Durchmessers und der Form, des Volumenanteils, der Teilchenart sowie der Verteilung und Anordnung.

Während die ersten vier Phänomene grundsätzlich für ein- und mehrphasige Werkstoffe gelten, betrifft der letztgenannte Prozess allein die teilchengehärteten Legierungen.

Bild 3.35 stellt in einer $(\lg \dot{\epsilon}_W; \epsilon_W)$ -Auftragung schematisch dar, wie sich diese verschiedenen Vorgänge auf den Kriechverlauf auswirken *können*. Ein reales Beispiel ist in Bild 3.14 für den massiv durch Karbide und Laves-Phasen gehärteten austenitischen Stahl S-590 (X 40 CoCrNi 20 20) gezeigt (vgl. Kriechkurven in Bild 3.5). Die klassische Dreiteilung der Kriechkurve wird mehr oder weniger stark verändert. Die Unterschiede werden in der üblichen $(\epsilon; t)$ -Darstellung kaum erkannt, besonders dann nicht, wenn die Versuchsführung unter Lastkonstanz erfolgt. In der differenzierten $(\lg \dot{\epsilon}; \epsilon)$ -Form äußern sich die Abweichungen dagegen u. a. im Auftreten eines ausgeprägten Kriechratenminimums sowie dadurch, dass ein stationärer Kriechbereich meist nicht graphisch identifizierbar ist und oftmals tatsächlich nicht auftritt aufgrund stetiger mikrostruktureller Änderungen. Ohne umfassende Mikrostrukturuntersuchungen ist die Zuordnung des Kurvenverlaufes zu einem oder mehreren der genannten Vorgänge nicht möglich.

Als eine Ursache für die Anomalien im Kriechverhalten teilchengehärteter Legierungen kommen gefügebedingte Volumenänderungen infrage (siehe Kap. 2.6). Vorwiegend ist jedoch der Verlust an Teilchenhärtung für den Anstieg der Kriechrate nach dem ausgeprägten Minimum verantwortlich. Gemäß den Ausführungen in Kap. 3.8.2.1 zum Einfluss der Teilchengröße sollte man erwarten, dass Vergrößerung die Kriechrate reduziert, falls nur das Überklettern betrachtet wird. Dies trifft jedoch nicht die tatsächlichen Mechanismen bei sich verändernder Teilchen- und Versetzungsanordnung. Vielmehr müssen die energetischen Wechselwirkungen zwischen Versetzungen und Teilchen berücksichtigt werden. Daraus ergibt sich bei gleich bleibendem Volumenanteil ein umso stärkerer Härtungseffekt, je *mehr* Teilchen mit den Versetzungen verankert sind, d. h. je feiner

die Partikel sind. Vergrößerung führt deshalb zu dem erwähnten Anstieg der Kriechrate.

Aufgrund der Kriechanomalien besonders bei teilchengehärteten Legierungen besteht die prinzipielle Schwierigkeit, eine stationäre Kriechrate angeben zu können, welche tatsächlich von gleich bleibenden mikrostrukturellen Verhältnissen geprägt ist. Ersatzweise wird daher vielfach die minimale Kriechrate benutzt, die meist nicht mit einem stationären Verformungszustand einhergeht. Dies ist besonders dann zu bedenken, wenn experimentell ermittelte Daten, wie etwa Exponenten für die Spannungsabhängigkeit der Kriechrate nach Gl. (3.15), miteinander verglichen werden.

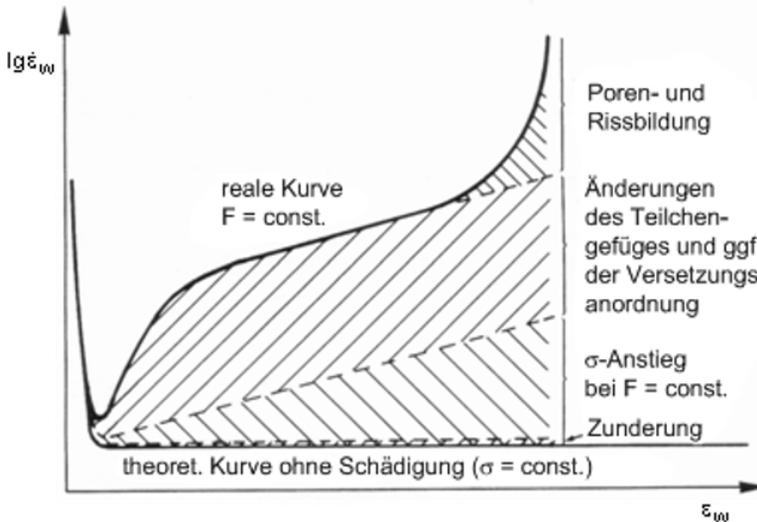


Bild 3.35 Einflüsse verschiedener Schädigungsvorgänge auf den Kriechverlauf in der Darstellung der wahren Kriechrate (log.) gegen die wahre Dehnung (nach [3.35])

3.8.3 Kriechen geordneter intermetallischer Phasen

Geordnete intermetallische Phasen als Matrixwerkstoffe – im Gegensatz zur üblichen Rolle als härtende Teilchen, z. B. als $\gamma' = \text{Ni}_3\text{Al}$ – bieten einige attraktive Eigenschaften, die sie als Hochtemperaturwerkstoffe zwischen metallischen und keramischen Materialien ansiedeln.

In ideal ferngeordneten Phasen befindet sich jede Atomsorte auf genau definierten Gitterplätzen, vorstellbar als Kristallgitter der einen Komponente im Gitter der anderen. Daher spricht man auch von *Überstrukturphasen*. Für eine bestimmte Zusammensetzung tritt dabei die maximal mögliche Anzahl ungleicher Atombindungen auf. Diese Anordnung mit geringer Mischungsentropie, verglichen mit

einer idealen, statistisch regellosen Mischung, ist energetisch möglich aufgrund stark negativer Mischungsenthalpie. Diese wiederum ist zurückzuführen auf stärkere ungleichnamige als gleichnamige Bindungen.

Wie in Kap. 1.3.4 ausgeführt, zeichnen sich geordnete intermetallische Phasen durch einen erheblich geringeren Diffusionskoeffizienten gegenüber einem ungeordneten Mischkristall aus. Daraus resultieren bei vergleichbaren homologen Temperaturen eine höhere thermische Gefügestabilität und eine geringere Erholungsgeschwindigkeit. Beides wirkt sich im Vergleich zu entsprechenden ungeordneten Mischkristallen kriechfestigkeitssteigernd aus.

Die geringste Diffusionsrate wird bei exakter Stöchiometrie der Phase erreicht, weil sich dann die so genannten Korrelationseffekte bei der Diffusion am stärksten auswirken. Folglich ist auch der höchste Kriechwiderstand bei stöchiometrischer Zusammensetzung zu erwarten. Besonders bei intermetallischen Phasen mit einem breiten Homogenitätsbereich, wie z. B. NiAl, ist dieser Effekt zu beachten.

Als eine weitere Auswirkung der starken ungleichnamigen Atombindungen liegen die elastischen Moduln E und G höher und zeigen eine geringere Temperaturabhängigkeit gegenüber vergleichbaren ungeordneten Mischkristallen. Sie beeinflussen die Spannungsfelder der Versetzungen und damit die Versetzungsdichte bei gegebener äußerer Spannung, was letztlich beim Versetzungskriechen auf eine Abhängigkeit $\dot{\epsilon} \sim 1/E^n$ führt (Gl. 3.23).

Einige geordnete intermetallische Phasen weisen eine deutlich geringere Dichte gegenüber herkömmlichen Hochtemperaturlegierungen auf, wie z. B. TiAl oder NiAl. Bei eigengewicht- und fliehkraftbelasteten Bauteilen muss daher ein Festigkeitsvergleich auf Basis der Zeitreißlänge oder Zeitdehnlänge erfolgen (Gln. 3.8 a, b).

Intermetallische Phasen können durch alle üblichen Methoden gehärtet werden, für den Hochtemperaturbereich also durch Mischkristall- und Teilchenhärtung. (Anm.: Der Begriff Mischkristall kann in dem Sinne verwendet werden, dass zu einem Kristall etwas hinzugemischt wird, ohne das Einphasenfeld der intermetallischen Phase zu verlassen. Diese Art von Mischkristall grenzt also im pseudo-binären Phasendiagramm an die intermetallische Ausgangsphase als reiner Komponente an.)

3.9 Bruchmechanismuskarten

Ähnlich wie die Verformungsmechanismen lassen sich auch die Bruchmechanismen in Karten darstellen, z. B. [3.36]. Eine schematische Einteilung der zu unterscheidenden Bruchfelder ist in **Bild 3.36** wiedergegeben mit den für kfz-Metalle und Legierungen typischen Versagenserscheinungen (bei krz- und hdP-Werkstoffen tritt zusätzlich der Sprödbuchbereich bei tiefen Temperaturen auf). Wie bei den Verformungskarten wird auf der Temperaturachse die homologe Temperatur T/T_S aufgetragen. Abweichend findet man jedoch auf der Spannungsachse anstelle von τ/G meist die normierte Zugspannung σ/E angegeben,

weil diese für die Schädigung maßgeblich ist. Aus Zugversuchen wird die Zugfestigkeit und aus Kriechversuchen die Nennspannung als Zugspannung eingesetzt.

Ebenso wie die Verformungsmechanismuskarten gelten die Bruchmechanismuskarten für rein *statische Belastung* sowie ohne Einflüsse von Korrosion auf das vorherrschende Bruchbild. Es wird jeweils derjenige Mechanismus als dominant angegeben, der die geringste Bruchdehnung oder Lebensdauer hervorruft. Anteile anderer Schädigungen können gleichzeitig auftreten, leiten aber nicht das Versagen ein. Zusätzlich können in die Bruchkarten Linien konstanter Belastungsdauer bis zum Bruch eingetragen werden, wie in Bild 3.36 geschehen.

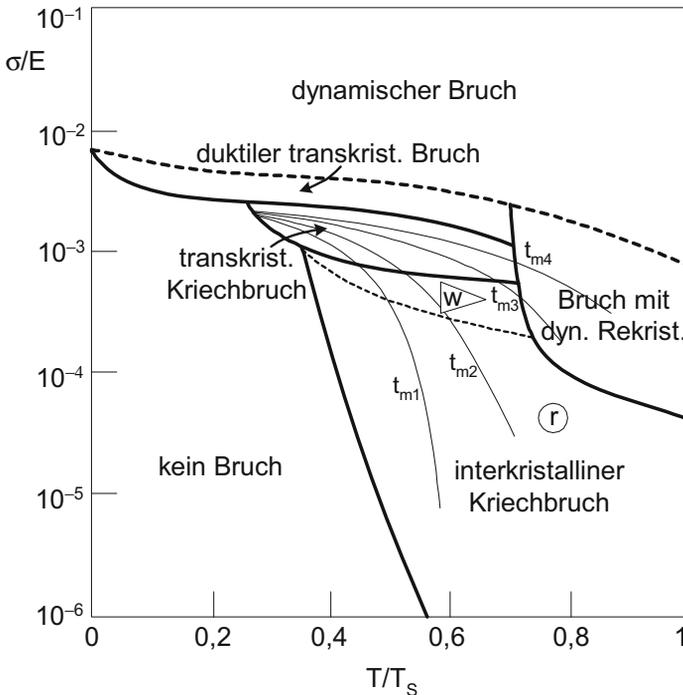


Bild 3.36 Bruchmechanismuskarte für polykristalline kfz-Werkstoffe (*w*: wedge-type = keilförmige Tripelkantenrisse; *r*: round-type = rundliche Poren/ cavities)
Zusätzlich sind Linien gleicher Bruchzeiten eingetragen; $t_{m1} > t_{m2} > t_{m3} > t_{m4}$
(nach [3.36]).

Folgende Bruchtypenfelder treten bei kfz-Werkstoffen auf (die Besonderheiten der krz-Materialien bei tiefen Temperaturen sind für Hochtemperaturvorgänge uninteressant):

a) *Dynamischer Bruch*

Dieser Bereich bedeutet sehr hoch liegende Spannungen und damit einen spontan bei der Belastung erfolgenden Bruch, auch als Gewaltbruch bezeichnet. Er ist vergleichbar einem Schlagbiegeversuch und erstreckt sich über den gesamten Temperaturbereich.

b) *Duktiler transkristalliner Bruch*

In diesem Feld liegen die Spannungen in der Gegend oder knapp oberhalb der Zugfestigkeit, und die Temperaturen reichen bis ca. $0,7 T_S$. Dieser Versagenstyp tritt z. B. in Zugversuchen oder in Kriechversuchen mit hohen Spannungen nahe der Warmzugfestigkeit auf. Der Bruch erfolgt mit deutlicher Einschnürung, oft als so genannter *Cup-and-Cone*-Bruch, d. h. die Bruchflächenflanken sind etwa 45° und der Mittenbereich etwa 90° zur Belastungsrichtung geneigt. Hohlräume bilden sich und wachsen an Einschlüssen oder Teilchen im Korninnern. Im Bruchbild erkennt man die typischen Grübchen oder Waben (*dimples*), die duktilen Versagen kennzeichnen.

c) *Bruch mit dynamischer Rekristallisation*

Bei mittleren bis hohen Spannungen und hohen Temperaturen oberhalb etwa $0,7 T_S$ schnürt sich der Werkstoff fast auf einen Punkt oder eine Meißelkante ein mit $Z > \text{ca. } 90\%$. Aufgrund der hohen Verformung und Temperatur erfolgt dynamische Rekristallisation. Eine Zuordnung zu einem inter- oder transkristallinen Versagen kann nicht mehr getroffen werden.

d) *Transkristalliner Kriechbruch*

Dieser tritt bei höheren Spannungen und genügend hohen Temperaturen auf, bei denen Kriechen einen merklichen Verformungsbeitrag liefert.

e) *Interkristalliner Kriechbruch*

Dies ist für die meisten Werkstoffe der typische Kriechbruch, welcher im anwendungsrelevanten Spannungsbereich in Erscheinung tritt. In diesem Feld beobachtet man oft bei relativ hohen Spannungen Rissbildung an Korngrenztripelpunkten¹, während bei geringeren Spannungen Poren- und Mikrorissbildung auf den Korngrenzflächen vorherrscht.

f) *Kein Bruch*

In Abwandlung der üblichen Bruchmechanismuskarten ist in Bild 3.36 ein Bereich eingezeichnet, in dem kein Bruch erfolgt. Hierzu sind prinzipiell die gleichen An-

¹ Im zweidimensionalen Schlift sieht man Tripelpunkte, es handelt sich im dreidimensionalen Volumen dabei jedoch meist um Tripellinien.

merkungen zu machen wie bei den Verformungskarten für das Feld der elastischen Verformung. Über extrem lange, technisch irrelevante Zeiten (Jahrtausende, Jahrmillionen) wäre möglicherweise auch in diesem (σ ; T)-Feld mit interkristallinem Versagen aufgrund des Diffusionskriechens nach dem Coble-Mechanismus zu rechnen.

3.10 Kriechschädigung und Kriechbruch

Während des Kriechens spielen sich mehrere Zustandsänderungen im Werkstoffgefüge ab, welche die Kriechrate anheben (siehe Bild 3.35). Schädigung durch Poren und Risse übt einen deutlich messbaren Einfluss auf den Kriechverlauf in der Regel erst in einem späteren Kriechstadium aus. Diese Erscheinung wird meist im engeren Sinne als Kriechschädigung bezeichnet. Sie findet auch bei Reinmetallen statt, ist damit also klar zu trennen von anderen Schädigungen aufgrund von Mehrphasigkeit, d. h. Veränderungen im Teilchengefüge. Poren- und Rissbildung sind verantwortlich für das Auftreten des tertiären Kriechbereiches, welcher letztlich zum Bruch führt.

Tabelle 3.4 stellt einige Merkmale der Schädigungs- und Bruchbildung unter statischer Belastung bei tiefen und hohen Temperaturen gegenüber. Bei letzteren beziehen sich die Angaben auf den Kriechbereich bei technisch interessanten Spannungen und Temperaturen.

Tabelle 3.4 Vergleich der Schädigungs- und Bruchmerkmale zwischen Kaltverformung ($< 0,4 T_S$) und Kriechen bei einsinniger Belastung im technisch relevanten Spannung/ Temperatur-Bereich (ohne Korrosionseinflüsse)

Kaltverformung	Kriechen im technisch relevanten (σ ; T)-Bereich
Überwiegend <i>transkristalline</i> Schädigung und transkristalliner Bruch	Überwiegend <i>interkristalline</i> Schädigung und interkristalliner Bruch
Bruch nur bei Überschreiten einer Mindestspannung (= wahre Bruchspannung \approx Zugfestigkeit)	Bruch auch bei sehr niedrigen Spannungen
Deutliche Schädigung meist erst kurz vor Bruch (Einschnürbereich)	Mikroskopisch erkennbare Schädigung oft in frühem Kriechstadium
Wachstum der Risse nur bei weiterer Spannungssteigerung	Wachstum der Poren und Risse bei konstanter Spannung
Bruchdehnungen können bis zu einigen zehn % betragen	Bruchdehnungen können niedriger liegen als bei Kaltverformung

3.10.1 Transkristalline Kriechschädigung

Wie aus der Bruchmechanismuskarte zu entnehmen ist, treten vorwiegend bei höheren Spannungen transkristalline Kriechschädigung und -bruch auf. Dieser Bereich stellt den Übergang zum transkristallinen Duktilbruch bei zeitunabhängiger Verformung dar. Die Schädigungsmechanismen sind in beiden Fällen identisch: Versetzungen stauen sich vor harten Hindernissen auf, bis eine so hohe Spannungskonzentration erreicht ist, dass die Grenzfläche aufreißt. Die Hohlräume wachsen durch weitere einmündende Versetzungen und durch Diffusion von Leerstellen, Letzteres bei den hierbei zur Verfügung stehenden Zeiten in geringerem Maße. Die Bruchfläche weist – wie bei tiefen Temperaturen – die typischen Grübchen (*dimples*) auf. Die Zeitbruchdehnung liegt etwa in der gleichen Größenordnung wie die Bruchdehnung im Zugversuch bei tieferen Temperaturen.

Bei Werkstoffen, bei denen interkristalline Kriechschädigung stark unterdrückt ist, erstreckt sich der Bereich transkristalliner Rissbildung auf größere Spannungs- und Lebensdauerbereiche. Beispiele hierfür sind besonders Legierungen mit langgestrecktem Korngefüge und selbstverständlich Einkristalle.

3.10.2 Interkristalline Kriechschädigung

Die typische Kriechschädigung bildet sich entlang der Korngrenzen aus. Man beobachtet keilförmige Tripelkantenrisse (*wedge-type cracks*, kurz: *w-type*) sowie porenartige Schädigung, für die sich der Begriff *cavities* eingeprägt hat (*round-type cracks*, kurz: *r-type*). Aus dem Bruchmechanismusdiagramm, Bild 3.36, geht hervor, unter welchen (σ ; T)-Bedingungen diese Arten der Kriechschädigung vorwiegend auftreten. **Bild 3.37** zeigt diese Erscheinungsformen schematisch, und **Bild 3.38** gibt Beispiele für mehrere Hochtemperatur-Werkstoffgruppen wieder.

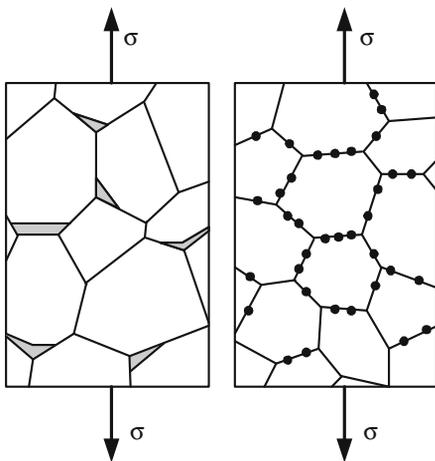


Bild 3.37 Schematische Darstellung interkristalliner Kriechschädigung

- a) Keilrisse an Korngrenztripelpunkten (*wedge-type*)
- b) *cavities* (*round-type*)

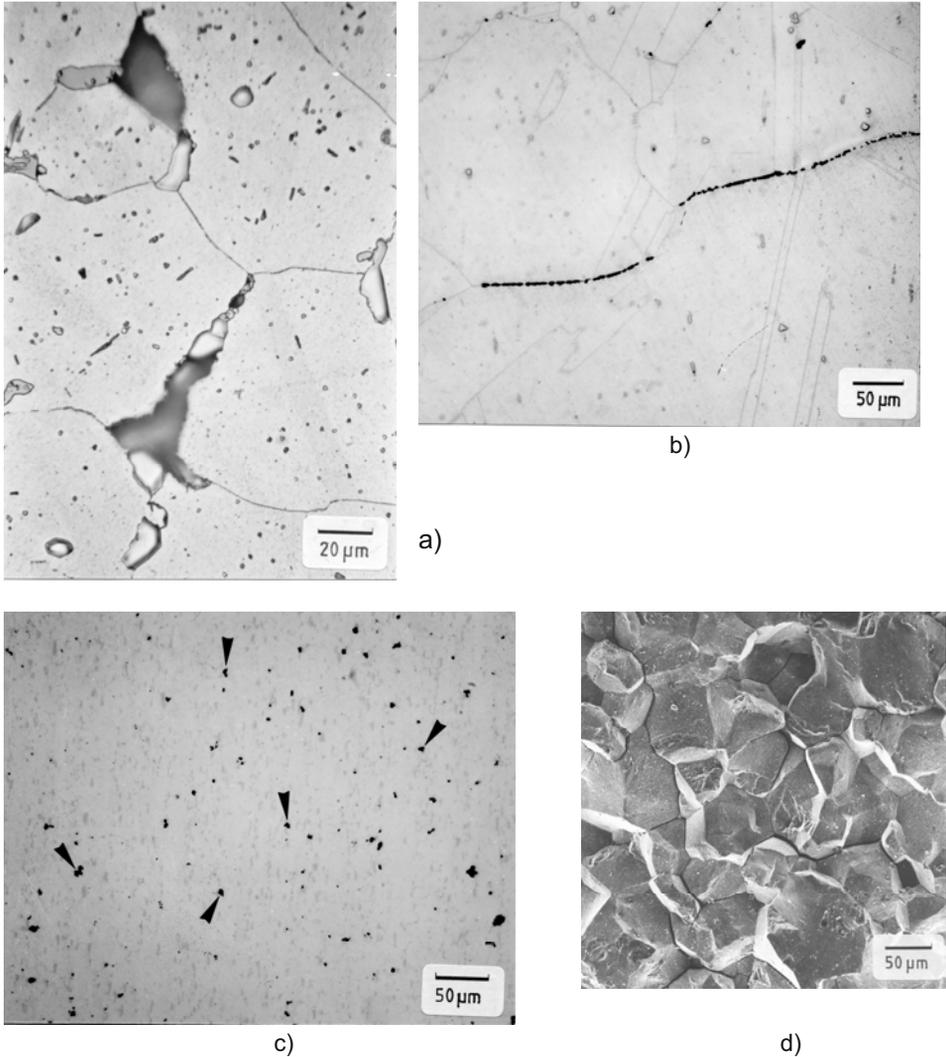


Bild 3.38 Beispiele interkristalliner Kriechschädigung

- a) Korngrenzenkeilrisse in dem austenitischen Stahl *Alloy 802*
- b) Porenketten in der Ni-Basislegierung *Nimonic 91*
- c) *cavities* (einige mit Pfeilen markiert) in dem austenitischen Stahl X 40 CoCrNi 20 20 bei 750 °C nach ca. $2 \cdot 10^5$ h Belastungsdauer (rund 1/3 der Bruchzeit)

Die extrapolierte Bruchzeit würde bei der wirksamen Spannung ca. $6 \cdot 10^5$ h betragen (es handelt sich um den Kopfbereich einer nach ca. $2 \cdot 10^5$ h gebrochenen Zeitstandprobe, vgl. Bild 3.5); hellgraue Phasen: Karbide und Laves-Phase.

- d) REM-Befund einer Kriechbruchfläche an dem austenitischen Stahl A 286
Man erkennt an zahlreichen Korngrenzen Rissverzweigungen.

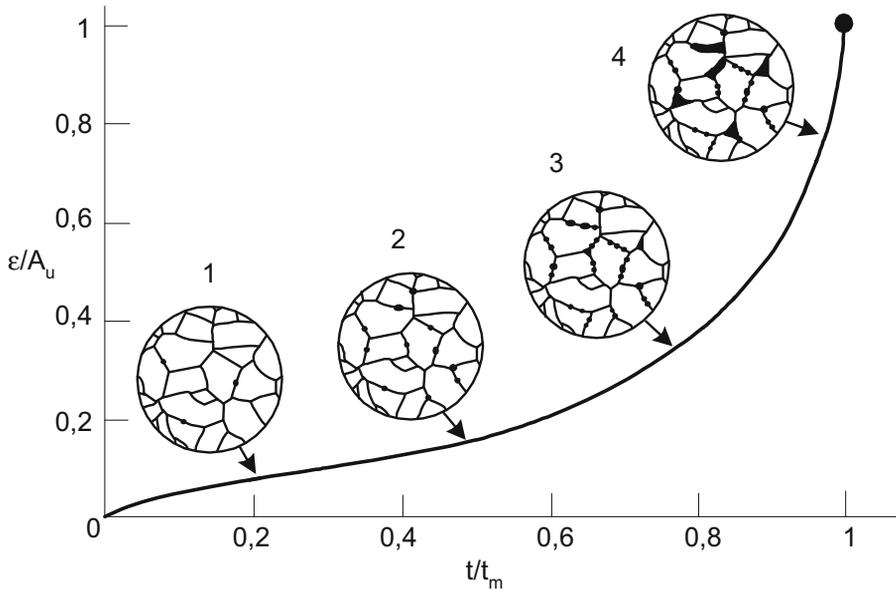


Bild 3.39 Entwicklung der Kriechschädigung

- 1 Keimbildung; Schädigung mit konventionellen mikroskopischen Mitteln nicht nachweisbar
- 2 Einzelne Mikroporen/ *cavities*; oft schwierig nachweisbar
- 3 Mikroporenketten; deutlich nachweisbar
- 4 Mikrorisse
- Bruch durch Makrorisse

In **Bild 3.39** ist schematisch dargestellt, wie die Kriechschädigung mit der Kriechdehnung und -zeit fortschreitet. Die Dehnung ist dabei auf die Zeitbruchdehnung (A_u) und die Zeit auf die Bruchzeit (t_m) normiert, um zu verdeutlichen, dass die Schädigungsentwicklung in gewissen Lebensdauer- und Duktilitätsbereichen in etwa ähnlich verläuft. Der gezeigte Schädigungsablauf und die Zuordnung zu Lebensdaueranteilen ist für viele Werkstoffe in weiten Spannungs- und Temperaturbereichen typisch, jedoch nicht generell übertragbar.

Bis zum Bruch vollzieht sich die Kriechschädigung in drei Hauptabschnitten: a) Rissinitiation, b) langsames Risswachstum und c) schnelles Wachstum sowie Zusammenwachsen der Risse bis zum Bruch. Im Detail beobachtet man bei vielen Werkstoffen eine Schädigungsentwicklung von den Riskeimen bis zum Bruch in der Reihenfolge:

Riskeime → Wachstum zu einzelnen Mikroporen (= *cavities*)
 → Porenketten → Mikrorisse → Makrorisse → Bruch

Nach gängiger Theorie beginnt die Riskeimbildung bereits im Primärbereich des Kriechens, kann jedoch mit konventionellen mikroskopischen Mitteln in diesem Frühstadium nicht nachgewiesen werden. Die untere Nachweisgrenze liegt hierbei bei etwa $0,1 \mu\text{m}$ Durchmesser. Die Anzahl der *cavities* steigt in etwa proportional zur Kriechdehnung an. Spürbare Auswirkungen auf das Kriechgeschehen übt die Rissbildung erst im Tertiärbereich aus. Der Zeitpunkt, zu dem erste Poren und eventuell Porenketten und Mikrorisse festgestellt werden, kann deutlich vor dem Beginn des dritten Kriechabschnittes liegen (siehe auch Kap. 8.1 und Bild 8.3).

3.10.2.1 Kriechrissinitiiierung

Nach dem Stand der Kenntnisse erfordert die Risseinleitung die meiste Zeit des Schädigungsprozesses und ist damit maßgeblich für den Kriechbruch. Grundsätzlich können sich Hohlräume entweder durch Ansammlung von Leerstellen unter einer wirksamen Zugspannung bilden oder dadurch, dass sich die Bindungszustände im Werkstoff ändern. Eine Porenkeimbildung allein durch Leerstellenkondensation in Gebieten hoher Zugspannungskomponenten wird beim Kriechen ausgeschlossen. Hierfür errechnen sich Spannungen gemäß Gl. (3.28) in der Größenordnung von 10^4 MPa [3.37], also erheblich oberhalb der Werkstofffestigkeit.

Vielmehr wird interkristalline Riskeimbildung in Zusammenhang gebracht mit dem Korngrenzgleiten. Die Relativbewegungen der Körner entlang ihrer Korngrenzen verursachen *Spannungskonzentrationen* an Korngrenzentripelpunkten (**Bild 3.40**), Korngrenzenstufen sowie Korngrenzenteilchen. Werden diese Spannungen nicht oder unvollständig durch plastische oder diffusionsgetragene Anpassungsprozesse im Kornvolumen relaxiert, kommt es zur Rissinitiiierung an den genannten Stellen. Aus diesem Grund wird im Folgenden allgemein von *Riss* gesprochen, auch wenn die winzigen Anrisse im späteren Stadium mehr als runde Poren im Gefüge zu beobachten sind.

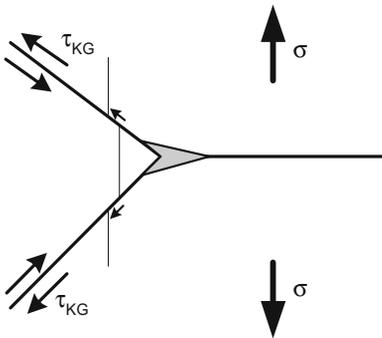


Bild 3.40

Mechanismus der Keilrissbildung (*w-type*) durch Korngrenzgleiten

Die dünne, versetzte Linie gibt die Verschiebung der Körner gegeneinander an.

Die weitaus größte Bedeutung als Risskeimstellen kommt den Korngrenzenauscheidungen zu, während Spannungskonzentrationen an Korngrenzenstufen oder -wellen sowie Tripelpunkten bei normalen Betriebsspannungen eher schwach ausgeprägt sind [3.38].

Betrachtet man die Energiebilanz eines sich bildenden Risses, so sind ein mechanischer und ein chemischer Term zu berücksichtigen. In dem Moment, in dem der Riss entsteht, stellt sich eine Verlängerung des Körpers unter konstanter Last ein. Das Rissvolumen V_R wird letztlich außen angesetzt und bewirkt die (unmessbar kleine) Verlängerung ΔL . Die dabei geleistete Formänderungsarbeit W ergibt sich als Fläche unter der Kraft/Verlängerung-Kurve im Intervall von L_1 (vor der Rissbildung) bis L_2 (nach der Rissbildung):

$$W = \int_{L_1}^{L_2} F dL = \underbrace{\sigma A}_{=F} \cdot L \Big|_{L_1}^{L_2} = \sigma A \Delta L = \sigma \cdot V_R \quad (3.38)$$

- F anliegende Zugkraft in Richtung der Verlängerung
- σ anliegende Zugspannung in Richtung der Verlängerung
- A Querschnittsfläche des Körpers senkrecht zur anliegenden Zugkraft

Herrschen ausschließlich Druckspannungen, wie im Falle einer einaxialen Druckbelastung, können keine Hohlräume entstehen. Diese Tatsache wird in Druckkriechversuchen manchmal ausgenutzt, um Effekte durch überlagerte Rissbildung zu eliminieren.

Des Weiteren muss freie Oberflächenenergie für den Hohlraum geschaffen werden, während an der betreffenden Stelle die freie Energie der gerissenen Korngrenze gewonnen wird. Bei beiden handelt es sich um chemische Energieanteile. Die Energiebilanz für einen Korngrenzenriss lautet insgesamt:

$$\Delta G = A_R \cdot \gamma_{OF} - V_R \cdot \sigma - A_{KG} \cdot \gamma_{KG} \quad (3.39)$$

- A_R Oberfläche des Risses
- γ_{OF} spezifische freie Oberflächenenthalpie des Werkstoffes
- A_{KG} Fläche des bei der Rissbildung verschwundenen Korngrenzstückes
- γ_{KG} spezifische freie Korngrenzflächenenthalpie

(Anm.: Theoretisch müsste in die Bilanz noch die Oberflächenvergrößerung des Körpers einfließen. Diese ist jedoch verschwindend gering gegenüber der Rissoberfläche.)

Spielt sich die Rissbildung an Korngrenzenteilchen ab, ist in der Bilanz außerdem der Energieterm für die Schaffung freigelegter Teilchenoberfläche (+) sowie für vernichtete Teilchen/Matrix-Phasengrenzfläche (-) zu berücksichtigen. Zudem ist die in der Regel vorhandene Gitterverzerrung in und um Teilchen herum einzubeziehen, weil der Riss die Gitter entspannt.

Es muss eine kritische Keimgröße überschritten werden, damit wachstumsfähige Risse entstehen. Die energetischen Betrachtungen zur Risskeimbildung laufen analog zur Ausscheidungskeimbildung ab, Kap. 2.4.2 und Bild 2.21. Für einen kugelförmigen Risskeim auf Korngrenzen ohne Ausscheidungen und unter der Annahme, dass das verschwundene Korngrenzenstück die Großkreisfläche der Pore darstellt, errechnet sich nach Gl. (3.39) folgende Änderung der freien Enthalpie:

$$\Delta G = 4 \pi r^2 \cdot \gamma_{OF} - \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot \sigma - \pi r^2 \cdot \gamma_{KG} \quad (3.40)$$

Die kritische Risskeimgröße r^* ergibt sich aus dem Maximum der Funktion $\Delta G(r)$ und folglich aus $\Delta G'(r^*) = 0$:

$$r^* = \frac{2 \cdot \gamma_{OF} - 0,5 \cdot \gamma_{KG}}{\sigma} \quad (3.41)$$

Mit typischen Werten von $\gamma_{KG} \approx 0,3$ bis $0,5 \gamma_{OF}$ beträgt der kritische Keimradius $r^* \approx 1,8 \gamma_{OF}/\sigma$. Setzt man beispielsweise den für Ni gültigen Wert von $\gamma_{OF} = 1,7 \text{ J/m}^2$ ein, so errechnet sich bei einer Spannung von 500 MPa ein kritischer Risskeimradius von etwa 6 nm, was im Durchmesser etwa 50 Gitterparameterabständen entspricht.

Um die Wahrscheinlichkeit der Rissinitiierung zu verringern, müssen die kritische Risskeimgröße r^* oder die zugehörige freie Enthalpieänderung ΔG^* möglichst hoch sein. Generell sind all diejenigen Maßnahmen geeignet, die Rissgefahr zu mindern, welche die spezifische *Oberflächenenthalpie* γ_{OF} *erhöhen* und die *Korngrenzflächenenthalpie* γ_{KG} *reduzieren*. Im Übrigen muss erreicht werden, dass die lokalen Zugspannungen möglichst klein bleiben.

Als Einflussgrößen auf die Rissinitiierung und somit letztlich auf das Zeitstandverhalten der Werkstoffe sind folgende Parameter zu nennen: Temperatur, Spannung (oder Belastungsdauer oder Kriechrate), Korngröße, Korngrenzenausscheidungen, plastische Vorverformung, Spurenelemente sowie innerer Gasdruck.

a) Temperatur

Mit steigender Temperatur wächst der Anteil des Korngrenzengleitens an der Gesamtverformung, weil der Korngrenzendiffusionskoeffizient ansteigt und somit die Korngrenzenviskosität abnimmt (Gl. 3.26). Folglich steigt auch die Wahrscheinlichkeit, dass es an Korngrenzen zu Inkompatibilitäten kommt. Andererseits werden mit zunehmender Temperatur die Anpassungsprozesse erleichtert aufgrund schnellerer Diffusion im Kornvolumen. R. Raj [3.39] ermittelte bei mittleren Temperaturen von ca. $0,5 T_S$ die höchste Rissbildungswahrscheinlichkeit und somit ein Zeitbruchverformungsminimum, **Bild 3.41**. Dies steht in Einklang mit vielen experimentellen Befunden.

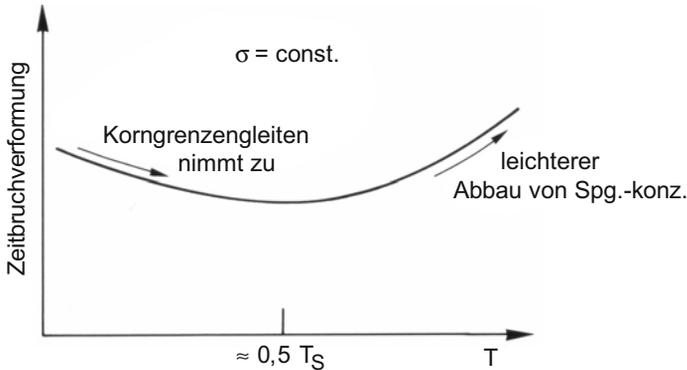


Bild 3.41 Einfluss der Temperatur auf die Zeitbruchverformung

b) Spannung, Belastungsdauer, Kriechrate

Bei hohen Spannungen und damit hohen Kriechraten und geringen Standzeiten ist der Beitrag des Korngrenzengleitens an der Gesamtverformung gering. Somit ist in diesem Bereich mit geringer Rissinitiierungswahrscheinlichkeit und höherer Zeitbruchverformung zu rechnen. Der Kriechbruch erfolgt unter diesen Bedingungen oft transkristallin. Zu niedrigen Spannungen hin nimmt zwar der Korngrenzengleitanteil zu, gleichzeitig wird aber die Zeit länger, in der die aufgebauten Spannungskonzentrationen relaxieren können, so dass die Risswahrscheinlichkeit abnimmt. Man erwartet daher ein Duktilitätsminimum bei mittleren Spannungen und Kriechraten. **Bild 3.42** stellt dies in der Auftragung über der Bruchzeit dar, wobei entsprechend den vielfach beobachteten experimentellen Befunden der Wiederanstieg der Duktilität bei längeren Zeiten nur schwach ausgeprägt ist.

Gelegentlich wird die Frage nach einer Schwellenspannung für Kriechrissbildung aufgeworfen (z. B. in [3.37] behandelt). Sollte ein solcher Grenzwert existieren, würde Kriechbruch unterhalb einer bestimmten, sehr niedrigen Spannung nicht mehr auftreten. Für die Technik ist diese Spekulation eher beiläufig, weil bisher auch mit extrem langen Versuchszeiten getestete Proben und Bauteile nach einigen 10^5 h entweder gebrochen sind oder zumindest metallographisch nachgewiesene Kriechschädigung erkennen ließen (siehe z. B. die in Bild 3.5, 3.38 c sowie 8.2 a dargestellten Fälle).

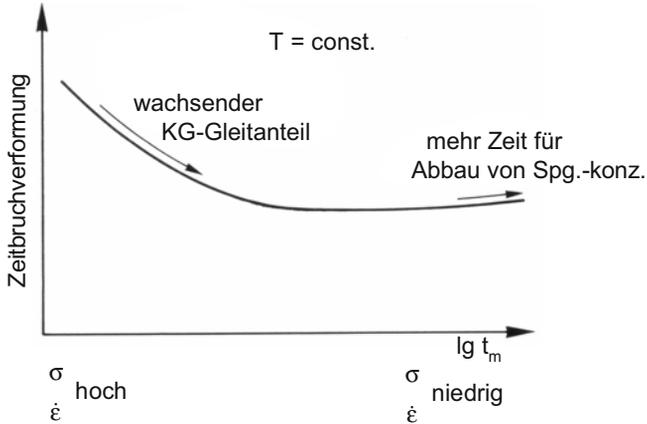


Bild 3.42 Einfluss der Belastungsdauer bis zum Bruch auf die Zeitbruchverformung

c) Korngröße

Der Gesamtanteil des Korngrenzgleitens nimmt gemäß Gl. (3.26) mit abnehmender Korngröße zu, so dass hinsichtlich der Kriechfestigkeit, z. B. ausgedrückt als minimale Kriechrate, ein möglichst grobes Korn einzustellen ist. Der Einfluss auf die Kriechschädigung stellt sich wie folgt dar. Für jede einzelne Korngrenze sinkt die Abgleitrate mit fallender Korngröße, weil die Tripelpunkte das Abgleiten behindern. Die freie Gleitlänge verhält sich also proportional zur Korngröße. Tendenziell steigt somit die Wahrscheinlichkeit der Kriechrisseinleitung mit gröber werdendem Korn. Dies ist *ein* Grund, warum die Zeitbruchverformung mit zunehmender Korngröße abnimmt, **Bild 3.43**. Bei grobkörnigen Gefügen verteilen sich des Weiteren Spurenelemente über weniger Korngrenzenfläche und erreichen damit lokal einen höheren Segregationsgrad (siehe *f*). Dies kann eine zusätzliche Ursache für geringere Zeitbruchverformung grobkörniger Gefügezustände sein.

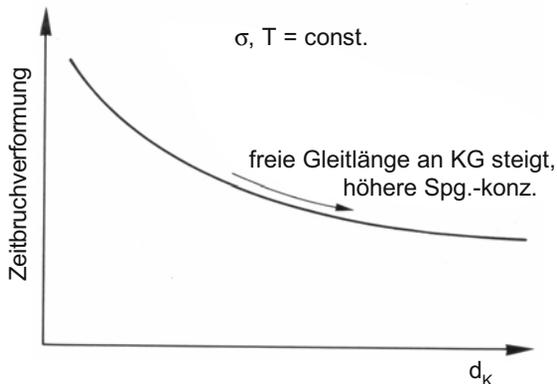


Bild 3.43 Einfluss der Korngröße auf die Zeitbruchverformung

Der Einfluss der Korngröße auf die Zeitstandfestigkeit geht allerdings einher mit dem Zusammenhang zwischen Korngröße und *Kriechfestigkeit*, welche nicht durch Schädigung beeinflusst wird. Größeres Korn erhöht die Zeitstandfestigkeit trotz des gegenläufigen Effektes auf die Zeitbruchverformung. Der Grund liegt darin, dass die Auswirkungen der Korngröße auf die Festigkeit gegenüber denen auf die Schädigung über die gesamte Standzeit hinweg überwiegen.

d) Korngrenzenausscheidungen

Korngrenzenausscheidungen spielen für die Zeitstandfestigkeit und -duktilität eine wichtige Rolle. Grundsätzlich ist an einer Teilchen/Matrix-Phasengrenzfläche die Rissbildungswahrscheinlichkeit gegenüber dem ungestörten Gitter erhöht, weil hier bereits eine Phasengrenzflächenenthalpie $\gamma_{Ph} \cdot A_{Ph}$ vorliegt, die bei der Rissbildung zugunsten der Oberflächenenthalpie frei wird (A_{Ph} : aufgerissene Grenzfläche Teilchen/Matrix). Die Rissenergiehürde oder die kritische Risskeimgröße sind an vorhandenen Störstellen umso geringer, je größer die betreffende Phasengrenzflächenenthalpie ist. Kohärente Phasengrenzflächen sind folglich weniger rissanfällig als inkohärente. Da Korngrenzenausscheidungen in der Regel nur mit einer Kornseite kohärent sein können, stellt die inkohärente Phasengrenzfläche die Schwachstelle dar.

Weiterhin hängt die Phasengrenzflächenenthalpie von der Teilchenart ab. Sulfide und Oxide weisen beispielsweise eine schwache Bindung zur metallischen Matrix auf, d. h. γ_{Ph} ist hoch und die kritische Risskeimgröße somit geringer. Erschwert wird dagegen die Rissbildung an Teilchen mit guter Bindung zur Matrix (γ_{Ph} niedrig), was meist für Karbide und Boride zutrifft.

Des Weiteren ist die Gitterverspannung in und um Teilchen herum bei der energetischen Bilanz der Rissbildung zu berücksichtigen. Je höher die Gitterverzerrungsenergie ist, umso leichter findet Rissbildung statt, weil der Riss das Gitter entspannt.

Zusammenfassend besteht also an kohärenten Ausscheidungen mit minimaler Gitterfehlpassung die geringste Rissgefahr. Ein markantes Beispiel hierfür stellen die γ -Ausscheidungen in Ni-Basislegierungen dar.

Die Ursache für die Anrissbildung an Teilchen liegt in Spannungskonzentrationen aufgrund des Korngrenzengleitens. Dieser Effekt ist umso ausgeprägter, je größer die Körner sind, weil die freie Abgleitlänge der Korngrenzen zunimmt (siehe c). Um möglichst geringe Kriechschädigung zu verwirklichen, stellt sich die Frage nach der optimalen Ausbildung der Korngrenzenausscheidungen.

Sehr feine Teilchen rufen zwar geringe Spannungskonzentrationen hervor, sind aber technisch uninteressant, weil sie einerseits das Korngrenzengleiten nicht stark behindern und andererseits bei ihnen langfristig mit Vergrößerung zu rechnen ist. Sehr große und relativ dicht in der Korngrenze liegende Ausscheidungen bieten geringe Kriechrissgefahr, denn sie setzen den Widerstand gegen Abgleiten so weit herab, dass nur geringe Spannungskonzentrationen entstehen.

Eine Legierung mit hohem Ausscheidungsanteil in den Körnern sowie einer dichten Belegung der Korngrenzen kann sowohl sehr kriechfest als auch kriech-

duktil sein. **Bild 3.44** gibt hierfür ein Beispiel eines am Rand aufgekohlten austenitischen Stahls wieder, welcher in dieser Zone eine sehr dichte Karbidbelegung im Korninnern und an den Korngrenzen aufweist. Während der weitgehend unbeeinflusste Kernbereich starke Kriechschädigung zeigt, ist der aufgekohlte Rand fast frei von Rissen. Insgesamt ist hierbei der stark aufgekohlte Zustand sowohl kriechfester wegen des hohen Karbidvolumenanteils als auch kriechduktiler [3.9].

Die größte Wahrscheinlichkeit der Kriechrisbildung besteht bei mittleren Teilchengrößen mit größerem Abstand. Eine solche Konfiguration sollte technisch vermieden werden.

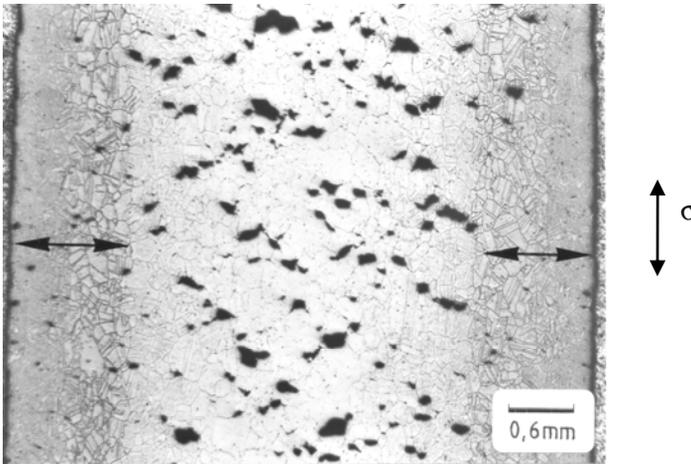


Bild 3.44 Ungleichmäßige Kriechschädigung in einer randaufgekohlten Probe aus *Alloy 800 H* nach Kriechbelastung bei 1000 °C ($t_m = 175$ h, $A_U = 44$ %), [3.9]
Die Pfeile markieren die Zone mit einer sehr dichten Karbidbelegung im Korninnern und auf Korngrenzen. In diesem Bereich ist die Schädigung erheblich geringer als im nicht aufgekohlten Probenkern.

e) Vorverformung

Im Allgemeinen werden kriechbelastete Bauteile nicht vorher kaltverformt, weil eine Verformungsverfestigung bei entsprechend hohen Temperaturen nur vorübergehend das Kriechen behindern würde und die Gefahr der Rekristallisation gegeben wäre. Eine gewisse plastische Vorverformung (ohne anschließende Rekristallisation) ist bei manchen kriechbeanspruchten Bauteilen während der Herstellung jedoch unvermeidbar, z. B. durch behinderte Erstarrungsschrumpfung beim Gießen oder durch Richten. Diese relativ geringe Deformation kann die Zeitbruchverformung und Zeitstandfestigkeit nennenswert reduzieren (z. B. [3.40]). Abgesehen von möglichen Korngrenzenanrissen aufgrund der Vorverformung, die unter Kriechbedingungen wachstumsfähig sind, werden an den Korn-

grenzen vermehrt Stufen erzeugt durch einmündende Gleitbänder. Diese stellen beim Korngrenzengleiten Orte erhöhter Rissgefahr dar. An Korngrenzenteilchen kann es durch die Vorverformung zu Versetzungsaufstauungen und folglich Spannungskonzentrationen kommen; möglicherweise reißt die Grenzfläche mit der Matrix dabei bereits ein. Ein Spannungsarmglühen nach der Verformung ist oft nicht Erfolg versprechend, weil nach der Wärmebehandlung bereits *cavities ohne* äußere Spannung auftreten können (z. B. [3.41]).

f) Spurenelemente

Verunreinigungen können einen drastischen Effekt auf die Zeitbruchverformung ausüben und damit ebenfalls die Zeitstandfestigkeit erheblich vermindern (siehe auch Kap. 6.12 und Tabelle 6.17, Übersichten z. B. in [3.42, 3.43]). Typische Elemente mit schädlicher Wirkung sind z. B. S, P, Bi, As, Se, Ag, Pb, Sb, Te, Tl... Solche Atomsorten segregieren in bestimmten Temperaturbereichen besonders an Korngrenzen und andere Grenzflächen aufgrund geringer Löslichkeit in der Matrix und weil sie mit anderen Bestandteilen nicht reagieren oder weil ein geeigneter Bindungspartner nicht vorhanden ist. Dabei werden lokal relativ hohe Konzentrationen erreicht. Die offenere Struktur der Grenzflächen wird dadurch besser gefüllt, was einer Enthalpieverminderung des Systems entspricht. Eine statistisch regellose Verteilung durch den Entropieeffekt wäre bei den üblichen Spurenelementgehalten, die oft im Bereich weniger ppm oder sogar darunter liegen, unschädlich. Die treibende Kraft für die Anreicherungen liegt in der Reduktion der gesamten freien Enthalpie, wobei die Minderung der (Korn-) Grenzflächenenthalpie bis zu relativ hohen Temperaturen ausschlaggebend ist. Dies allein wäre sogar positiv bezüglich der Rissgefahr zu werten. Jedoch wird die Oberflächenenthalpie fast doppelt so stark herabgesetzt wie die Korngrenzflächenenthalpie, so dass gemäß Gl. (3.41) der Term der Oberflächenenthalpie weit überwiegt (Zusammenstellung einiger Werte in [3.44]). Durch die segregierenden schädlichen Spurenelemente wird daher insgesamt die kritische Risskeimgröße und die Energiehürde erheblich abgesenkt.

In manchen Fällen kommt es zur Bildung von Ausscheidungen mit den Spurenelementen, wie z. B. Sulfiden, an denen die Rissbildung aufgrund hoher Phasengrenzflächenenthalpie wahrscheinlicher ist. Manche Verunreinigungen lassen sich gezielt durch hoch affine Elemente abbinden und so größtenteils unschädlich im Kornvolumen festhalten, Beispiel: S mit Mn, Ce oder Zr.

Neben den schädlichen Verunreinigungen existieren mehrere so genannte korngrenzenwirksame Spurenelemente, die sich in kontrollierten Konzentrationen positiv auf das Werkstoffverhalten auswirken, wie z. B. B und Zr. Zu hohe Gehalte können dagegen die Herstellbarkeit und die mechanischen Eigenschaften drastisch verschlechtern. Die Wirkungsweise dieser Elemente kann unterschiedlich sein. Hinsichtlich der *Rissinitiierung* spielt die Erhöhung der Bindungskräfte an Korngrenzen eine Rolle [3.45]. Besonders wirksam sind hierbei z. B. die Elemente C, B, W, Re. Das *Risswachstum* beeinflussen die Spurenelemente über den Korngrenzendiffusionskoeffizienten, der generell herabgesetzt wird, weil die

Korngrenzenstruktur sowohl durch kleinere (z. B. B) als auch durch größere Atome (z. B. Zr) dichter wird. Ein indirekter Effekt über die Abbindung schädlicher Spurenelemente, wie im Falle des Zr oder Ce mit S, erklärt ebenfalls die Wirkung dieser Elemente.

g) Innerer Gasdruck

Ein innerer Gasdruck wirkt sich in gleicher Weise stabilisierend auf einen Risskeim aus wie eine Zugnormalspannung nach Gl. (3.41). So wird beispielsweise bei einigen Ni-Legierungen bei sehr hohen Temperaturen ein sprödes Versagen in Kriechversuchen beobachtet, welches auf die Bildung von CO_2 - und CO-Gasblasen aus einer Reaktion des von außen eindringenden Sauerstoffs direkt mit C oder mit Karbiden der Matrix zurückgeführt wird [3.46]. In Gegenwart hochsauerstoffaffiner Elemente, wie Cr, Al und eventuell Y oder Zr, sind unter Gleichgewichtsbedingungen die berechneten CO_2 - und CO-Gasdrücke jedoch so gering, dass sie die Porenbildung kaum beeinflussen können [3.47]. Versprödungseffekte durch andere Gase, wie z. B. durch H aufgrund von Reaktion mit C unter Bildung von CH_4 oder He durch Neutronenbestrahlung, werden bei einigen Werkstoffen unter bestimmten Bedingungen beobachtet.

3.10.2.2 Kriechrisswachstum

Beim Risswachstum ist grundsätzlich zu klären, welcher Mechanismus den Riss wachsen lässt und wie das dadurch entstehende innere Materievolumen an die Umgebung übertragen wird. Die Vergrößerung von Hohlräumen kann nicht ungehindert, d. h. frei von Zwängungen des umgebenden Materials, ablaufen. Innen erzeugtes Rissvolumen wird durch verschiedene Kopplungen des Materietransports, so genannte Akkommodationen, letztlich außen angesetzt; die Dichte des geschädigten Werkstoffes verringert sich folglich. Für das Kriechrisswachstum kommen folgende Mechanismen infrage:

- Wachstum durch Diffusion
- Wachstum durch Korngrenzengleiten und Versetzungskriechen in den Körnern
- sowie Wachstum durch gekoppelte Diffusion und Versetzungskriechen.

a) Risswachstum durch Diffusion

Jedes Atom, welches aus der Umgebung eines Risskeimes entfernt wird, vergrößert den Hohlraum, verringert die freie Enthalpie des Werkstoffes (siehe Energiebilanz, Gl. 3.39) und dehnt diesen gleichzeitig. Herrscht an einer Korngrenze eine höhere Zugspannung, als sie der Oberflächenspannung des Risses entspricht, so erzeugt dieser Gradient einen gerichteten Materiefluss vom Riss weg und einen Leerstellenstrom in entgegengesetzte Richtung (analog zur Diskussion des Diffusionskriechens in Kap. 3.6). Der Transport erfolgt hauptsächlich entlang der diffusionsbevorzugten Korngrenzen, und die Risswachstumsgeschwindigkeit verhält

sich folglich in weiten Temperaturbereichen proportional zum Korngrenzendiffusionskoeffizienten. Die von den Hohlräumen abgelösten Atome lagern sich an den Korngrenzen an und erzeugen so über die erwähnte Kopplung des Materietransports eine Dehnung des Materials. Fremdelemente, die an die Korngrenzen segregieren, setzen den Korngrenzendiffusionskoeffizienten herab. Sofern sie die Oberflächenenthalpie nicht gleichzeitig herabsetzen, bremsen sie dadurch das Risswachstum. Bei schädlichen Spurenelementen überwiegt dagegen der Einfluss auf die Oberflächenenthalpie, wodurch die Risskeimbildung und das -wachstum beschleunigt werden.

Hohlraumwachstum durch Diffusion findet umso schneller statt, je größer die Zugspannungskomponente an der geschädigten Korngrenze ist. Hierdurch werden Korngrenzen in Richtung einer 90° -Orientierung zur äußeren Zugspannung beim Diffusionswachstum bevorzugt (Anm.: Die *Risskeimbildung* wird in diese Betrachtung nicht einbezogen).

Die Modelle des Kriechrisswachstums durch Diffusion vermögen die experimentell beobachteten Standzeiten der Werkstoffe nicht befriedigend zu erklären. Man geht davon aus, dass verformungskontrollierte Vorgänge für das Wachstum mitentscheidend sind.

b) Risswachstum durch Korngrenzengleiten und Versetzungskriechen in den Körnern

Risskeime an Korngrenzenstufen oder -ausscheidungen wachsen durch Korngrenzengleiten in gleichem Maße wie die Abgleitrate mit, **Bild 3.45** und **3.46**. In einen Riss hineinlaufende Versetzungen oder Leerstellen aus der umgebenden Matrix vergrößern diesen. In sehr kriechfesten Werkstoffen mit geringer Versetzungsbewegung wird Diffusion hauptsächlich zum Risswachstum beitragen. Gemäß **Bild 3.47** wird des Weiteren angenommen, dass das Korngrenzengleiten und das Wachstum von Hohlräumen auf unter *Zugspannungen* stehenden Korngrenzen zusammenwirken. Durch das Abgleiten vergrößern sich die Anrisse und Poren auf den senkrecht zur Zugspannung eingezeichneten Korngrenzen. Dabei müssen die schraffierten, noch ungeschädigten Korngrenzenabschnitte zwischen

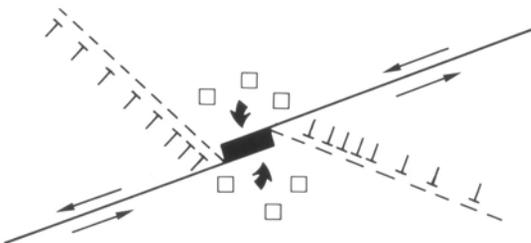
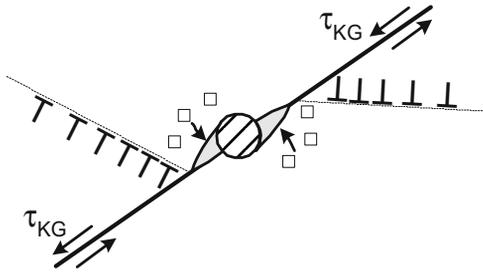


Bild 3.45

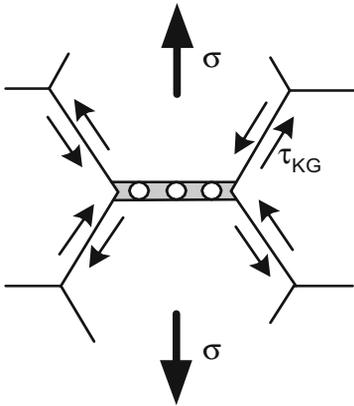
Risswachstum durch Korngrenzengleiten an einer Korngrenzenstufe

In den Riss diffundierende Leerstellen sowie einmündende Versetzungen vergrößern ihn.

**Bild 3.46**

Risswachstum durch Korngrenzengleiten an einer Korngrenzauscheidung

In den Riss diffundierende Leerstellen sowie einmündende Versetzungen vergrößern ihn.

**Bild 3.47**

Modell des Zusammenwirkens zwischen Korngrenzengleiten und Risswachstum an zugbelasteten Korngrenzen

den Hohlräumen im Zuge des gesamten Anpassungsprozesses durch Materiefluss aufgefüllt werden, oder die Brücken reißen auf.

Die beobachtete Orientierungsverteilung der geschädigten Korngrenzen in Bezug auf die Hauptzugspannungsachse lässt sich mit den Theorien zur Risskeimbildung und zum -wachstum in folgender Weise deuten. Die größte Schubspannung und damit die größte Korngrenzengleitgeschwindigkeit tritt an 45°-Korngrenzen auf (Anm.: Winkelangaben beziehen sich immer auf die Neigung zur Hauptzugspannungsachse). Hier erscheint somit auch die stärkste Spannungsüberhöhung an Widerständen. Bei relativ hohen äußeren Spannungen, bei denen das Korngrenzengleiten die Risse sowohl initiiert als auch wachsen lässt, findet man *cavities* daher vorherrschend auf etwa 45°-Korngrenzen. Bei sehr niedrigen Spannungen, die den Betriebsspannungen bei Langzeitkomponenten entsprechen, zeigt sich eine Tendenz zu vermehrter Kriechschädigung in Richtung der 90°-Korngrenzen. Zu bedenken ist allerdings, dass immer nur die Orientierung in der jeweiligen Schlickebene betrachtet werden kann. Das Modell nach Bild 3.47 vermag ein bevorzugtes *Wachstum* auf etwa 90°-Korngrenzen zu erklären; bei allen anderen Mechanismen sollte eine Neigung zur Hauptzugspannungsachse

von $\neq 90^\circ$ vorhanden sein. *Porenkeimbildung* auf exakt 90° -Korngrenzen wird mit keiner dieser Theorien begründet.

3.10.3 Tertiäres Kriechen

Definitionsgemäß kennzeichnet der tertiäre Kriechbereich denjenigen Abschnitt, in welchem die Kriechschädigung einen deutlich erkennbaren Einfluss auf den Kriechkurvenverlauf ausübt. Der Übergang vollzieht sich allmählich, so dass er vielfach schwer identifizierbar ist, besonders bei Versuchen unter Lastkonstanz (siehe Bild 3.4). Manchmal werden auch Beschleunigungen des Kriechvorganges als tertiäres Kriechen bezeichnet, welche durch andere Schädigungsvorgänge, wie z. B. Teilchenvergrößerung, ausgelöst werden. Dadurch ist dieses Kriechstadium nicht immer eindeutig mit *einem* Schädigungsmechanismus verknüpft. Um Missverständnisse zu vermeiden, sollte man von tertiärem Kriechen jedoch nur in Zusammenhang mit Kriechrissbildung als dem in diesem Bereich dominierenden Schädigungsvorgang sprechen.

Die Beschleunigung des Kriechprozesses durch Rissbildung im Tertiärbereich hat mehrere Ursachen, die gleichzeitig in Erscheinung treten:

a) Abnahme des tragenden Querschnittes

Der effektiv tragende Querschnitt nimmt sowohl durch das Wachstum einzelner Risse als auch durch das Zusammenwachsen mehrerer Risse ab, indem die Verbindungsstege aufreißen. Die Spannung steigt in den geschädigten Querschnitten entsprechend an, wodurch das Kriechen beschleunigt wird.

b) Zunahme des Werkstoffvolumens

Rissbildung und -aufweitung vergrößern das Werkstoffvolumen und rufen folglich eine Verlängerung hervor. Bei wenigen Einzelporen, Porenketten und kleineren Mikrorissen, wie sie schon im früheren Kriechstadium auftreten, wirkt sich dies kaum auf die gemessene Kriechrate aus, bei vielen und größeren Hohlräumen dagegen deutlicher.

c) Einschnürung

Falls Einschnürung auftritt, wird das Kriechen bei konstanter äußerer Last im Einschnürquerschnitt beschleunigt, und der nicht eingeschnürte Probenteil nimmt – anders als in einem Zugversuch bei konstanter Abzugsgeschwindigkeit – weiter an der Verformung teil. Insgesamt steigt also die Kriechrate progressiv. Bei kriechfesten und im Allgemeinen nicht besonders kriechduktilen Werkstoffen wird meist keine deutlich ausgeprägte Einschnürung beobachtet.

d) Beschleunigung des Versetzungskriechens

Bei dieser Theorie wird angenommen, dass das Klettern von Stufenversetzungen in der Umgebung von Rissen deshalb verstärkt abläuft, weil die Hohlräume als Quellen und Senken für Leerstellen dienen [3.48]. Die Kriechrate steigt folglich mit der Anzahl der gebildeten Hohlräume an. Dieser Mechanismus ist zwar denkbar, wird aber zur Deutung des tertiären Kriechens zusätzlich zu den anderen nicht benötigt.

3.11 Einfluss der Kornform auf die Zeitstandeigenschaften

In den bisherigen Betrachtungen zur Kriechfestigkeit und -duktilität wurde eine globulare Kornform angenommen, wie sie den technischen Regelfall darstellt. Für manche Anwendungen erzeugt man gezielt Gefüge mit stängelförmigen Körnern durch gerichtete Erstarrung oder gerichtete Rekristallisation. Mit diesen Vorgängen ist gleichzeitig eine Textur verbunden, die man im Falle der Erstarrung vorgibt oder die sich bei der Rekristallisation aufgrund von Vorzugswachstum der Körner einstellt. Diese herstellungstechnisch sehr aufwändigen Maßnahmen lohnen sich dann, wenn das Kornvolumen extrem kriechfest entwickelt ist, z. B. durch hohe γ -Anteile in Ni-Basislegierungen und/oder feinste Oxiddispersion, und die Korngrenzen dadurch noch ausgeprägter die Schwachstellen verkörpern.

Bild 3.48 stellt schematisch ideale und reale gerichtete Kornstrukturen gegenüber. Im Idealfall eines Korngefüges ohne Querkorngrenzen in Belastungsrichtung kann es keine interkristalline Kriechschädigung geben, weil an den Korngrenzflächen keine Schubspannungskomponente und damit auch kein Korngrenzgleiten auftritt. Für derartige Werkstoffe wäre in Längsrichtung ausschließlich die Festigkeit des Korninnern relevant. Die tatsächlichen Gefüge von Bauteilen weichen jedoch insofern ab, als Querkorngrenzen auftreten. Diese liegen räumlich nicht exakt in einem rechten Winkel zur Hauptachse und gleiten somit unter der Wirkung der inneren Schubspannung aneinander ab. Als Folge können an den transversalen Korngrenzen Risse erzeugt werden, für deren Keimbildung und Wachstum die gleichen Mechanismen zum Tragen kommen wie in Kap. 3.10.2 beschrieben. **Bild 3.49** gibt ein Beispiel der ODS-Legierung *IN MA 6000* wieder, bei der unter den gegebenen Versuchsbedingungen sowohl inter- als auch transkristalline Rissbildung erkennbar ist.

Für die Zeitstandfestigkeit sowie das Kriechschädigungs- und -bruchverhalten spielt das Kornstreckungsverhältnis, d. h. das Verhältnis von Kornlänge zu Kornbreite (*GAR – grain aspect ratio*), eine wichtige Rolle, was für einige oxiddispergierte Ni-Legierungen bereits recht früh erkannt wurde [3.49]. Beispielsweise wird bei der gerichtet rekristallisierten ODS-Legierung *IN MA 6000* mit zunehmendem Streckungsgrad bis zu etwa 15 ein Anstieg der Zeitstandfestigkeit verzeichnet mit interkristallinem Versagen [3.50]. Oberhalb eines Verhältnisses von ca. 15 ist die Standzeit bei gleicher Spannung unabhängig vom *GAR*-Wert und der Bruch er-

folgt transkristalin. Diesen Untersuchungen liegen allerdings nur kurze Versuchszeiten zugrunde.

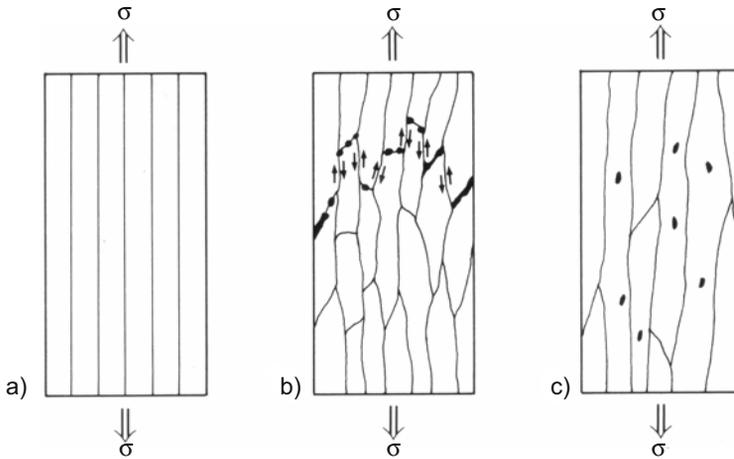


Bild 3.48 Gerichtete Kornstrukturen und deren Kriechschädigungsmechanismen

- Ideale Kornstruktur ohne Transversalkorngrenzen; interkristalline Kriechschädigung ist bei Belastung in Längsrichtung ausgeschlossen.
- Reale Kornstruktur mit geringem Kornstreckungsverhältnis; interkristalline Kriechschädigung dominiert aufgrund von Akkommodation durch Korngrenzengleiten entlang longitudinaler Korngrenzenabschnitte. Ein möglicher Schädigung/Abgleit-Pfad ist eingezeichnet.
- Reale Kornstruktur mit hohem Kornstreckungsverhältnis; interkristalline Kriechschädigung wird unterdrückt durch sehr lange Längskorngrenzabschnitte. Die Schädigung und der Bruch erfolgen überwiegend transkristalin.

Bild 3.48 b) veranschaulicht die interkristalline Kriechschädigung bei geringem Kornstreckungsgrad. Es ist ein Pfad eingezeichnet, bestehend aus geschädigten Querkorngrenzen mit dazwischenliegenden kurzen Abschnitten von Längskorngrenzen. In diesem Fall sind die Rissbildung und das -wachstum an transversalen Korngrenzen erleichtert, weil die Längskorngrenzen aufgrund der geringen Gleitlänge wenig am Abgleiten behindert sind. Sie liefern somit gemäß dem Modell in Bild 3.47 die für die Schädigung nötige Akkommodation.

Mit steigendem Kornstreckungsverhältnis nimmt in Realgefügen die Verzahnung der Körner zu, d. h. der mittlere Abstand zwischen den Querkorngrenzen benachbarter Körner wächst. Bei hohem Streckungsverhältnis, Bild 3.48 c), werden das Korngrenzengleiten und damit die interkristalline Rissinitiierung und das Risswachstum stark behindert durch große Längsflächen der Korngrenzen, so dass letztlich transkristallines Versagen überwiegt.

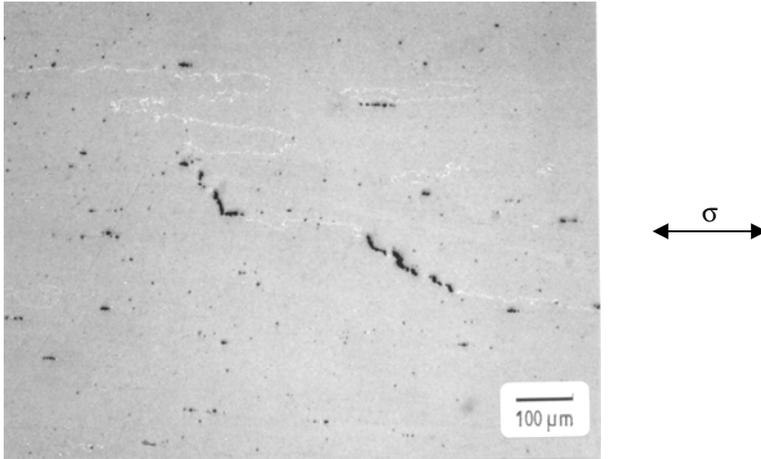


Bild 3.49 Inter- und transkristalline Kriechschädigung in der ODS-Legierung
IN MA 6000 (750 °C, 400 MPa, $t_m = 4022$ h, $A_U = 4$ %)

Diese Theorie der geometrischen Anpassung der Schädigung durch Korngrenzengleiten erklärt den Einfluss des Kornstreckungsgrades. Akkommodation durch Versetzungskriechen in den Körnern [3.51] läuft in den betreffenden Legierungen mit sehr geringer Geschwindigkeit ab und dürfte daher eher eine untergeordnete Rolle im Vergleich zu den relativ weichen Korngrenzen spielen.

Lokale Feinkornbereiche müssen bei gerichteten Kornstrukturen mit hohem Streckungsverhältnis vermieden werden, weil sie anfällig sind für interkristalline Kriechschädigung, **Bild 3.50**. Von diesen Anrissen können transkristalline Risse in das grobe Gefüge hineinwachsen und vorzeitiges Versagen auslösen.

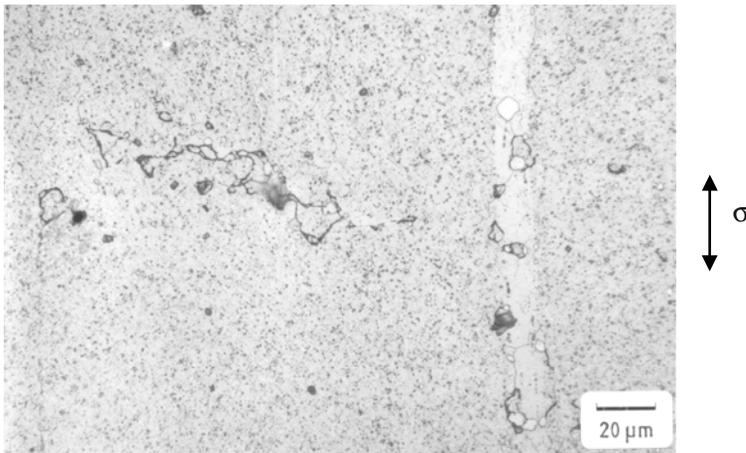


Bild 3.50 Kriechschädigung im Bereich nicht sekundär rekristallisierter kleiner Körner (*freckles*) in der ODS-Legierung *IN MA 754* (950 °C; 135 MPa; $t_m = 3464$ h; $A_U = 14,6$ %)

Besonders kritisch wirken sich bei kolumnaren Kornstrukturen Belastungen in Querrichtung der Körner aus. Da Proben und dünnwandige Bauteile manchmal nur ein oder zwei Körner in der Querachse aufweisen, läuft das Korngrenzengleiten wenig behindert ab, **Bild 3.51**. Folglich werden unter diesen Belastungen meist sehr geringe Zeitstandfestigkeiten und Zeitbruchverformungen gemessen, was Bild 3.32 für die ODS-Legierung *IN MA 760* im Vergleich zur Festigkeit in Längsrichtung dokumentiert (Erläuterung zu den Bezeichnungen: Bei nicht quadratischen Querschnitten unterscheidet man eine schmale Querrichtung und eine breite Querrichtung: *st* – *short transverse*, *lt* – *long transverse*).

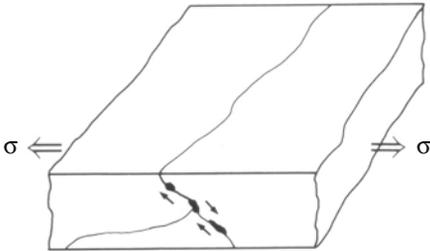


Bild 3.51

Belastung eines dünnwandigen Bauteils mit gerichteter Kornstruktur in Querrichtung (hier in breiter Querrichtung – *lt*)

3.12 Kriechverhalten von Einkristallen

Polykristalline Werkstoffe mit gerichteten Kornstrukturen können das Problem der ‚Schwachstelle Korngrenze‘ nur teilweise lösen. Dies gelingt vollständig mit Einkristallen, welche folgende Vorteile im Kriechverhalten gegenüber Vielkristallen aufweisen:

- a) Die Korngrenzengleitverformung fehlt. Dadurch wird die Gesamtkriechrate reduziert. Weiterhin kann nur transkristalline Kriechschädigung stattfinden, welche träger abläuft als intergranulare und eine höhere Zeitbruchverformung mit sich bringt. Dadurch wird auch die Zeitstandfestigkeit angehoben. Gegenüber langgestreckten Kornformen sind die Quereigenschaften erheblich verbessert.
- b) Diffusionskriechen tritt nicht auf. Da das Versetzungskriechen mit einem vergleichsweise hohen Spannungsexponenten von $n \geq \text{ca. } 4$ erfolgt, können mit abnehmender Spannung niedrigere Kriechraten realisiert werden (siehe Bild 3.11 und 3.26). Das übliche Abbiegen der Zeitstandisothermen bei geringeren Spannungen aufgrund von Diffusionskriechen mit $n = 1$ fehlt, eine Krümmung aufgrund von Gefügealterung ist davon allerdings unabhängig (siehe Bild 3.6 b und c).
- c) Die Legierungen können ausschließlich auf hohe Matrixfestigkeit getrimmt werden. Sämtliche korngrenzenverfestigenden Maßnahmen – oft mit negativen Begleiterscheinungen verbunden – erübrigen sich.

d) Bevorzugte Korngrenzenkorrosion entfällt; die korrosionsunterstützte Bildung und das Wachstum interkristalliner Kriechrisse unterbleiben. Daraus resultiert eine höhere Zeitstandfestigkeit und Zeitbruchverformung.

Weitere Vorteile von Einkristallen werden in Kap. 4.7.4.3 und 6.7.3 behandelt.

3.13 Extrapolation von Zeitstandergebnissen

Bei der Entwicklung neuer Legierungen müssen relativ schnell Aussagen getroffen werden u. a. über das Festigkeitspotenzial einzelner Kandidaten. Des Weiteren müssen für Konstruktionen langzeitige Auslegungswerte verfügbar sein, die bei neueren Legierungen meist nicht bis zu der geforderten Lebensdauer – eventuell bis 10^5 h = 11,4 Jahre – experimentell abgesichert sein können. Außerdem kann im Zuge von Zustandsbeurteilungen betriebsbeanspruchter Bauteile die möglichst rasche Ermittlung der Restlebensdauer der Teile gefragt sein.

Die Langwierigkeit der Zeitstanduntersuchungen unter realitätsnahen Bedingungen hat zu zahlreichen Ansätzen für Extrapolationsmethoden geführt. Die heute gängigen Verfahren sind rein empirischer Natur und können mit großen Ungenauigkeiten verbunden sein. Strukturabhängige Modelle, welche die gefügemäßigen Vorgänge und Mikromechanismen im Werkstoff während der Zeitstandbeanspruchung berücksichtigen, sind wegen der Vielzahl der Parameter entweder nicht verfügbar oder noch recht ungenau. Nur in wenigen Einzelfällen sind solche Modelle mit zufriedenstellender Genauigkeit erstellt worden. Auf einige empirische Methoden wird nachfolgend eingegangen.

Einen einfachen Zusammenhang zwischen der sekundären oder minimalen Kriechrate und der Belastungsdauer bis zum Bruch stellt die *Monkman-Grant-Beziehung* her [3.52]:

$$t_m = \frac{K}{\dot{\epsilon}_s^m} \quad (3.42 \text{ a})$$

oder

$$\lg t_m = K_1 - m \cdot \lg \dot{\epsilon}_s \quad (3.42 \text{ b})$$

K, K_1 Konstanten
m Konstante, meist ≈ 1

Diese Regel verknüpft die Zeitstandlebensdauer allein mit der sekundären oder minimalen Kriechrate. Die Länge des primären und tertiären Kriechbereiches sowie die Zeitbruchdehnung werden spannungsunabhängig von der Konstanten K und dem Exponenten m erfasst. Die Temperatur geht in die Beziehung ebenfalls nicht ein, so dass oft $(\dot{\epsilon}_s; t_m)$ -Wertepaare für unterschiedliche Temperaturen durch eine einzige Funktion $t_m = f(\dot{\epsilon}_s)$ beschrieben werden.

Bild 3.52 zeigt ein Beispiel für den warmfesten Stahl 10CrMo9-10 (2¼ % Cr-1 % Mo). Die eingezeichneten Streubandeinhüllenden weisen eine Steigung von $-1,09$ auf, d. h. $m = 1,09$ nach Gl. (3.42). Die Konstante K streut zwischen $K \approx 9,5 \cdot 10^{-6}$ bis $5,1 \cdot 10^{-7}$ (entsprechend $K_1 \approx -5$ bis $-6,3$) bei t_m in h und $\dot{\epsilon}$ in s^{-1} .

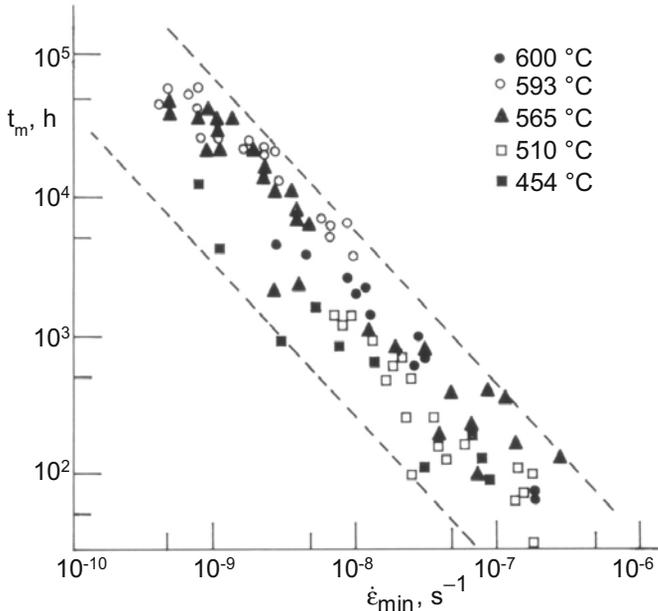


Bild 3.52 Zusammenhang zwischen der minimalen Kriechrate und der Belastungsdauer bis zum Bruch für den warmfesten Stahl 10CrMo9-10 (2¼ Cr-1 Mo) [3.53]

Die Monkman-Grant-Beziehung ist geeignet, die Lebensdauer allein auf Basis der relativ schnell ermittelbaren sekundären oder minimalen Kriechrate abzuschätzen, wenn zuvor für genügend viele Wertepaare ($\dot{\epsilon}_S$; t_m) der Geradenverlauf in doppeltlogarithmischer Auftragung für den betreffenden Werkstoff oder die Werkstoffcharge ermittelt wurde.

Um bei den Zeitstandversuchen Zeit zu sparen, hat man nach Möglichkeiten des „Austausches Zeit gegen Temperatur“ gesucht, d. h. bei gleicher Spannung sollte man von kürzeren Versuchen bei höherer Temperatur auf das Langzeitverhalten bei betriebsrelevanter Temperatur schließen können. Die bekannteste derartige Extrapolationsmethode stellt die nach *Larson und Miller* dar [3.54]. Zu ihrer Herleitung wird die Monkman-Grant-Regel mit der Temperaturabhängigkeit der sekundären Kriechrate verknüpft. Die sekundäre Kriechrate weist eine exponentielle Abhängigkeit von der Temperatur über eine Arrhenius-Beziehung auf:

$$\dot{\epsilon}_s = B \cdot e^{-\frac{Q_c}{R \cdot T}} \quad \text{s. Gl. (3.19)}$$

oder

$$\lg \dot{\epsilon}_s = B_1 - \underbrace{\frac{0,434 \cdot Q_c}{R}}_{\text{const.}} \cdot \frac{1}{T} = B_1 - B_2 \cdot \frac{1}{T} \quad (3.19 \text{ b})$$

B_1, B_2 Konstanten

Dabei wird angenommen, dass die Aktivierungsenergie des Kriechens Q_c temperaturunabhängig ist, so dass der Vorfaktor von $1/T$ konstant ist. Bezieht man die Monkman-Grant-Regel nach Gl. (3.42 b) ein, so erhält man den Zusammenhang zwischen Temperatur und Bruchzeit bei einer vorgegebenen Spannung:

$$\lg t_m = \underbrace{K_1 - m \cdot B_1}_{\text{const.}} + \underbrace{m \cdot B_2}_{\text{const.}} \cdot \frac{1}{T} = K_3 + P \cdot \frac{1}{T} \quad (3.43 \text{ a})$$

K_3, P Konstanten

Die Beziehung besagt, dass bei *konstanter* Spannung immer ein fester Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Bruchzeit besteht. In der Auftragung $\lg t_m$ gegen $1/T$ sollte sich nach Gl. (3.43 a) eine Gerade ergeben, **Bild 3.53**.

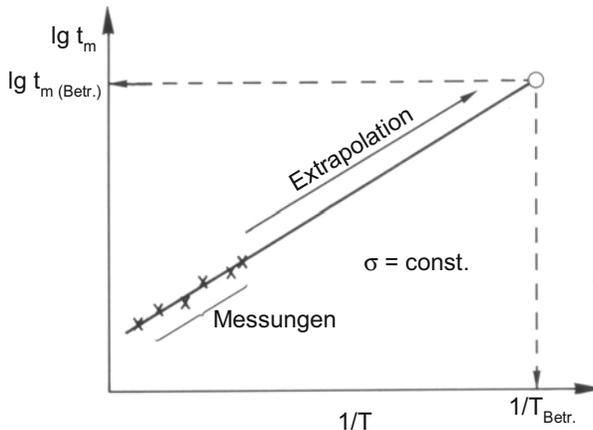


Bild 3.53 Schematische Darstellung des Extrapolationsverfahrens nach Larson-Miller für konstante Spannung (Betr.: Werte für den Betrieb des Bauteils)

Somit können experimentell bei einer bestimmten Spannung kürzere Zeitstandversuche bei höherer Temperatur durchgeführt werden, und man leitet daraus die Lebensdauer bei niedrigerer, betriebsrelevanter Temperatur ab. In anderer Schreibweise ergibt sich die Formulierung des Gesetzes nach Larson-Miller:

$$T \cdot (C + \lg t_m) = P \quad (3.43 \text{ b})$$

$C = \text{const.}$ für alle σ ; $C \approx 20$ mit T in K und t_m in h

$P = \text{const.}$ für $\sigma = \text{const.}$

Diese Verknüpfung von Bruchzeit und Temperatur bei konstanter Spannung nennt man Larson-Miller-Parameter P . Man trägt die aus Zeitstandversuchen nach obiger Beziehung ermittelten Larson-Miller-Parameter für *verschiedene* Spannungen meist mit $C = 20$ im Larson-Miller-Diagramm auf, welches **Bild 3.54** schematisch zeigt.

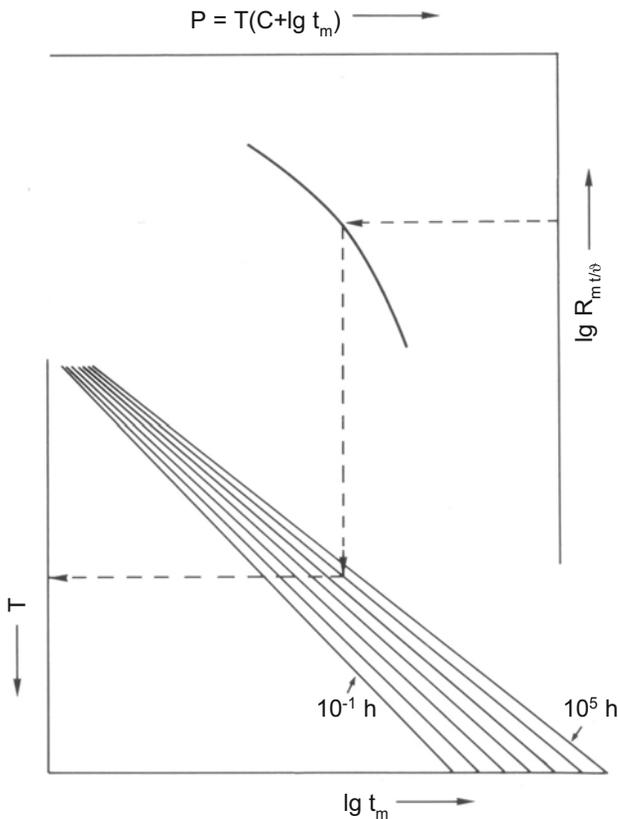


Bild 3.54 Auftragung der Zeitstandfestigkeit nach der Larson-Miller-Methode
Das Diagramm ist so erweitert, dass gleichzeitig ohne Umrechnung aus dem Larson-Miller-Parameter die $(T; t_m)$ -Wertepaare abgelesen werden können.

Es ergibt sich der dargestellte typische gekrümmte Kurvenverlauf. Das Diagramm wird zweckmäßigerweise so erweitert, dass sich für beliebige Kombinationen von Spannung, Temperatur und Standzeit sofort die Verknüpfungen ablesen lassen, z. B. welche Temperatur ertragen werden kann bei einer vorgegebenen Spannung und einer geforderten Lebensdauer. Je nach Legierung ist unter Umständen eine bessere Anpassung der Messwerte an einen gemeinsamen Kurvenzug durch eine von 20 abweichende Konstante C gegeben.

Ebenso wie Zeitstandfestigkeiten lassen sich Zeitdehngrenzwerte nach Larson-Miller auftragen, weil man die Monkman-Grant-Regel auch für Zeiten bis zu bestimmten Dehnungen aufstellen kann, z. B. $t_{p,1}$ als Zeit bis zu 1 % plastischer Dehnung.

Die zur Herleitung der Larson-Miller-Beziehung getroffenen Annahmen weichen von den tatsächlichen Verhältnissen mehr oder weniger ab. Dennoch ist diese empirische Extrapolationsmethode bei den eingangs erwähnten Aufgabenstellungen unerlässlich und Stand der Technik. Des Weiteren können für einen bestimmten Werkstoff aus einem einzigen Diagramm die Zeitstanddaten abgelesen oder es können die Larson-Miller-Kurven für verschiedene Werkstoffe in ein Diagramm eingezeichnet werden, was bei Werkstoffvergleichen übersichtlich ist.

Als ein weiteres empirisches Verfahren zur Extrapolation von Zeitstandergebnissen wird die so genannte *Iso-Stress-Methode* eingesetzt. Sie basiert – wie die nach Larson und Miller – auf dem Prinzip ‚Austausch Zeit gegen Temperatur‘. Während beim Larson-Miller-Verfahren die Monkman-Grant-Regel sowie die Arrhenius-Gleichung einfließen, postuliert die Iso-Stress-Methode ohne weitere Annahmen einen Zusammenhang der Form:

$$\lg t_m = c_1 - c_2 \cdot T \quad \text{für } \sigma = \text{const.} \quad (3.44)$$

$$c_1, c_2 = \text{const.}$$

Es wird also eine lineare Beziehung zwischen dem Logarithmus der Bruchzeit und der Temperatur bei konstanter Spannung erwartet, **Bild 3.55**. Um bei einer Nennspannung die Standzeit für die betriebsrelevante Temperatur zu erhalten, werden Versuche bei derselben Spannung und erhöhten Temperaturen durchgeführt. Die Methode soll eine Zeitextrapolation bis zu einem Faktor 100 erlauben.

Nach Larson-Miller besteht entsprechend Gl. (3.43 a) ein linearer Zusammenhang zwischen $\lg t_m$ und der inversen Temperatur, d. h. in der Auftragung $\lg t_m$ gegen T ergibt sich eine Hyperbel. **Bild 3.56** stellt die beiden Extrapolationsmethoden in einem $(\lg t_m; T)$ -Diagramm gegenüber. Bei denselben Messdaten liefert das Larson-Miller-Verfahren höhere Schätzwerte, je nach Krümmung der Hyperbel gegenüber der Geraden im Extrapolationsbereich. Aufgrund der einfachen Parameterdarstellung ist die Larson-Miller-Methode gebräuchlicher.

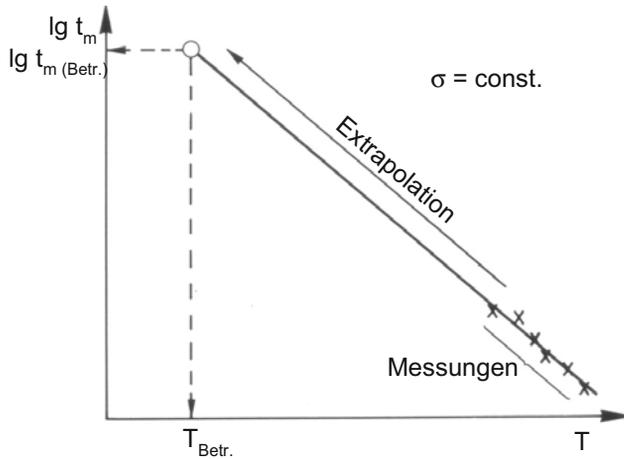


Bild 3.55 Schematische Darstellung des Extrapolationsverfahrens nach der Iso-Stress-Methode (Betr.: Werte für den Betrieb des Bauteils)

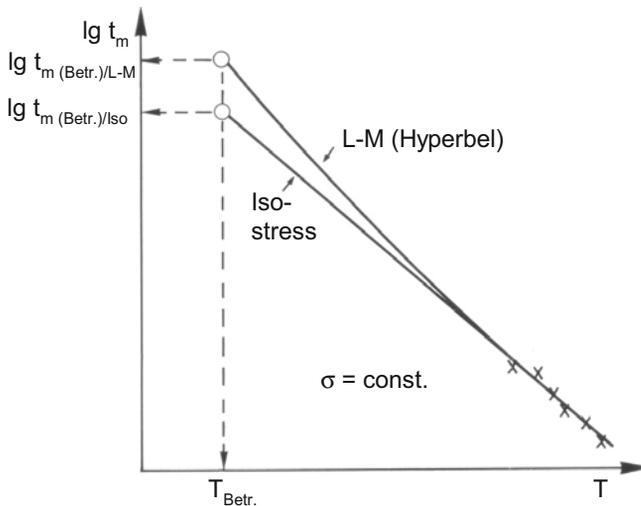


Bild 3.56 Vergleich der Extrapolationsmethoden nach Larson-Miller und der Iso-Stress-Methode

3.14 Zeitstandfestigkeitsnachweis bei veränderlichen Beanspruchungen

Dem Konstrukteur stellt sich ein erweitertes Problem der Lebensdauerberechnung unter Kriechbedingungen, wenn Spannung und Temperatur im zeitlichen

Verlauf nicht gleich bleiben. Dies ist bei Bauteilen oft der Fall, z. B. bei wechselndem Voll- und Teillastbetrieb oder auch bei vorübergehenden Überbelastungen. Die dabei zusätzlich auftretende zyklische Komponente wird bei dieser Betrachtung zunächst außer Acht gelassen. Es stellt sich die Frage, wie sich die einzelnen Zeitstandabschnitte lebensdauermäßig aneinander reihen lassen.

Die einfachste und am häufigsten benutzte Regel für derartige Lebensdauerberechnungen basiert auf der statischen *linearen Schädigungsakkumulation* nach *Robinson*. Dabei geht man von der Annahme aus, dass sich in jedem Belastungsabschnitt eine Kriechschädigung ausbildet, die sich als verbrauchter linearer Anteil der Beanspruchungsdauer bis zum Bruch ausdrücken lässt. Der Schädigungsanteil während *eines* konstanten Belastungsintervalls, d. h. bei gleich bleibender Spannung und Temperatur, berechnet sich demnach zu:

$$D_i = \frac{t_i}{t_{m_i}} \quad (3.45)$$

D_i Schädigungsanteil im Intervall „i“
 t_i Zeitintervall „i“
 t_{m_i} Beanspruchungsdauer bis zum Bruch für die Parameter σ und T im Intervall „i“

Zur Berechnung von D_i muss die Zeitstandlinie für die betreffende Temperatur bekannt sein. In der Regel benötigt man dazu Zeitstandisothermen in 10 °C-Abstufungen, welche durch Interpolation der gemessenen Kurven, die meist in 50 °C- oder eventuell auch 25 °C-Abständen vorliegen, gewonnen werden (siehe z. B. DIN EN 10 216-2 (ehemals: DIN 17 175) für warmfeste Stähle). Näherungsweise können die Daten aus einer Larson-Miller-Darstellung berechnet werden. Als weitere Annahme der Robinson-Regel werden die einzelnen Schädigungsanteile für alle Intervalle mit beliebigen (σ ; T)-Kombinationen addiert:

$$\sum_i D_i = \frac{t_1}{t_{m_1}} + \frac{t_2}{t_{m_2}} + \dots + \frac{t_k}{t_{m_k}} = \sum_{i=1}^k \frac{t_i}{t_{m_i}} = D_t \quad (3.46)$$

Diese Addition liefert die Gesamtschädigung D_t , die so genannte Zeitstanderschöpfung. Bei monotoner Belastung (σ ; T konstant) ergibt sich bei Bruch definitionsgemäß $D_t = 1$. Bei der linearen Schadensakkumulation unter veränderlichen Zeitstandbelastungen geht man ebenfalls von einer Schadensumme $D_t = 1$ beim Bruch aus.

Die getroffenen Annahmen zur Berechnung einer Gesamtschädigung halten einer Überprüfung anhand der ablaufenden Mikromechanismen der Schädigung nicht stand. Vor allem entwickelt sich die Schädigung nicht linear über der Belastungszeit und nicht bei allen Spannungen und Temperaturen in gleicher Weise. Unter Beachtung entsprechender Sicherheitsabschläge, etwa $D_t \leq 0,75$, hat sich

die Robinson-Regel jedoch bewährt, zumal exaktere Berechnungsmethoden fehlen. Sofern den t_{mi} -Werten untere Streubandgrenzen oder Mittelwerte abzüglich 20 % zugrunde liegen, ist die Zeitstanderschöpfungsberechnung meist konservativ. Der tatsächliche Schädigungszustand eines Bauteiles kann in Ergänzung zu der rechnerischen Abschätzung über eine metallographische Untersuchung erfasst werden (Kap. 8.1).

3.15 Spannungsrelaxation

Unter Spannungsrelaxation wird a) jede Minderung von Eigenspannungen sowie b) der Abbau einer von außen angelegten Spannung bei gleich bleibender Gesamtdehnung verstanden.

Tabelle 3.5 gibt einen Überblick über die verschiedenen Arten von Eigenspannungen und ihrer Merkmale. Spricht man allgemein von Eigenspannungen, so meint man damit die weitreichenden Eigenspannungen I. Art. Die zu unterscheidenden Fälle der Spannungsrelaxation sind in **Tabelle 3.6** gegenübergestellt. Der Abbau von Eigenspannungen III. Art in Form von Versetzungen kennzeichnet den Vorgang der Erholung. Hierbei kommt es zwar zu Mikroverformungen durch die Versetzungsbewegung, diese heben sich allerdings in ihren Richtungen gegenseitig auf, so dass keine äußere Gestaltänderung resultiert. Anders liegen die Verhältnisse, wenn in einem Werkstück inhomogene innere Spannungen über größere Reichweiten vorliegen oder wenn die freie Verformung von außen behindert wird. Der erstgenannte Fall entspricht einer Spannungsarmglühung zur Minderung von Eigenspannungen I. Art, der zweite spiegelt die Verhältnisse wider, wie sie im Spannungsrelaxationsversuch simuliert werden. In beiden Fällen werden durch Erholungsvorgänge innere Spannungen reduziert. Allerdings werden durch die inneren oder äußeren Zwängungen Kriechprozesse ausgelöst, die eine *gerichtete* Verformung hervorrufen. Je nach Höhe der Kriechverformung hinterlassen diese Formen der Spannungsrelaxation also mehr oder weniger große bleibende Maßänderungen am Bauteil.

Am anschaulichsten verdeutlicht man sich die Vorgänge anhand eines Spannungsrelaxationsversuches, **Bild 3.57**. Eine Probe wird bis zu einer bestimmten Verformung (zug-)belastet, und dann misst man bei konstanter Gesamtverformung die zeitliche Abnahme der Spannung. Der elastische Verformungsanteil ε_e nimmt proportional zur Spannung ab, in gleichem Maße wird Kriechverformung ε_f erzeugt. Der Relaxationsversuch stellt also einen Kriechversuch unter stetig abnehmender Spannung dar. Der Austausch von elastischer gegen Kriechverformung lässt sich wie folgt formulieren:

Tabelle 3.5 Unterscheidung verschiedener Eigenspannungen (ES) und deren Merkmale

ES →	I. Art	II. Art	III. Art
Definition	Keine äußeren Kräfte oder Momente; Summe aller inneren Kräfte und Momente in jeder Schnittebene bzw. um jede Achse ist null		
Charakter	Makro-ES	Mikro-ES	Mikro-ES
Ursache	<p>Inhomogene plastische Verformung in einem Werkstück</p> <p>Stets in Verbindung mit Mikro-ES III. Art (Versetzungen), ggf. auch II. Art</p>	<ul style="list-style-type: none"> • Verformungsanisotropien von Korn zu Korn durch Orientierungsunterschiede • in mehrphasigen Gefügen durch Unterschiede in der therm. Ausdehnung oder unterschiedl. Volumina bei Phasenumwandlungen <p>Die Anpassung erfolgt durch geometrisch notwendige Versetzungen oder Fehlpassungsversetzungen (ES II. Art kommen nicht vor in einphasigen Einkristallen)</p>	<p>Gitterstörungen, die Gitterverzerrungen hervorrufen:</p> <ul style="list-style-type: none"> • Leerstellen • Fremdatome • Versetzungen • Kleinwinkelkorn-grenzen • Teilchen <p>ES III. Art kommen bei jeder plastischen Verformung vor durch Versetzungen</p>
Reichweite	<ul style="list-style-type: none"> • Über viele Körner oder ganzes Werkstück • Änderungen in Größe und Vorzeichen über größere Bereiche (oft mm) 	<ul style="list-style-type: none"> • Innerhalb eines Kornes oder über wenige Körner hinweg • Änderungen in Größe und Vorzeichen im μm-Bereich 	<ul style="list-style-type: none"> • Auf Umgebung der Gitterstörung begrenzt; weiter entfernt stark abklingend • Änderungen in Größe und Vorzeichen im atomaren Bereich
Bei Störung des inneren Gleichgewichts der Kräfte u. Momente:	makroskopische Maßänderungen	geringe makroskopische Maßänderungen möglich	keine Maßänderungen
engl. Bezeichnung (<i>residual stresses</i>)	<i>body stresses</i>	<i>textural stresses</i>	

Tabelle 3.6 Fallunterscheidungen bei der Spannungsrelaxation (ES: Eigenspannungen)

Fall → Vorgang ↓	ES III. Art (Mikro-ES) gleichmäßig über gesamtes Material verteilt	ES I. Art (Makro-ES) = langreichweitige ES; ungleichmäßig über das Werkstück verteilt	äußere Verformungs- behinderung; gleich bleibende Gesamtver- formung
Vorgang bei der Spannungsrelaxation	Versetzungen löschen sich aus und lagern sich um; Abbau von ES III. Art: = <i>Erholung</i>	Elastische Verformung wird <i>lokal</i> in Kriechverformung umgesetzt; Abbau von ES I. und III. Art: = <i>Spannungsarmglühung</i>	Elastische Verformung wird über <i>gesamtes</i> Material in Kriechverformung umgesetzt; Spannung im Werkstück nimmt ab: = <i>Spannungsrelaxationsversuch</i>
äußere Formänderung	keine; Mikroverformungen durch Versetzungsbe- wegungen heben sich in ihren Richtungen auf	ja, je nach Höhe und Reichweite der abge- bauten ES	ja, je nach Höhe der Kriechdehnung

$$t = 0 \rightarrow \varepsilon_t = \varepsilon_e(t=0) + \varepsilon_i = \text{const.} \quad (3.47 \text{ a})$$

$$t > 0 \rightarrow \varepsilon_t = \varepsilon_e(t) + \varepsilon_i + \varepsilon_f(t) = \text{const.} \quad (3.47 \text{ b})$$

ε_t konstante Gesamtverformung = Anfangsverformung
 ε_i plastische Anfangsverformung

Die zeitlich abnehmende Restspannung $\sigma_R(t)$ ist nach dem Hooke'schen Gesetz mit dem elastischen Dehnungsanteil verknüpft, und Einsetzen von Gl. (3.47 b) ergibt:

$$\sigma_R(t) = E \cdot \varepsilon_e(t) = E[\varepsilon_t - \varepsilon_i - \varepsilon_f(t)] = E[\varepsilon_e(t=0) - \varepsilon_f(t)] = \sigma_0 - E \cdot \varepsilon_f(t) \quad (3.48 \text{ a})$$

Für die zeitlich zunehmende Kriechdehnung erhält man folglich:

$$\varepsilon_f(t) = \frac{\sigma_0 - \sigma_R(t)}{E} \quad (3.48 \text{ b})$$

Nimmt man für die Abhängigkeit der Kriechrate von der Spannung das Norton'sche Kriechgesetz nach Gl. (3.15) an, wie es für stationäre Mikrostrukturverhältnisse in weiten Spannungsbereichen meist gilt, so lässt sich eine Verknüpfung zwischen der Restspannung und der Zeit herstellen. Bei der zeitlichen Ablei-

ung von Gl. (3.47 b) werden die Terme $\dot{\varepsilon}_t$ und $\dot{\varepsilon}_i$ null, weil ε_t und ε_i konstant sind:

$$\dot{\varepsilon}_t = 0 = \dot{\varepsilon}_e + \dot{\varepsilon}_f \quad (3.49)$$

Mit $\dot{\varepsilon}_e = \dot{\sigma}_R / E$ (zeitliche Ableitung von Gl. 3.48 a) und $\dot{\varepsilon}_f = A \cdot \sigma_R^n$ (s. Gl. 3.15) folgt aus Gl. (3.49):

$$\frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma_R}{dt} = -A \cdot \sigma_R^n \quad (3.50 a)$$

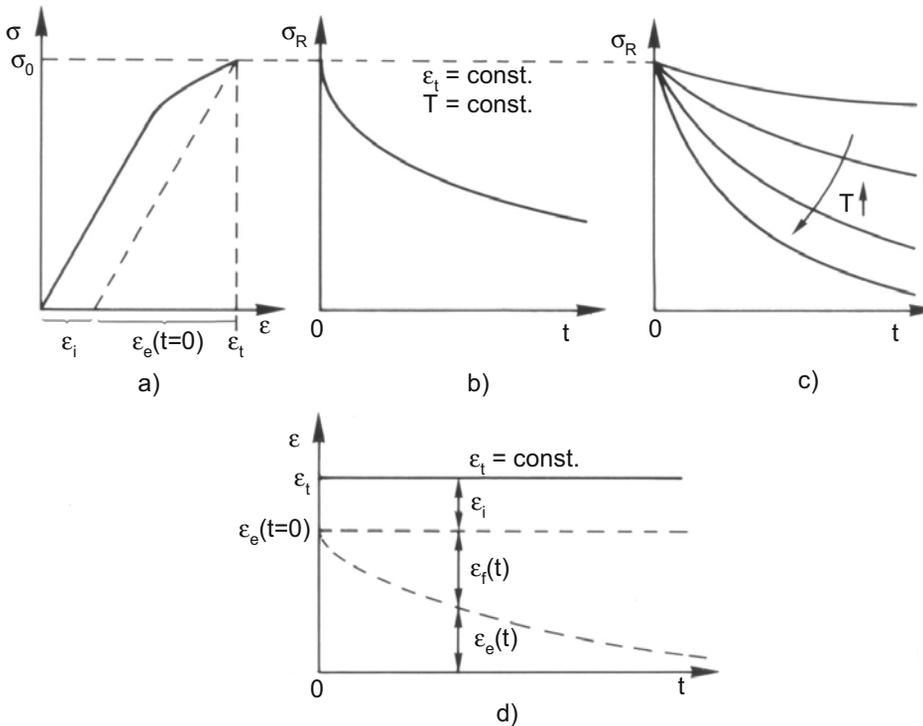


Bild 3.57 Verlauf der Kennwerte bei der Spannungsrelaxation

- Zugbelastung bis $(\sigma_0, \varepsilon_t)$
- zeitliche Abnahme der Restspannung
- Einfluss der Temperatur auf die zeitliche Abnahme der Restspannung
(\uparrow Die Kurven verlaufen in die eingezeichnete Richtung mit steigender Temperatur)
- zeitliche Aufteilung der Dehnanteile

Trennung der Variablen und Integration liefern:

$$\frac{1}{E} \int \frac{d\sigma_R}{\sigma_R^n} = -A \int dt \quad (3.50 \text{ b})$$

$$\frac{1}{E} \cdot \frac{\sigma_R^{1-n}}{1-n} = -A \cdot t + C \quad C: \text{Integrationskonstante} \quad (3.50 \text{ c})$$

Für $t = 0$ ist $\sigma_R = \sigma_0$ und damit $C = (1/E) \cdot (\sigma_0^{1-n} / 1-n)$, so dass sich folgender Zusammenhang ergibt:

$$\sigma_R = \left[\sigma_0^{1-n} + (n-1) \cdot A \cdot E \cdot t \right]^{\frac{1}{1-n}} \quad (3.51)$$

Man beachte, dass Gl. (3.51) für $n = 1$, dem Norton-Exponenten bei reinem Diffusionskriechen, nicht definiert ist. Für $n \rightarrow 1$ nähert sich die Relaxationskurve dem konstanten Wert $\sigma_R = \sigma_0$, d. h. Relaxation würde nicht stattfinden – was plausibel ist, denn Spannungsabbau bedeutet Auslösen und Umlagern von Versetzungen. Reines Diffusionskriechen leistet dies nicht.

In dem Faktor A stecken die Temperaturabhängigkeit und die Werkstoffparameter des Kriechvorganges (s. Gl. 3.15 und 3.24). A ist ein Maß für die Kriechfestigkeit: Je geringer der Wert von A bei einer bestimmten Temperatur ist, umso kriechfester ist der Werkstoff. Folglich verlaufen die Spannungsrelaxationskurven nach Bild 3.57 b) umso flacher, je kleiner A und außerdem je kleiner der Spannungsexponent n ist, **Bild 3.58**. Einen raschen Spannungsabbau zeigen dagegen Werkstoffe mit hohem Spannungsexponenten n . Diese Erkenntnis spielt u. a. eine Rolle bei der Spannungsumverteilung im Bereich von Kerben bei hohen Temperaturen (Kap. 3.16).

Eine übersichtlichere Beziehung $\sigma_R = f(t)$ erhält man, wenn man anstelle des Norton'schen Kriechgesetzes eine Exponentialfunktion ansetzt, welche den Kriechvorgang allerdings nur bei hohen Spannungen und folglich hohen Kriechraten besser beschreibt:

$$\dot{\epsilon}_f = B \cdot e^{\beta \cdot \sigma_R} \quad B, \beta: \text{Konstanten} \quad (3.52)$$

Die Herleitung der $\sigma_R = f(t)$ -Beziehung vollzieht sich dann in analoger Weise wie oben durch Verknüpfen der Gln. (3.48 a), (3.49) und (3.52):

$$\frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma_R}{dt} = -B \cdot e^{\beta \cdot \sigma_R} \quad (3.53 \text{ a})$$

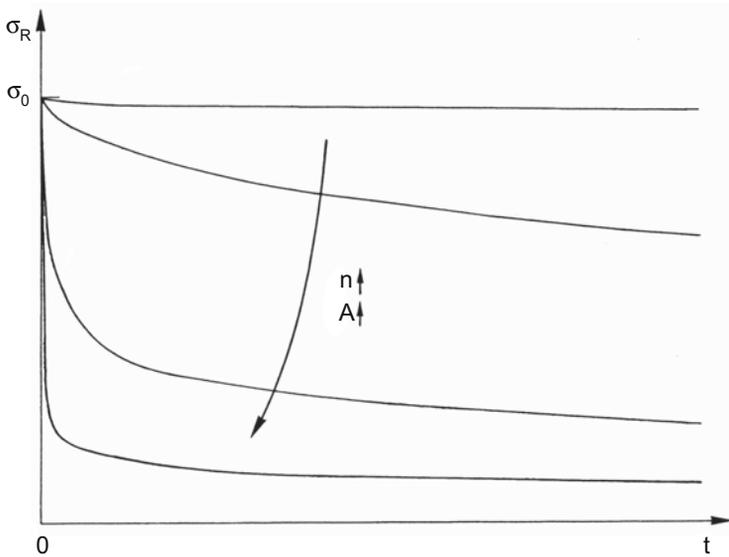


Bild 3.58 Verlauf der Spannungsrelaxation für unterschiedliche Spannungsexponenten n und Parameter A gemäß Gln. (3.15) und (3.51)
 Den Kurven liegen Beispiele mit realen Werten für n und A zugrunde.
 (\uparrow Die Kurven verlaufen in die eingezeichnete Richtung mit steigendem Wert des Parameters)

Nach Trennung der Variablen kann integriert werden:

$$\frac{1}{E} \int e^{-\beta \sigma_R} d\sigma_R = -B \int dt \quad (3.53 \text{ b})$$

$$\frac{1}{E} \cdot \frac{1}{-\beta} \cdot e^{-\beta \sigma_R} = -B \cdot t + C \quad (3.53 \text{ c})$$

Die Integrationskonstante ergibt sich mit der Randbedingung $\sigma_R(t=0) = \sigma_0$ zu $C = -[1/(E \beta)] e^{-\beta \sigma_0}$ und somit:

$$\frac{1}{E \beta} \cdot e^{-\beta \sigma_R} = B \cdot t + \frac{1}{E \beta} \cdot e^{-\beta \sigma_0} \quad \left| \cdot E \beta \cdot e^{\beta \sigma_0} \right. \quad (3.53 \text{ d})$$

$$e^{-\beta(\sigma_R - \sigma_0)} = E \beta B \cdot e^{\beta \sigma_0} \cdot t + 1 \quad (3.53 \text{ e})$$

Logarithmieren und Auflösen nach σ_R ergeben:

$$-\beta(\sigma_R - \sigma_0) = \ln(1 + E\beta B \cdot e^{\beta \cdot \sigma_0} \cdot t) \quad (3.53 f)$$

$$\sigma_R = \sigma_0 - \frac{1}{\beta} \cdot \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right) \quad \text{mit} \quad t_0 = (E\beta B \cdot e^{\beta \cdot \sigma_0})^{-1} \quad (3.53 g)$$

Für lange Zeiten wird $t/t_0 \gg 1$, so dass dann die Näherungsfunktion

$$\sigma_R \approx \sigma_0 - \frac{1}{\beta} \cdot \ln \frac{t}{t_0} \quad (3.54)$$

eine Gerade bei logarithmischer Zeitauftragung aufweist. Ein solcher Verlauf kann in manchen Fällen in gewissen Zeitbereichen beobachtet werden, in denen obige Bedingung für die Gültigkeit der Exponentialfunktion erfüllt ist und die Zeiten nicht zu lang werden, weil sich sonst nach Gl. (3.54) negative Restspannungen ergäben.

Sind die Werkstoffkonstanten n und A aus Kriechversuchen sowie E bekannt, so kann der Verlauf $\sigma_R = f(t)$ für beliebige Anfangsspannungen errechnet werden. In der Technik muss man derartige Abschätzungen allerdings kritisch würdigen, weil sich bei Gefügeinstabilitäten ein erheblich abweichender Verlauf von dem berechneten ergeben kann, abgesehen davon, dass die zugrunde gelegten Kriechgesetze bei der Spannungsrelaxation meist nur näherungsweise und bei konstanter Mikrostruktur gelten.

Ein mit Eigenspannungen I. Art behaftetes Bauteil erfährt bei einer Spannungsarmglühung oder durch Abbau dieser Spannungen während des Hochtemperatureinsatzes lokal bleibende Verformungen aufgrund der Kriechvorgänge. Diese können äußere Geometrieänderungen hervorrufen – je nach Höhe und Reichweite der abgebauten Eigenspannungen, siehe Tabelle 3.5 und 3.6.

Bei Hochtemperaturlegierungen müssen relativ hohe Glühtemperaturen einwirken, um Spannungen beabsichtigt zu relaxieren. Da diese Werkstoffgruppe kriechfest ausgelegt ist, reichen die sonst üblichen Temperaturen von ca. $0,5 T_S$ oft bei weitem nicht aus, um in technisch sinnvollen Zeiten Eigenspannungen in ausreichender Höhe abzubauen. Die Spannungsarmglühtemperaturen richten sich nach der Höhe der Kriechfestigkeit und deren Temperaturabhängigkeit.

3.16 Kerbzeitstandverhalten

Zeitstandversuche werden in der Regel an glatten Proben mit einaxialer äußerer Belastung und homogener Spannungsverteilung über dem Querschnitt durchgeführt. Unter dem sich einstellenden einachsigen Spannungszustand werden die Basisdaten geschaffen für Berechnungen bei Mehrachsigkeit. Wie bei tiefen Temperaturen bestimmt man bei mehrachsigen Spannungszuständen mit den maximal drei von null verschiedenen Hauptnormalspannungen $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$ eine Vergleichsspannung σ_V , welche der Hauptnormalspannung σ_1 im einachsigen Kriechzugversuch äquivalent ist. Dies geschieht nach gängiger Praxis – ebenfalls wie bei tiefen Temperaturen – mittels der von Mises'schen Gestaltänderungsenergiehypothese:

$$\sigma_V^{(v.M.)} = \sqrt{\frac{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}{2}} \quad (3.55)$$

Alternativ kann auch nach der einfacheren Tresca'schen Schubspannungshypothese verfahren werden, die beispielsweise der Wanddickenberechnung von Rohrleitungen unter innerem Überdruck gemäß der Arbeitsgemeinschaft Druckbehälter (AD-Merkblatt B1) zugrunde liegt:

$$\sigma_V^{(T)} = 2 \tau_{\max} = \sigma_1 - \sigma_3 \quad (3.56)$$

Mehrachsige Spannungszustände sind bei Bauteilen die Regel. Sie können über das ganze Volumen aufgrund mehrachsiger äußerer Belastung auftreten sowie lokal an Querschnittsübergängen und Kerben mit inhomogener Spannungsverteilung, auch wenn die äußere Belastung homogen einaxial erfolgt. Bei hohen Temperaturen und *inhomogener* Spannungsverteilung bleibt das Spannungsfeld zeitlich nicht konstant; es verteilt sich mit der Zeit um in Richtung gleichmäßigerer Spannungswerte, was im Folgenden erläutert wird.

An Proben sind mehrachsige Spannungszustände mit homogener, zeitlich konstanter Spannungsverteilung schwierig nachzubilden. Deshalb werden in der Regel Kerbproben geprüft, in denen sich ein dreiachsiger Zugspannungszustand mit inhomogener und zeitabhängiger Spannungsverteilung einstellt. Die Auswertung beschränkt sich dabei auf einen Vergleich der Zeiten bis zum Bruch zwischen glatten und gekerbten Proben bei gleicher Nennspannung. Der Einfluss von Kerben auf die Zeitstandfestigkeit wird in Deutschland meist an Rundproben gemäß DIN EN 10 291 (ehemals: DIN 50 118) ermittelt (zu Abweichungen in anderen Ländern siehe u. a. [3.55, 3.56]).

Ein Beispiel für kerbbedingtes vorzeitiges Versagen sind Schraubenbolzen, die bei hohen Temperaturen betrieben werden, und bei denen schon nach kurzen Einsatzzeiten Brüche u. a. wegen Kerbzeitstandentfestigung vorgekommen sind [2.15]. Ein weiteres Beispiel mit größter Bedeutung für die Sicherheit und Zuver-

lässigkeit stellen Rotoren, sowohl für Flugtriebwerke als auch für Kraftwerksturbinen, dar. Sie weisen stets konstruktive Kerben auf, können aber auch herstell- und betriebsbedingte Fehlstellen enthalten. Das Kerbzeitstandverhalten entsprechender Werkstoffe, z. B. der CrMoV-Stähle, wurde daher besonders intensiv untersucht (z. B. [3.57, 3.58]).

Das Zeitstand-Kerbfestigkeitsverhältnis γ_k ist analog zum Verhältnis der Zugfestigkeiten R_{mk}/R_m bei tiefen Temperaturen definiert:

$$\gamma_k = \frac{\text{Zeitstandfestigkeit gekerbt}}{\text{Zeitstandfestigkeit ungekerbt}} = \frac{R_{mk} t / \vartheta}{R_m t / \vartheta} \quad (3.57)$$

γ_k hängt vom Werkstoff und Werkstoffzustand, der Kerbgeometrie, der Temperatur sowie von der Nennspannung und der Beanspruchungsdauer bis zum Bruch ab. Bei $\gamma_k > 1$ spricht man von Kerbzeitstandverfestigung, bei $\gamma_k < 1$ von Kerbzeitstandentfestigung (manchmal auch als Kerbversprödung bezeichnet, was nicht ganz zutreffend ist, weil es sich um eine *Festigkeitsminderung* handelt). In vielen Fällen wird folgendes Verhalten im Hochtemperaturbereich gefunden:

- Bei geringeren Temperaturen, etwa um $0,4 T_S$, tritt Kerbzeitstandverfestigung im gesamten technisch relevanten Spannungsbereich auf. Diese Erscheinung deckt sich mit der bei Temperaturen unterhalb $0,4 T_S$, vorausgesetzt der betreffende Werkstoff ist hinreichend duktil.
- Im mittleren Temperaturbereich liegt bei hohen Spannungen, also im Kurzzeitbereich, zunächst Kerbzeitstandverfestigung vor, dann überschneiden sich jedoch die Zeitstandisothermen, und es wird Kerbzeitstandentfestigung beobachtet. Damit geht eine Abnahme der Kriechduktilität an glatten Probestäben einher, besonders deutlich ausgedrückt durch die Zeitbrucheinschnürung Z_u . **Bild 3.59** zeigt dieses Verhalten beispielhaft für einen warmfesten ferritisch-bainitischen CrMoV-Stahl. Im Langzeitbereich bei sehr niedrigen Spannungen kann es zum nochmaligen Überschneiden kommen, die Entfestigung verschwindet also wieder, üblicherweise verbunden mit einer Wiederzunahme der Duktilität.
- Bei sehr hohen Temperaturen liegen die Zeitstandlinien für glatte und gekerbte Stäbe recht dicht beieinander ohne eine ausgeprägte Kerbent- oder -verfestigung.

Aus diesen Beobachtungen erkennt man, dass in der Regel das Kerbzeitstandverhalten mit der Duktilität im Zeitstandversuch korreliert: Bei einigermaßen hoher Kriechduktilität, ausgedrückt durch die Zeitbruchdehnung oder – meist ausgeprägter – durch die Zeitbrucheinschnürung der glatten Proben, tritt Kerbzeitstandverfestigung ein, bei geringer Kriechduktilität Kerbzeitstandentfestigung.

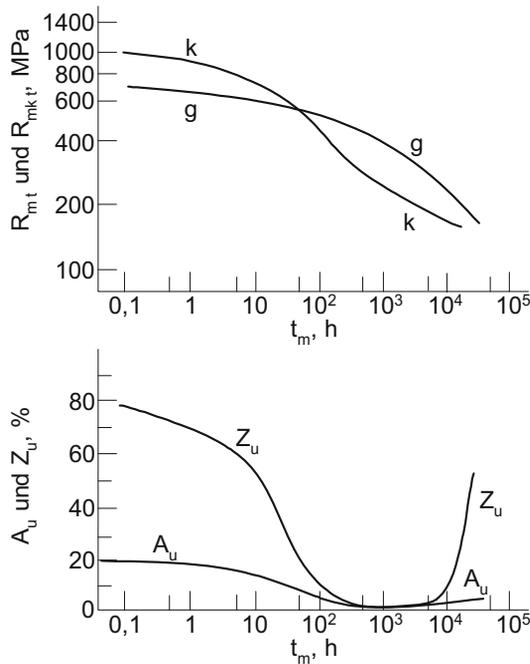


Bild 3.59 Zeitstandverhalten für glatte Proben und für Kerbproben nach DIN 50 118 des Stahles 21CrMoV5-7 (Anlassbehandlung: 670 °C/2 h, Luft) bei 550 °C [3.57]
 a) Zeitstandfestigkeiten der glatten (g) und gekerbten (k) Proben
 b) Zeitbruchdehnung und -einschnürung der glatten Proben

Zum besseren Verständnis der Vorgänge bei hohen Temperaturen werden einige Grundlagen der Kerbspannungslehre für zeitunabhängige Verformung rekapituliert. Generell entsteht an der Oberfläche des gekerbten Bereiches ein ebener und im Innern ein dreiachsiger Zugspannungszustand mit inhomogener Spannungsverteilung, wenn die äußere Belastung einachsrig erfolgt, wie in **Bild 3.60** für eine Rundprobe bei rein elastischer Verformung gezeigt. Das Kerbverhalten hängt unter anderem von der Kerbform ab. Diese wird allgemein charakterisiert durch die *Formzahl* K_t (t: theoretisch; bedeutet hier rein elastisch; anderes gebräuchliches Symbol: α_k), auch als *Kerbfaktor* oder als *elastischer Spannkonzentrationsfaktor* bezeichnet. K_t gibt für rein elastomechanisches Verhalten das Verhältnis der maximalen Axialspannung im Ligament $\sigma_{a \max}$, die unmittelbar an der Kerbspitze wirkt, zur Kerbnennspannung σ_{nk} an:

$$K_t = \frac{\sigma_a^{(e) \max}}{\sigma_{nk}} \quad (3.58)$$

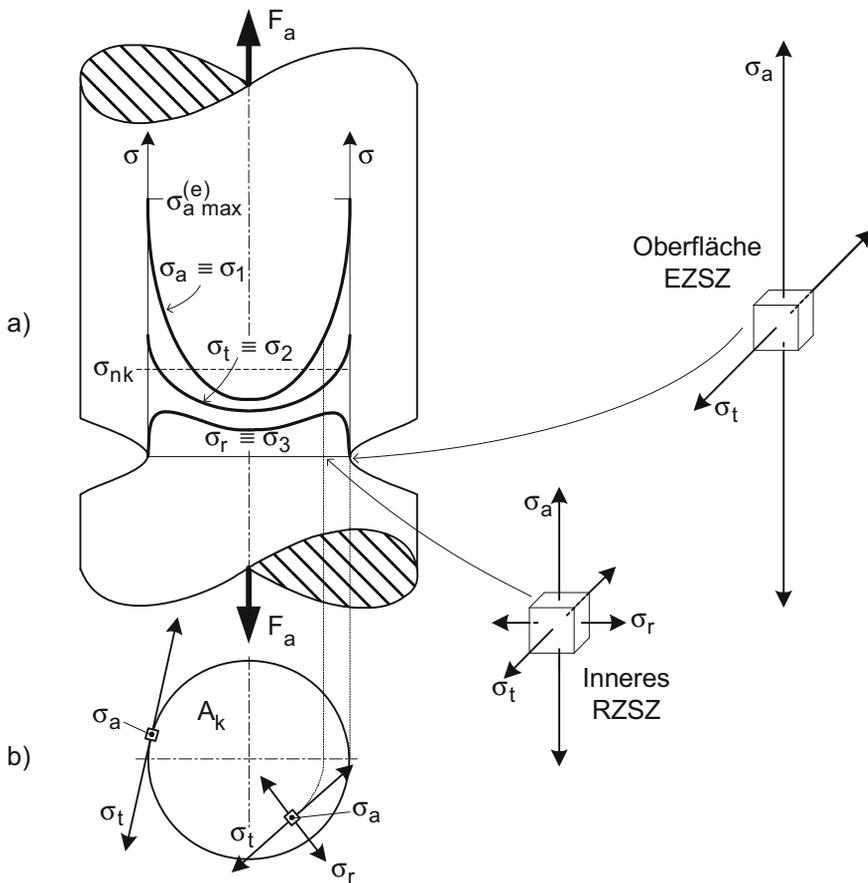


Bild 3.60 Elastische Spannungsverteilungen und Spannungszustände an einer runden Kerbzugprobe (F_a : außen anliegende Last; σ_a : Axialspannung; σ_t : Tangential-/Umfangsspannung; σ_r : Radialspannung)

Die Spannungspfeillängen sind konform mit den Verläufen in Teilbild a).

- a) Verteilung der drei Hauptnormalspannungen im Kerbquerschnitt (Ligament) bei elastischer Verformung an allen Stellen

Die beiden infinitesimalen Hauptspannungselemente deuten die Spannungszustände an der Oberfläche und an einer beliebigen Stelle des Ligamentes im Innern an (EZSZ: ebener Zugspannungszustand; RZSZ: dreiachsiger Zugspannungszustand).

- b) Draufsicht des Kerbquerschnitts A_k mit den Spannungszuständen im Kerbgrund und an einer beliebigen Stelle im Innern (der Vektor von σ_a zeigt aus der Zeichenebene heraus.)

Das hochgestellte (e) des Spannungsspitzenwertes deutet an, dass es sich um den elastischen Wert handelt. Aus der Formzahl kann zwar nicht direkt auf den quantitativen Verlauf der Spannungsverteilung über dem Querschnitt geschlossen werden (dieser müsste z. B. mit der Finite-Element-Methode berechnet werden), qualitativ wird jedoch sofort ersichtlich, dass mit steigendem K_t -Wert die Ungleichmäßigkeit der Spannungswerte zunimmt.

Durch den mehrachsigen Zugspannungszustand im Kerbbereich wird die plastische Verformung behindert. **Bild 3.61** zeigt diesen Sachverhalt für den Fließbeginn bei tiefen Temperaturen anhand der Mohr'schen Spannungskreise im Vergleich zwischen dem einachsigen Spannungszustand im Zugversuch an glatten Proben und einem dreiachsigen Spannungszustand mit axialen (σ_1), tangentialen (σ_2) und radialen (σ_3) Hauptnormalspannungen im Ligament. Für den mehrachsigen Fall ist die Vergleichsspannung wegen der besseren Anschaulichkeit nach der Tresca'schen Schubspannungshypothese (Gl. 3.56) berechnet. Zeitunabhängige plastische Verformung setzt bei $\sigma_V = R_e$ ein. Beim einachsigen Spannungszustand ohne Kerbe ist $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$, so dass Fließen erwartungsgemäß bei $\sigma_1 = R_e$ beginnt. Bei einem dreiachsigen Zugspannungszustand, wie er im Kerbbereich vorliegt, errechnet sich dagegen eine Vergleichsspannung, die niedriger

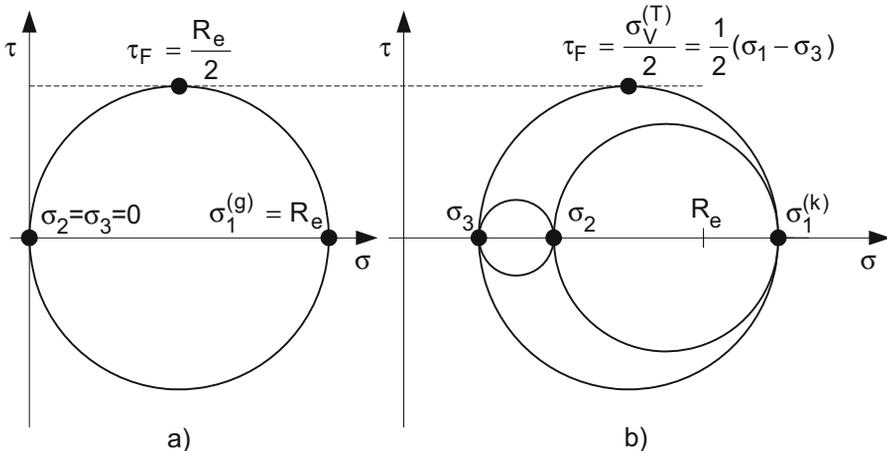


Bild 3.61 Mohr'sche Spannungskreise für den zeitunabhängigen Fließbeginn im Kerbbereich unter der Oberfläche

- Einachsiger Zugspannungszustand eines glatten (g) Zugstabes; Fließbeginn bei $\sigma_1^{(g)} = R_e = 2 \tau_F$ (τ_F : Fließschubspannung)
- Räumlicher Zugspannungszustand eines gekerbten (k) Stabes; Fließbeginn nach der Schubspannungshypothese bei $\sigma_V = \sigma_1^{(k)} - \sigma_3 = R_e = 2 \tau_F$, d. h. $\sigma_1^{(k)} = \sigma_1^{(g)} + \sigma_3$

als die maximale Hauptnormalspannung σ_1 liegt. σ_1 kann folglich bis zum Fließbeginn auf den Wert $(R_e + \sigma_3)$ ansteigen (nach der von Mises-Hypothese übertrifft σ_1 den Wert der Streckgrenze um einen noch höheren Betrag als σ_3). Mit anderen Worten: Es kann sich bis zum Fließbeginn eine höhere Nennspannung aufbauen; die plastische Verformung ist – wie eingangs erwähnt – beim mehrachsigen Zugspannungszustand behindert.

Die Überhöhung der Axialspannung σ_1 im mehrachsigen Spannungszustand bis zum Fließbeginn gegenüber der Streckgrenze drückt man durch den Laststeigerungsfaktor $L = \sigma_{1 \max}/R_e$, (engl. *plastic constraint factor*) bezeichnet, aus.

Mit der gleichen Überlegung wie für den Fließbeginn lässt sich für ausreichend duktile Werkstoffe das Kerbfestigkeitsverhältnis R_{mk}/R_m für tiefe Temperaturen erklären, welches > 1 ist. Bis eine kritische plastische Verformung den Bruch hervorruft, kann sich bei Mehrachsigkeit eine höhere Nennspannung als die Zugfestigkeit für glatte Stäbe aufbauen.

Kommt es zur Plastifizierung im Kerbgrund bei $\sigma_v > R_e$, so nimmt die nach Gl. (58) elastisch gerechnete Axialspannung im Kerbgrund ab auf einen Wert auf der Fließkurve des Werkstoffes (nach der Neuber'schen Hyperbelregel). Aus Gründen des Gleichgewichts der inneren Teilkräfte mit der außen anliegenden Kraft steigen gleichzeitig die Spannungen im Mittenbereich der Kerbe. Plastifizierung führt also zur Umverteilung der Spannungen in Richtung gleichmäßigerer Werte. Die rein elastisch ermittelte Formzahl K_t verliert bei Plastifizierung ihre Bedeutung, weil die Axialspannung im Kerbgrund abnimmt.

Im Kerbzeitstandversuch soll nach DIN EN 10 291 (ehemals: DIN 50 118) die Formzahl der Kerbe $K_t = 4,5 \pm 0,5$ betragen. Dieser hohe Wert entspricht etwa der Kerbschärfe eines Normalgewindes (allerdings nur für *einen* Gewindegang als Einzelkerbe betrachtet; der effektive K_t -Wert bei einem Gewinde wäre geringer). Er führt bei hohen Temperaturen meist zur spontanen Anfangsplastifizierung im Kerbgrund mit der Folge, dass sich bereits zu Anfang die Spannungen nach den vorigen Erläuterungen umverteilen. Mit dem Kriechen wird die Spannungsverteilung kontinuierlich fortgesetzt, weil sich die einzelnen Volumina im Kerbbereich nicht frei gemäß ihrer lokalen Spannungen verformen können. Vielmehr stützen sie sich aufeinander ab, was dazu führt, dass die höheren Spannungen relaxieren und die geringeren ansteigen (Kräftegleichgewicht!). Das gesamte Spannungsfeld im Kerbbereich ändert sich also zeitlich. Die Spannung im Kerbgrund $\sigma_{1 \max}$ nähert sich der Kerbnennspannung σ_{nk} .

Allgemein findet unter Zeitstandbelastung bei inhomogener Spannungsverteilung eine Überlagerung der Vorgänge aus Relaxation der höheren Spannungsbeiträge und Anstieg der geringeren statt bei gleichzeitiger Vorwärtskriechverformung im gesamten belasteten Bereich. Diese Feststellung gilt unabhängig vom Spannungszustand; sie trifft auch bei reiner Biegung zu, die zwar einen einachsigen Spannungszustand hervorruft, jedoch mit einem Spannungsgradienten über dem Querschnitt.

Eventuell stellt sich ein quasi-stationäres, sich im weiteren Kriechverlauf nicht mehr veränderndes Spannungsfeld ein, falls sich bis dahin die Kriechschädigung nicht ausgewirkt hat, d. h. falls der Werkstoff eine ausreichende Kriechduktilität aufweist [3.59].

Beim Abbau der Spannungsspitzen sind außer dem Verformungsvermögen der Spannungsexponent n des Norton'schen Kriechgesetzes sowie die Kriechfestigkeit in Form des Parameters A in Gl. (3.15) bedeutend. Ist der Wert von n und/oder A niedrig, findet Relaxation sehr träge statt, siehe Gl. (3.51) und Bild 3.58. Bei geringer Duktilität, niedrigem Spannungsexponenten und/oder hoher Kriechfestigkeit beobachtet man folglich Kerbzeitstandentfestigung, weil die Kriechschädigung unter der Wirkung der hohen, wenig relaxierenden Spannungen im Kerbgrundbereich vorzeitig den Bruch einleitet. Ein markantes Beispiel für Kerbzeitstandentfestigung bei geringer Duktilität, hoher Kriechfestigkeit, jedoch hohem Spannungsexponenten sind die ODS-Legierungen (Kap. 6.8).

Die Berechnung der Vergleichsspannung nach der Finite-Element-Methode ist für rein elastische Verhältnisse mit üblichen Rechenprogrammen problemlos und sehr genau durchführbar. Um die Vergleichsspannung im Hochtemperaturbereich in Abhängigkeit von Ort und Zeit sowie die auftretenden Verformungen bestimmen zu können, müssen dagegen aufwändige numerische Berechnungen vorgenommen werden. Dazu müssen Stoffgesetze verfügbar sein, welche die Kriechverformung bei der jeweiligen Temperatur in Abhängigkeit von der Spannung für den betreffenden Werkstoff beschreiben. Außerdem muss eine Hypothese aufgestellt werden, wie die effektive Kriechdehnung inkrementell zu berechnen ist in einem zeitlich veränderlichen Spannungsfeld, wie es im Kerbbereich vorliegt: $\epsilon_f = f[\sigma(t)]$.

Will man eine Vorhersage über die Kriechanrissdauer (bei einer zu definierenden „technischen“ Anrisslänge, z. B. 1 mm) und die Kerbbruchzeit treffen, muss darüber hinaus ein Kriechschädigungs- oder ein Kriechbruchmechanikkonzept angewandt werden. In [3.58] wurde an 1 %-CrMoV-Stählen eine derartige, sehr aufwändige Gesamtanalyse durchgeführt.

Mit den bisherigen Erläuterungen lässt sich das beispielhaft in Bild 3.59 dargestellte Kerbzeitstandverhalten qualitativ wie folgt interpretieren: Der dreiachsige Zugspannungszustand im Kerbbereich behindert die Kriechverformung auf die gleiche Weise wie bei tiefen Temperaturen die zeitunabhängige plastische Verformung. Es kommt dadurch zu geringerer Schädigung, sofern der Werkstoff in dem betreffenden Spannungs- und Temperaturbereich ausreichend duktil ist. Der Bruch wird gegenüber dem einachsigen Spannungszustand bei glatten Proben hinausgezögert; es liegt also Kerbzeitstandverfestigung vor.

Befindet sich der Werkstoff dagegen in einem Duktilitätsminimum, wie es in Bild 3.42 schematisch angedeutet oder in Bild 3.59 an einem Realbeispiel zu erkennen ist, kerbentfestigt er im Zeitstandversuch, weil durch die hohen Spannungen im Kerbgrund rasch Schädigung in Form von Rissbildung einsetzt. Dieses Phänomen ist vergleichbar mit der Kerbentfestigung spröder Werkstoffe bei tiefen Temperaturen ($R_{mk} < R_m$), welche dadurch zustande kommt, dass die größte Hauptnormalspannung σ_1 die Trennfestigkeit überschreitet oder die Kerb-

grunddehnung das geringe Verformungsvermögen übersteigt. Die Gelegenheit, die Spannungsspitzen durch Relaxation abzubauen und die Axialspannungen über dem Kerbquerschnitt anzugleichen, bietet sich bei wenig duktilen Werkstoffen nicht, weil das Kriechrischwachstum dominiert.

Zusammenfassend wird Kerbzeitstandentfestigung gefördert durch folgende Einflussgrößen:

- mittlere Temperaturen etwa um $0,5 T_S$ (siehe hierzu die Erläuterungen in Kap. 3.10.2.1 a), verbunden mit
- geringer Kriechduktilität, besonders ausgedrückt durch eine niedrige Zeitbrucheinschnürung an glatten Proben;
- hohe Kriechfestigkeit;
- einen geringen Spannungsexponenten n gemäß Gl. (3.15), siehe Kap. 3.15;
- hohe Kerbschärfe, ausgedrückt durch einen hohen Formfaktor K_t , bei *gleichzeitig* geringer Zeitstandzähigkeit (umgekehrt nimmt bei *hohem* Verformungsvermögen die Kerbverfestigung mit der Kerbschärfe *zu*, ähnlich wie bei duktilen Werkstoffen im Tieftemperaturbereich).

Kerbzeitstandverfestigung wird umgekehrt unter gegenteiligen Bedingungen zu den oben genannten beobachtet. Zu beachten ist ferner, dass bei hohen Temperaturen viele Legierungen einer zeitabhängigen Werkstoffversprödung unterliegen aufgrund von Korngrenzenseigerungen oder durch Ausscheiden versprödender Phasen. Damit geht meist Kerbzeitstandentfestigung einher.

3.17 Entwicklung und Auswahl kriechfester Werkstoffe

In **Tabelle 3.7** werden generelle Aspekte aus den vorangegangenen Kapiteln zusammengefasst, die für die Entwicklung oder Auswahl kriechfester Legierungen relevant sind. Die Auflistung soll Hinweise geben, welche Möglichkeiten grundsätzlich zur Beeinflussung der Kriechbeständigkeit bestehen. Selbstverständlich sind die Maßnahmen an das jeweilige Anforderungsprofil für den Werkstoff und das Bauteil anzupassen, wobei in der Regel auch andere als die Kriecheigenschaften zu berücksichtigen sind. **Bild 3.62** zeigt in Form eines Vektordiagramms die relativen Auswirkungen einiger Einflussgrößen auf die Zeitstandfestigkeit und Zeitbruchverformung. Der Referenzzustand „0“ bedeutet, dass der betreffende Parameter entweder null oder ein beliebiger Vergleichswert ist. Richtung und Länge der Vektoren sind als qualitative Angaben zu verstehen. Diese Darstellung ist auch geeignet, die Ursachen der Streuung von Zeitstanddaten zu veranschaulichen.



Bild 3.62 Vektordiagramm zur qualitativen Veranschaulichung einiger Einflussgrößen auf die Zeitstandfestigkeit und Zeitbruchverformung (nach [3.60])

Tabelle 3.7 Mögliche Maßnahmen zur Erhöhung der Kriechfestigkeit metallischer Werkstoffe (→ bedeutet: daraus folgt...)

Maßnahme	Begründung	Kap.
Hoher Schmelzpunkt	<ul style="list-style-type: none"> • Hohe Aktivierungsenergie der Diffusion wegen hoher Gitterbindungskräfte • Möglichst geringe homologe Temperatur bei Betriebstemperatur, weil $D(T/T_S) \approx \text{const.}$ 	1.3.1.2
kfz-Werkstoff	Geringerer Diffusionskoeffizient gegenüber vergleichbaren krz-Werkstoffen	1.3.1
Hoher E-Modul ¹	Geringere Versetzungsdichte, dadurch geringere Versetzungsauslöschrate bei gleicher Spannung	3.4.2.3
Werkstoff mit niedriger Stapelfehlerenergie	Verzögerung nicht konservativer Versetzungsbewegung (Klettern)	3.4.2.3

Forts.

¹ Bei zyklischen Belastungen ist ein hoher E-Modul eher ungünstig, vgl. Kapitel 4.

Tabelle 3.7, Forts.

Maßnahme	Begründung	Kap.
Mischkristallhärtung	<ul style="list-style-type: none"> • Reibungsspannung durch gebremste Versetzungsbewegung (viskoses Gleiten) • Verringerung des effektiven Diffusionskoeffizienten (wirksam für Versetzungs- und Diffusionskriechen) • Erhöhung des E- und G-Moduls • Erniedrigung der Stapelfehlerenergie 	3.8.1
Teilchenhärtung	Blockierung/Verzögerung der Versetzungsbewegung; reduzierte Erholungsrate	3.8.2
Hoher Teilchenvolumenanteil	Je mehr Teilchen/Versetzung-Wechselwirkungen, umso stärkere Blockierung/Verzögerung der Versetzungsbewegung	3.8.2
Kohärente Teilchen mit geringer Grenzflächenenthalpie zur Matrix	Geringe Vergrößerungsneigung der Teilchen	2.5
Teilchen mit geringer Löslichkeit in der Matrix (Dispersionshärtung)	<ul style="list-style-type: none"> • Sehr geringe Vergrößerungsneigung der Teilchen • Besonders starke Wechselwirkung Teilchen/Versetzungen (<i>interfacial pinning</i>) 	2.5 3.8.2
Teilchen mit geringem Diffusionskoeffizienten des betreffenden Legierungselementes	Geringe Vergrößerungsneigung der Teilchen	2.5
Grobkorngefüge	• Geringer Korngrenzengleitanteil insgesamt, dadurch geringere Kriechverformung	3.5
	• Geringer Verformungsanteil durch Diffusionskriechen	3.6
	• Der Übergang vom Versetzungs- zum Diffusionskriechen wird zu geringeren Kriechraten verschoben; dadurch geringere Kriechrate bei gleicher Spannung in diesem Bereich.	3.6
	• Allerdings geringere Zeitbruchverformung gegenüber Feinkorn aufgrund größerer freier Gleitlängen der Korngrenzen	3.10.2.1
Verzahnung der Korngrenzen durch Ausscheidungen	• Behindertes des Korngrenzengleitens und geringere Rissgefahr bei optimaler Größe und Dichte der Ausscheidungen	3.10.2.1
	• Reduzierter Diffusionskriechanteils wegen behinderter Korngrenzengleitung (Diffusionskriechen setzt Korngrenzengleiten voraus)	3.6

Forts.

Tabelle 3.7, Forts.

Maßnahme	Begründung	Kap.
Karbide oder Boride als Korngrenzenausscheidungen; Oxide, Sulfide... vermeiden	Gute Bindung zur Matrix = geringe Phasengrenzflächenenthalpie, damit wird die kritische Risskeimgröße höher	3.10.2.1
Optimierte Wärmebehandlung	<ul style="list-style-type: none"> • Optimalen Teilchendurchmesser gezielt einstellen • Seigerungen bei Gussgefügen beseitigen; dadurch Vermeidung seigerungsbedingter Sprödphasen • Evtl. Korngrenzenrauigkeiten gezielt einstellen; dadurch Behinderung des Korngrenzengleitens (gezackte Korngrenzen) 	3.8.2 6.6.3 6.7.2.3 6.6.3.2
Kaltvorverformung vermeiden	<ul style="list-style-type: none"> • Induziert Korngrenzenstufen oder sogar Anrisse • Kann im Betrieb zu Rekristallisation führen • Festigkeitssteigerung ist nur vorübergehend; geht durch Erholung zurück 	3.10.2.1 2.2 3.1
Positiv wirksame Korngrenzelemente in genau kontrollierter Dosierung zugeben, z. B. B, C, Zr, Ce	<ul style="list-style-type: none"> • Dichter Korngrenzenaufbau und Verringerung des Korngrenzendiffusionskoeffizienten: → höhere Korngrenzenviskosität und damit geringerer Korngrenzengleitanteil → verlangsamtes Risswachstum • Erhöhung der Korngrenzenkohäsion, dadurch geringere Anrissgefahr • Wirken z. T. als Getter-Elemente für schädliche Korngrenzenverunreinigungen 	1.3.3.2 3.5 3.10.2.2 3.10.2.1
höherer Reinheitsgrad der Legierung	<ul style="list-style-type: none"> • Unerwünschte Phasen vermeiden • Korngrenzenkohäsion nicht durch schädliche Spurenelemente mindern; dadurch verringerte Rissgefahr 	6.12 3.10.2.1
Getter-Elemente zugeben	Binden segregierende und schädliche Verunreinigungen ab; z. B. wird S durch Zr und Ce abgebunden	3.10.2.1
Geringe Dendritenarmabstände bei Gussgefügen	Seigerungen erstrecken sich über kürzere Distanzen, dadurch: <ul style="list-style-type: none"> • bessere Homogenisierung möglich • Vermeidung seigerungsbedingter Sprödphasen • gleichmäßigere Mikroeigenschaftsverteilung 	6.7.2.3

Forts.

Tabelle 3.7, Forts.

Maßnahme	Begründung	Kap.
Gerichtete Kornstruktur in Hauptbelastungsrichtung	<ul style="list-style-type: none"> • Wenig Korngrenzengleiten, weil viele Längskorngrenzen vorhanden sind • Behinderung interkristalliner Rissbildung u. interkrist. Risswachstums bei hohem Streckungsgrad • Gleichzeitig kann die optimale Textur der Körner eingestellt werden • Aber: verschlechterte Quereigenschaften 	3.11
Einkristall	<ul style="list-style-type: none"> • Alle auf die Korngrenzen konzentrierten Effekte entfallen: <ul style="list-style-type: none"> → kein Korngrenzengleiten → keine interkristalline Schädigung → kein Diffusionskriechen, nur Versetzungskriechen (mit rel. hohem Spannungsexponenten, dadurch Vorteil bei geringeren Spannungen) • Orientierung in günstiger Richtung möglich • Keine korngrenzenverfestigenden Elemente/Ausscheidungen erforderlich → höhere Solidustemperatur → höhere Lösungsglühung möglich → optimiertes Teilchengefüge einstellbar • Fehlende Korngrenzenkorrosion, keine korrosionsunterstützte interkristalline Kriechrissbildung 	3.12 3.4.2.1 6.7.1 und 6.7.3
Hohe Korrosionsbeständigkeit oder angepasste Beschichtung	<p>Ansonsten:</p> <ul style="list-style-type: none"> • schneller Abtrag des tragenden Querschnitts • korrosionsbedingte Gefügeveränderungen mit negativen Auswirkungen auf die Kriechfestigkeit 	5.11
Geringe Dichte bei eigengewichtbelasteten u. rotierenden Bauteilen	Die Spannungen werden verringert; die Zeitreiß- oder Zeitdehnlänge sind maßgeblich für die Bauteilauslegung.	3.3.2

Weiterführende Literatur zu Kap. 3

H.E. Boyer (Ed.): Atlas of Stress-Strain Curves, Amer. Soc. for Metals Int. (ASM), Metals Park Ohio, 1986

H.E. Boyer (Ed.): Atlas of Creep and Stress-Rupture Curves, Amer. Soc. for Metals Int. (ASM), Metals Park Ohio, 1988

R. Bürgel: Festigkeitslehre und Werkstoffmechanik, Bd. 1 und 2, Vieweg, Wiesbaden, 2005

R.W. Cahn (Ed.): Physical Metallurgy, North-Holland Publ., Amsterdam, 1970

- R.W. Cahn, P. Haasen, E.J. Kramer (Eds.): *Materials Science and Technology*, Vol. 6, Plastic Deformation and Fracture, H. Mughrabi (Volume Editor), VCH, Weinheim, 1993
- H.E. Evans: *Mechanisms of Creep Fracture*, Elsevier Appl. Sci. Publ., London, 1984
- H.J. Frost, M.F. Ashby: *Deformation-Mechanism Maps*, Pergamon, Oxford, 1982
- D.J. Gooch, I.M. How (Eds.): *Techniques for Multiaxial Creep Testing*, Elsevier Appl. Sci. Publ., London, 1986
- D. Hull, D.J. Bacon: *Introduction to Dislocations*, Pergamon, Oxford, 1984
- B. Ilshner: *Hochtemperatur-Plastizität*, Springer, Berlin, 1973
- M.S. Loveday, T.B. Gibbons (Eds.): *Harmonisation of Testing Practice for High Temperature Materials*, Elsevier Appl. Sci. Publ., London, 1992
- R.K. Penny, D.L. Marriott: *Design for Creep*, 2nd ed., Chapman & Hall, London, 1995
- H. Riedel: *Fracture at High Temperatures*, Springer, Berlin, 1987
- O.D. Sherby, P.M. Burke: *Mechanical Behavior of Crystalline Solids at Elevated Temperature*, *Progress in Materials Science*, **13**, Pergamon, Oxford, 1967