

KfK 3602
September 1983

Ein Verfahren zur Langzeitextrapolation von Zeitstanddaten

M. Boček, F. Wolf
Institut für Material- und Festkörperforschung

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Material- und Festkörperforschung

KfK 3602

Ein Verfahren zur Langzeitextrapolation von Zeitstanddaten

M. Boček und F. Wolf

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH., Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Ein Verfahren zur Langzeitextrapolation von Zeitstanddaten

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Extrapolation der Lebensdauer von Werkstoffen für sehr lange Standzeiten. Folgende Feststellungen können aus dieser Untersuchung, deren Ergebnisse zunächst angewandt wurden für den Stahl X6CrNi 1811 (1.4948), getroffen werden.

- i) Die analytische Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Nennspannung σ und Standzeit t_f mittels der üblichen $\log \sigma / \log t_f$ -Darstellung ist für Extrapolationszwecke ungeeignet
- ii) Als für diesen Zweck geeignet erwiesen sich $t_f(\sigma)$ -Funktionen der Art $t_f \sim \sinh \beta \sigma$
- iii) Darüber hinaus ermöglichen diese Funktionen, Aufschlüsse zu gewinnen über Vorgänge, die die Lebensdauer von Werkstoffen bestimmen. So ergab eine Analyse der Zeitstandwerte des Stahls 1.4948, daß im allgemeinen zwei sequentiell abhängige Vorgänge (so daß jeweils der langsamere die Geschwindigkeit des Versagensprozesses bestimmt) das Versagen des Materials steuern.

A New Approach for Stress Rupture Data Extrapolation

In the paper a new approach for long time extrapolation of stress rupture data is presented. The main results which first have been applied on SS AISI 304 can be summarized as follows:

- i) For long time extrapolation the analytical description of stress rupture lines (SRL) by usual $\log \sigma$ vs. $\log t_f$ diagrams is inappropriate.
- ii) There are other stress rupture functions $F(\sigma, t_f)$ which are more suitable for life time extrapolations. Best results were obtained with a function of the type $t_f(\sigma) \sim \sinh \beta \sigma$
- iii) This function allows a better understanding about the nature of the life time determining mechanisms. The analysis of the stress rupture data from SS AISI 304 has shown, that two sequentially dependent mechanisms govern the life time.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
1.1	Die Extrapolation der Standzeit	1
1.2	Aufgabenstellung	3
2.	Theoretischer Teil	4
2.1	Das Zeitstanddiagramm	4
2.2	Ansätze für die Spannungsabhängigkeit der minimalen Kriechgeschwindigkeit	5
2.3	Die Bestimmung der $t_f(\sigma)$ -Funktionen	5
2.4	Die Neigung der Zeitstandlinie	9
2.5	Physikalische Betrachtungen	13
2.5.1	Die Konsistenzbedingung	13
2.5.2	Die temperaturkompensierte Zeit	14
2.5.3	Die Aktivierungsenergie	16
2.5.4	Das Aktivierungsvolumen	22
3.	Auswertung der Zeitstandversuche	24
3.1	Die Ermittlung der β_i -Werte	24
3.2	Die Bestimmung der n_i -Werte	25
4.	Ergebnisse	31
4.1	Die Zeitstandfunktionen $t_{f,i}(\sigma)$	31
4.2	Die Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenergie Q_f	39
5.	Diskussion	41
5.1	Parallele und sequentielle Prozesse	41
5.2	Betrachtungen zum Versagensmodell	42
5.3	Bemerkungen zum Larson-Miller Verfahren	48
6.	Zusammenfassung	49
7.	Literaturverzeichnis	49

1. Einleitung

1.1 Die Extrapolation der Standzeit

Die hohen Sicherheitsanforderungen über lange Zeiträume hinweg, und der hohe Investitionswert, der meist mit dem Betrieb von technischen Anlagen bei hohen Temperaturen verbunden ist, erfordern verlässliche Methoden, die erlauben, möglichst exakte Aussagen über das Verhalten von Werkstoffen unter betrieblicher Beanspruchung zu machen.

Sind die Anforderungen an die Lebensdauer gering (unter 1000 h), können solche Aussagen aus Kurz- oder Langzeitversuchen ermittelt werden, die Aufschluß über das Festigkeitsverhalten von Werkstoffen bei ruhender Beanspruchung und einer bestimmten Temperatur geben. Hierbei wird die Beanspruchungsdauer wesentlich durch das Festigkeitsverhalten des Werkstoffes beeinflusst.

Werden höhere Lebensdauieranforderungen gestellt (in Kraftwerken heute bis zu 30 Jahren), so beanspruchen Zeitstandversuche, die den hierbei geforderten Bedingungen genügen, viel zu viel Zeit, um unter rentablen Gesichtspunkten durchführbar zu sein. Es stellt sich daher die Frage, auf welche Weise von Zeitstandwerten aus Kurzzeitversuchen auf das Langzeitverhalten der Materialien geschlossen werden kann.

Die Ergebnisse aus den Zeitstandversuchen werden in Zeitstanddiagrammen graphisch dargestellt. Üblicherweise wird hier die nominelle Spannung σ über die Standzeit t_f für konstante Temperatur doppellogarithmisch aufgetragen. Auf diese Weise erhält man für jede Temperatur eine sogenannte Zeitstandlinie. Sind diese Linien Geraden, als solche werden die Zeitstandlinien häufig betrachtet, so kann durch eine lineare Extrapolation der Zeitstandwerte die Standzeit bei kleinen Spannungen (d.h. großen Standzeiten) ermittelt werden, ohne dafür einen Zeitstandversuch durchführen zu müssen. Da in Wirklichkeit jedoch die Zeitstandlinien höchstens bereichsweise Geraden angenähert werden können, ist eine solche lineare Extrapolation verständlicherweise u.U. mit großen Fehlern behaftet.

Das gemeinsame Merkmal der $\log \sigma / \log t_f$ -Zeitstandlinien ist deren konvexe Krümmung, wodurch eine lineare Extrapolation stets zu nichtkonservativen Abschätzungen führt. D.h. die lineare Extrapolation liefert in diesem Fall grundsätzlich höhere Standzeiten, als dies in Wirklichkeit der Fall wäre.

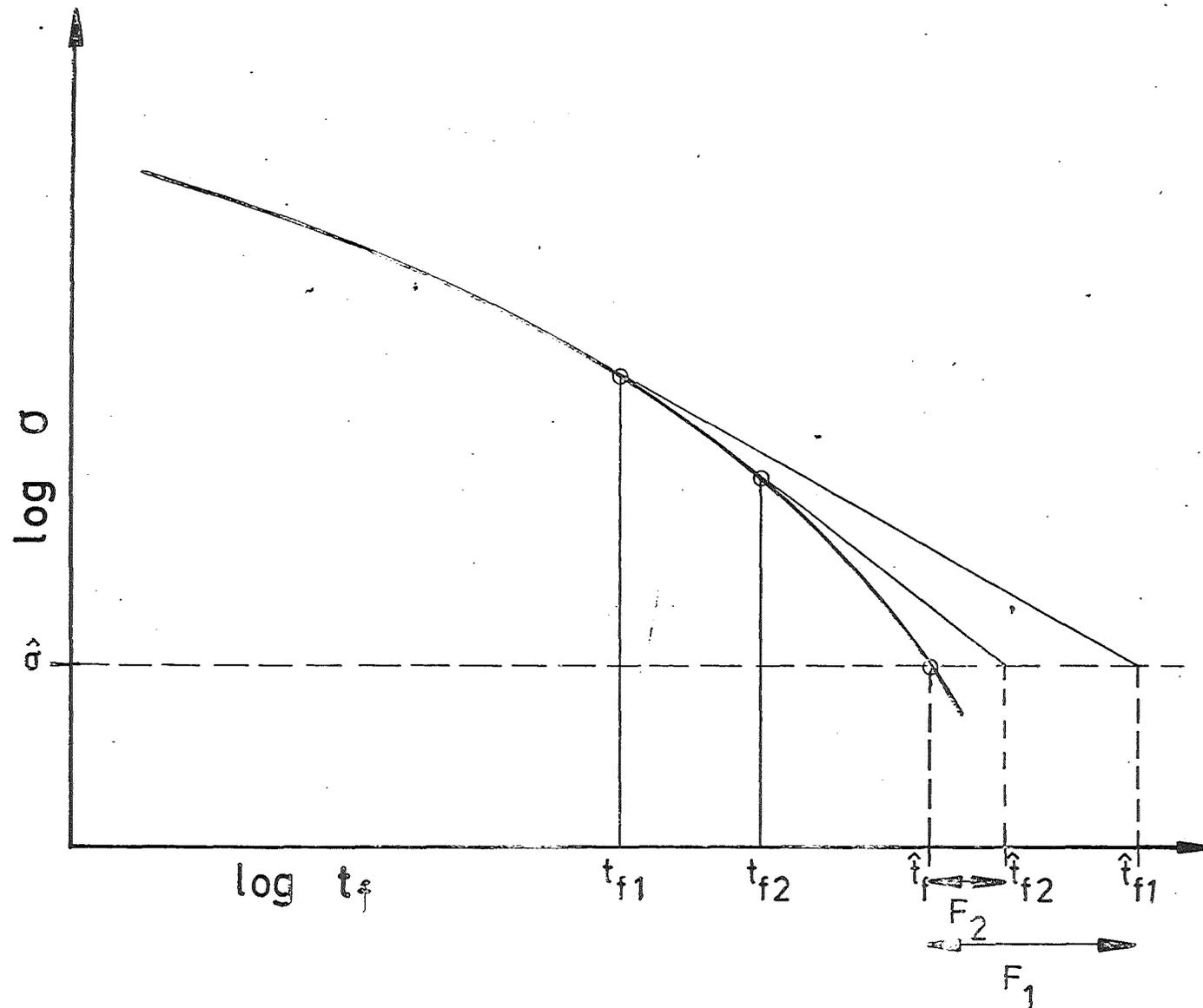


Fig. 1 Zur linearen Extrapolation von Zeitstandwerten im $\log \sigma / \log t_f$ -Diagramm (s. Text).

Geht man davon aus, daß bei linearer Extrapolation (s. Fig 1) stets von letzt gemessenem Zeitstandwert ausgegangen wird und sind t_{f1} und t_{f2} die jeweils größten, aus Experimenten ermittelten Standzeitwerte, so erhält man für eine bestimmte Spannung die extrapolierten Zeitstandwerte \hat{t}_{f1} und \hat{t}_{f2} . F_1 und F_2 sind die Abweichungen von der tatsächlichen Standzeit t_f .

Die Lösung des Extrapolationsproblems besteht demnach darin, die Standzeiten als Funktion der Spannung analytisch adequat zu beschreiben. Das am häufigsten angewandte Extrapolationsverfahren, in welchem die bei verschiedenen Temperaturen gemessenen Zeitstandwerte durch eine Zeitstandlinie beschrieben werden, ist das Verfahren nach Larson und Miller, siehe z.B. /1/ und /2/.

In der Regel werden diese auf die Temperaturabhängigkeit von t_f umgerechneten Zeitstandlinien durch die Form ausgedrückt

$$\log \sigma_B = K_B - \frac{1}{n} M$$

wo

$$M = \log t_f - 0,43 Q_f/RT$$

als sog. LARSON-MILLER Parameter bezeichnet wird. Dieser ist eine Funktion der Temperatur T und der Standzeit t_f . Q_f ist die aus den Zeitstanddaten zu ermittelnde scheinbare Aktivierungsenergie des Bruchmechanismus. Diese ist erfahrungsgemäß abhängig sowohl von der Spannung σ als auch von der Temperatur T. In der Regel jedoch wird bei Anwendung des obigen Verfahrens Q_f als eine echte, von den Versuchsbedingungen unabhängige, Konstante betrachtet. K_B ist ebenfalls eine Konstante.

Gemäß obiger Gleichung sollte die graphische Darstellung der experimentellen ($\log \sigma$)-Werte über den M-Werten eine von σ und T unabhängige Gerade ergeben. Anhand dieser durch viele Meßwerte erstellten Leitkurve für hohe Temperaturen bzw. kleine Spannungen können erwartete Zeitstandwerte geschätzt werden.

Da in der Regel die $\log \sigma/M$ -Linien ebenfalls keine Geraden sind, ergeben sich jedoch bei der Extrapolation mittels dieser Kurven im Prinzip die gleichen Probleme wie bei der Extrapolation aus den $\log \sigma/\log t_f$ Kurven.

1.2 Aufgabenstellung

Das Ziel dieser Arbeit war, adäquate analytische Funktionen $F(\sigma, t_f)$ zu finden, die eine verlässliche Extrapolation von Zeitstandwerten erlauben. Darüber hinaus

sollten die Funktionen eine phänomenologische Analyse des Zeitstandverhaltens ermöglichen.

Die Ergebnisse dieser Studie sollten zunächst zur Auswertung der Meßergebnisse am Stahl X6CrNi 1811 (1.4948) herangezogen werden.

2. Theoretischer Teil

2.1 Das Zeitstanddiagramm

Bekannterweise ist die Standzeit t_f eine Funktion der angelegten Spannung σ und der Temperatur T . Die phänomenologische Beschreibung der Spannungsabhängigkeit der Standzeit t_f , die hier im Vordergrund des Interesses steht, erfolgt zweckmäßigerweise durch die Verknüpfung zweier empirischer Befunde. Der eine betrifft die Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit im sekundären Kriechbereich $\dot{\epsilon}_s$.

Diese, so zeigen zahlreiche Experimente (s. z.B. /2/), kann in guter Näherung dargestellt werden als das Produkt zweier Funktionen

$$\dot{\epsilon}_s(T, \sigma) = A(T)_{\phi_j} \cdot B(\sigma)_{\phi_j}, \quad (1)$$

wobei jede der Funktionen jeweils nur von einer der Variablen σ, T abhängt. ϕ_j sind sogenannte Strukturfaktoren. Diese beziehen sich auf jene Größen, die über σ und T hinaus Einfluß nehmen auf $\dot{\epsilon}_s$. Dies ist z.B. die Korngröße, die Phasenzusammensetzung, die Versetzungsdichte u.ä.. ϕ_j als Index bedeutet, daß ϕ_j , während einer Änderung der Variablen σ und T , konstant bleibt. D.h. daß z.B. die oben genannten Einflußgrößen weder von σ noch von T abhängen. Im Einzelnen müssen entsprechende Experimente über die Angemessenheit dieser Voraussetzung entscheiden.

Der zweite empirische Befund besagt, daß das Produkt aus der minimalen Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}_m$ und der Standzeit t_f

$$\dot{\epsilon}_m t_f = C \quad (2)$$

konstant unabhängig von der Spannung ist /3/.

Die Differentiation von Gleichung (2) bei konstanter Temperatur ergibt

$$\frac{d\dot{\epsilon}_m}{\dot{\epsilon}_m} = - \frac{dt_f}{t_f} \quad (3)$$

Aus Gl (3) folgt, unter Verwendung von $\dot{\epsilon}_m(\sigma)$, durch Integration die $t_f(\sigma)$ -Funktion.

2.2 Ansätze für die Spannungsabhängigkeit der minimalen Kriechgeschwindigkeit

Die Beschreibung von $\dot{\epsilon}_m(\sigma)$ ist seit langem ein zentrales Anliegen der Hochtemperatur-Plastizität. Zahlreiche Untersuchungen ergaben, daß $\dot{\epsilon}_m(\sigma)$, bei gegebener Temperatur, vom Spannungsbereich abhängt (s.z.B. /2/). Die meist verwendeten Ansätze sind durch die Gleichung (4), (5) und (6) wiedergegeben.

$$\text{Ansatz 1:} \quad \dot{\epsilon}_{m,1} = A_1(T) \sigma^{n_1} \quad (4)$$

$$\text{Ansatz 2:} \quad \dot{\epsilon}_{m,2} = A_2(T) \sigma^{(n_2-1)} \sinh \beta_2 \sigma \quad (5)$$

$$\text{Ansatz 3:} \quad \dot{\epsilon}_{m,3} = A_3(T) (\sinh \beta_3 \sigma)^{n_3} \quad (6)$$

Während Ansatz 1 bei mittleren und kleineren σ -Werten die empirische $\dot{\epsilon}_m(\sigma)$ -Abhängigkeit befriedigend wiedergibt, haben die Ansätze 2 und 3 den Vorteil $\dot{\epsilon}_m(\sigma)$ auch bei höheren Spannungen adäquat zu beschreiben.

Die Faktoren A_1, A_2, A_3 beschreiben die Temperaturabhängigkeit von $\dot{\epsilon}_m$. Die "Spannungsexponenten" n_1, n_2, n_3 sind spannungs- und temperaturabhängige Konstanten. Aus noch weiter zu erläuternden Gründen wird angenommen, daß

$$\beta_i = \frac{a_i}{kT}, \quad i = 2, 3$$

wobei k die Boltzmannkonstante ist und a_i die Dimension des Volumens besitzt. In erster Näherung soll a_i unabhängig von σ und T sein.

2.3 Die Bestimmung der $t_f(\sigma)$ -Funktionen

Die $t_f(\sigma)$ -Funktionen folgen aus der Kombination der jeweiligen $\dot{\epsilon}_m(\sigma)$ -Funktion (Gleichungen (4), (5), (6)) mit der Gl. (3). So folgt z.B. anhand der Gl. (5)

$$\frac{d\dot{\epsilon}_m}{\dot{\epsilon}_m} = \left(\frac{n_2-1}{\sigma} + \beta_2 \operatorname{coth} \beta_2 \sigma \right) d\sigma$$

Tabelle 1 Die $t_f(\sigma)$ -Funktionen

$t_f(\sigma)$ -FUNCTION

APPROACH		
1	2	3
$\log t_f/t_{f,0} = n_1 \log \sigma_0/\sigma$		
	$\log t_f/t_{f,0} = (n_2 - 1) \log \sigma_0/\sigma + \log \frac{\sinh \beta_2 \sigma_0}{\sinh \beta_2 \sigma}$	
		$\log t_f/t_{f,0} = n_3 \log \frac{\sinh \beta_3 \sigma_0}{\sinh \beta_3 \sigma}$

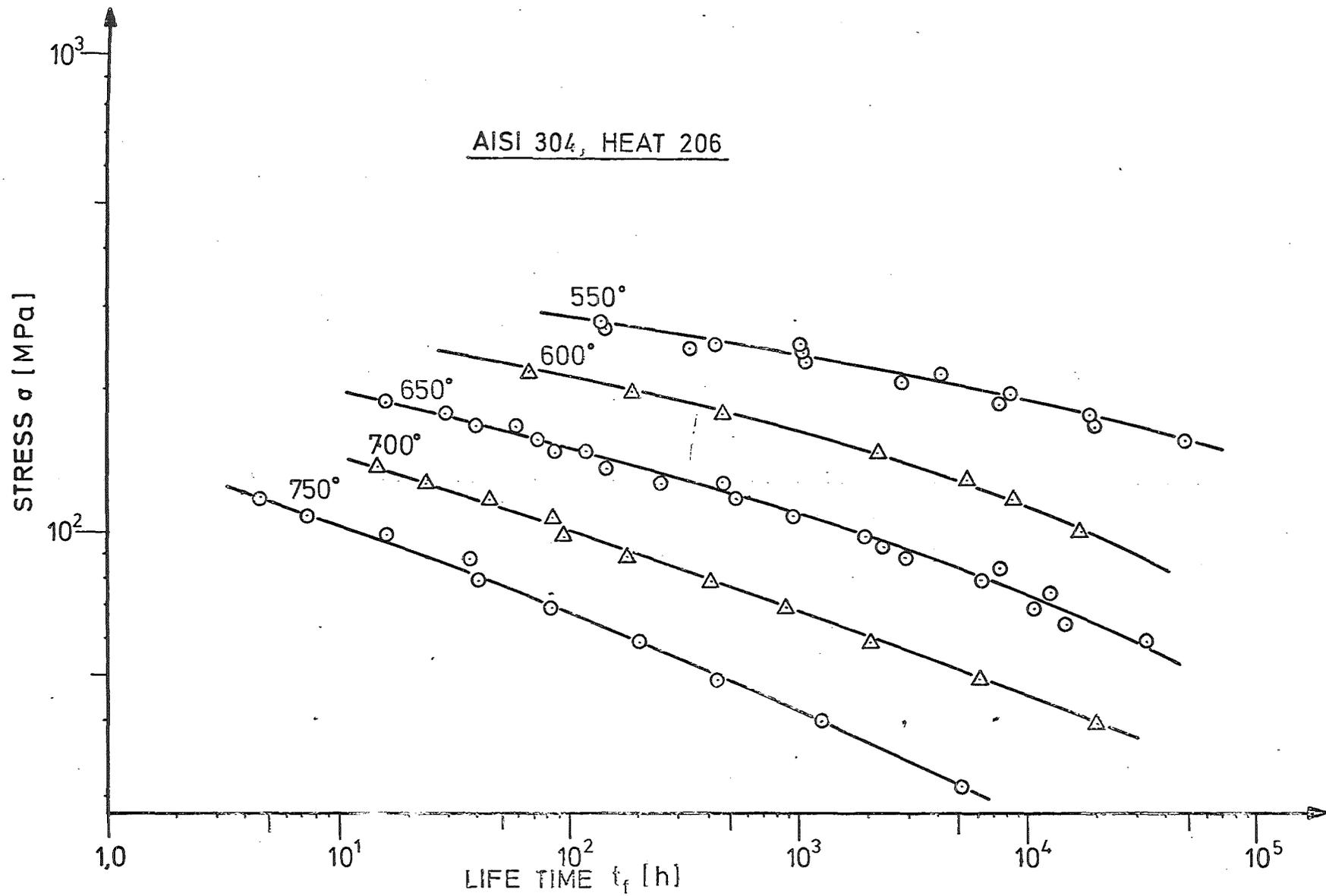


Fig. 2 Zeitstanddiagramm des Stahls 1.4948 (Charge 206).

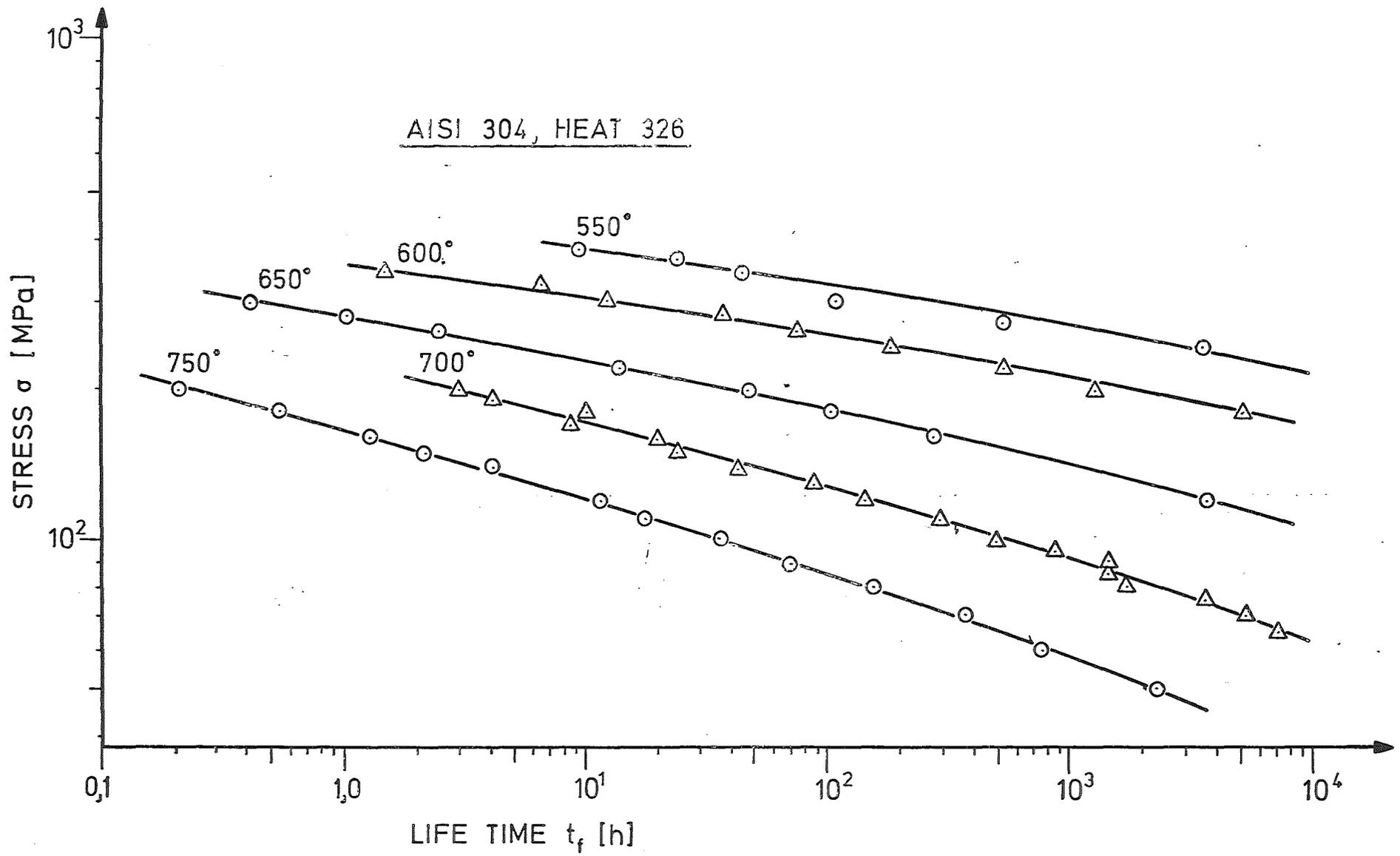


Fig. 3 Zeitstanddiagramm des Stahls 1.4948 (Charge 326).

was eingesetzt in Gl. (3) nach Integration die Beziehung ergibt

$$t_{f,2}(\sigma) = t_{f,0} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^{n_2-1} \cdot \frac{\sinh \beta_2 \sigma}{\sinh \beta_2 \sigma_0} \quad (7)$$

Auf gleichem Wege folgt mittels des Ansatzes 3, (Gl. (6))

$$t_{f,3}(\sigma) = t_{f,0} \cdot \left(\frac{\sinh \beta_3 \sigma}{\sinh \beta_3 \sigma_0}\right)^{n_3} \quad (8)$$

sowie aus dem Ansatz 1 (Gl. (4))

$$t_{f,1} = t_{f,0} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^{n_1} \quad (9)$$

Die Größen $t_{f,0}$ sind die der Spannung σ_0 entsprechender Zeitstandwerte.

Die $t_{f,i}(\sigma)$ -Funktionen sind in der Tabelle 1 wiedergegeben.

2.4 Die Neigung der Zeitstandlinie

Für die Neigung α der Zeitstandlinie im $\log \sigma / \log t_f$ -Diagramm gilt

$$\alpha = \left(\frac{\partial \log \sigma}{\partial \log t_f}\right) < 0 \quad (10)$$

Mittels Gl. (10) erhält man aus den obigen $t_{f,i}(\sigma)$ -Funktionen die α_i -Werte

$$\alpha_1 = -\frac{1}{n_1} \quad (11)$$

$$\alpha_2 = - (n_2 - 1 + \beta_2 \sigma \operatorname{cotgh} \beta_2 \sigma)^{-1} \quad (12)$$

$$\alpha_3 = - (n_3 \beta_3 \sigma \operatorname{cotgh} \beta_3 \sigma)^{-1} \quad (13)$$

Diese sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Gemäß Gl. (11) führt Ansatz 1 zu Zeitstandlinien, die in $\log \sigma / \log t_f$ -Diagramm-Geraden sind. Die Abbildungen 2 und 3, die die Ergebnisse von Zeitstandversuchen am Stahl XCrNi 1811 wiedergeben, zeigen jedoch, daß die Neigung α sich über größere t_f -Bereiche stetig ändert und zwar so, daß gilt

$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial \log t_f}\right)_T = \left(\frac{\partial^2 \log \sigma}{\partial (\log t_f)^2}\right)_T < 0. \quad (14)$$

Tabelle 2 Die Neigungen α

$$\text{SLOPE } \alpha = \frac{d \log \sigma}{d \log t_f}$$

APPROACH		
1	2	3
$\alpha_1 = -1/n_1 \neq f(\sigma)$	$\alpha_2 = -(n_2 - 1 + \beta_2 \sigma \operatorname{coth} \beta_2 \sigma)^{-1}$	$\alpha_3 = -(n_3 \beta_3 \sigma \operatorname{coth} \beta_3 \sigma)^{-1}$
σ large: $\beta_2 \sigma \geq 2$ $\alpha_1 = -1/n_1$	$\alpha_2 = -(n_2 - 1 + \beta_2 \sigma)^{-1}$	$\alpha_3 = -(n_3 \beta_3 \sigma)^{-1}$
σ large: $0 < \beta_2 \sigma < 2$ $\alpha_1 = -1/n_1$	$\alpha_2 = -[n_2 + \frac{(\beta_2 \sigma)^2}{3}]^{-1}$	$\alpha_3 = -\{n_3 [1 + \frac{(\beta_3 \sigma)^2}{3}]\}^{-1}$
$\sigma \rightarrow 0$ $\alpha_1 = -1/n_1$	$\alpha_2 = -1/n_2 \neq f(\sigma)$	$\alpha_3 = -1/n_3 \neq f(\sigma)$

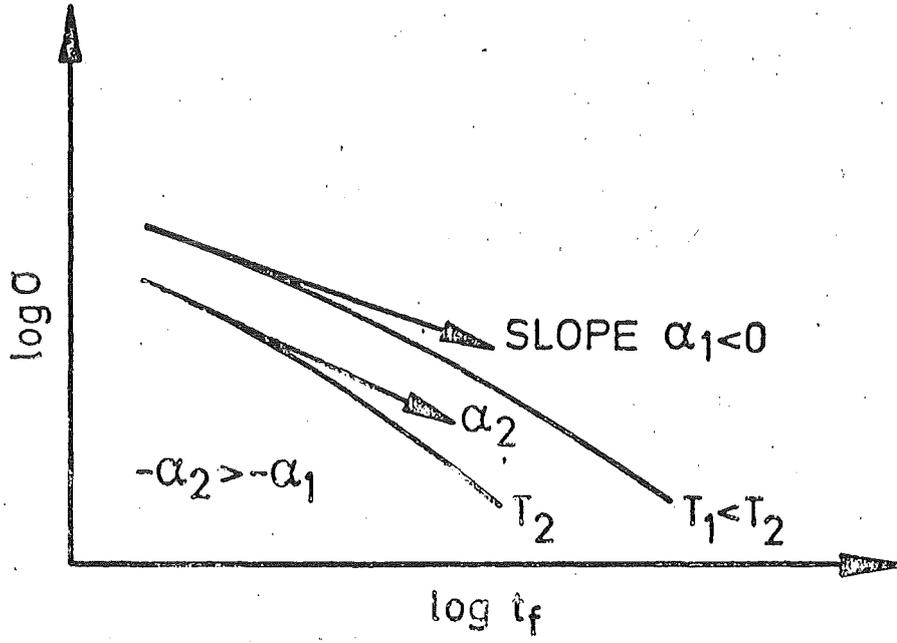


Fig. 4 Schematisches Zeitstanddiagramm (s. Text).

Ferner ist den Zeitstanddiagrammen zu entnehmen, daß α mit zunehmender Temperatur abnimmt.

Die Verhältnisse sind in der Abb. 4 schematisch wiedergegeben.

Im Folgenden werden die α_i -Werte bezüglich deren σ - und T-Abhängigkeit untersucht.

1. Der α_1 -Wert ist infolge von Gl. (11) unabhängig von σ und T.
2. Aus Ansatz 2 (Gl. (5)) erhält man für die Krümmung der Zeitstandlinie in qualitativer Übereinstimmung mit dem Experiment (s. Gl. (14))

$$\frac{d(-1/\alpha_2)}{d \log \sigma} = \sigma \left(\beta_2 \operatorname{cotgh} \beta_2 \sigma + \frac{\beta_2^2 \sigma}{\cosh^2 \beta_2 \sigma} \right) > 0$$

Für große Spannungen ($\beta_2 \sigma > 2$) reduziert sich Gl. (12) zu

$$- \alpha_2 \approx \frac{1}{n_2 - 1 + \frac{a_2 \sigma}{kT}}$$

D.h. in Übereinstimmung mit dem Experiment ist für $T_2 > T_1$ (s. Abb. 4) bei gegebener Spannung

$$- \alpha_2(T_2) > - \alpha_2(T_1)$$

3. Ähnlich liefert der Ansatz 3 (Gl. (6))

$$\frac{d(-1/\alpha_3)}{d \log \sigma} = n_3 \sigma \left(\beta_3 \operatorname{cotgh} \beta_3 \sigma + \frac{\beta_3^2 \sigma}{\cosh^2 \beta_3 \sigma} \right) > 0$$

Ferner ist für große Spannungen ($\beta_3 \sigma > 2$)

$$- \alpha_3 = \frac{1}{n_3 a_3 / kT} \sigma$$

D.h. auch Ansatz 3 liefert $\alpha_3(\sigma, T)$ in qualitativer Übereinstimmung mit Messungen.

Wie leicht zu überzeugen, liefern alle 3 Ansätze für $\sigma \rightarrow 0$ einen von σ unabhängigen Wert (s. Tabelle 2).

Dem Obigen ist zu entnehmen, daß die $t_{f,2}(\sigma)$ - und $t_{f,3}(\sigma)$ -Funktionen die experimentellen Zusammenhänge zwischen t_f , σ und T in angemessenerer Weise als die $t_{f,1}(\sigma)$ -Funktion beschreiben.

2.5 Physikalische Betrachtungen

2.5.1 Die Konsistenzbedingung

Ist die Standzeit t_f eine eindeutige Funktion von σ und T , dann gilt

$$\begin{aligned} d \log t_f &= \left(\frac{\partial \log t_f}{\partial \sigma} \right)_{T,\phi} d\sigma + \left(\frac{\partial \log t_f}{\partial T} \right)_{\sigma,\phi} dT \\ &= \left(\frac{\partial \log t_f}{\partial \log \sigma} \right)_{T,\phi} \frac{d\sigma}{\sigma} + \left(\frac{\partial \log t_f}{\partial T} \right)_{\sigma,\phi} dT. \end{aligned}$$

Setzt man

$$d \log t_f = 0 = \left(\frac{\partial \log t_f}{\partial \log \sigma} \right)_{T,\phi} \frac{d\sigma}{\sigma} + \left(\frac{\partial \log t_f}{\partial T} \right)_{\sigma,\phi} \cdot dT \quad (15)$$

so beschreibt die obige Gleichung die Verknüpfung zwischen Spannungs- und Temperaturänderungen, welche die Standzeit unverändert lassen.

Physikalisch besagt Gleichung (15), daß die Standzeit t_f allein durch den Wert von σ und T bestimmt wird, unabhängig davon, auf welchem Weg diese Werte erreicht werden. Dies ist gleichbedeutend mit der Aussage, daß $t_f(\sigma, T)$ die Eigenschaften einer Zustandsfunktion aufweist. Implizit wird damit die Forderung erhoben, daß die Strukturfaktoren unabhängig von σ und T sind.

Die Gleichung (15) kann umgeschrieben werden als

$$- \left(\frac{\partial \log \sigma}{\partial \log t_f} \right)_{T,\phi} \cdot \left(\frac{\partial \log t_f}{\partial T} \right)_{\sigma,\phi} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial \log \sigma} \right)_{t_f,\phi} = - 1 \quad (16)$$

Alle Faktoren dieser Gleichung können aus Experimenten ermittelt werden. Ist Gl. (16) nicht erfüllt, d.h. sie ist nicht konsistent mit experimentellen Ergebnissen, bedeutet dies, daß die der Gl. (16) zugrundeliegenden Annahmen nicht erfüllt sind. Aus diesem Grund wird Gl. (16) auch als sog. "Konsistenzbedingung" bezeichnet.

Verschiedene Gründe können für die Inkonsistenz von Gl. (16) verantwortlich sein. Schließt man aus, daß die Standzeit, außer von σ und T , noch von weiteren äußeren

Variablen abhängt, so ist die Unstimmigkeit von Gl. (16) mit Messungen in der Regel auf eine Abhängigkeit der Strukturfaktoren ϕ_j von σ und/oder T zurückzuführen.

2.5.2 Die temperaturkompensierte Zeit

In guter Näherung kann die Temperaturabhängigkeit der Standzeit durch die empirische Beziehung beschrieben werden

$$\log t_f / t_{f,0} = - \frac{Q_f}{kT_0} \left(1 - \frac{T_0}{T} \right), \text{ für } \sigma = \text{Konst.} \quad (17)$$

wo k die Boltzmannkonstante und Q_f die sog. scheinbare Aktivierungsenergie ist. Ihren Wert erhält man in der Regel aus einem System von Zeitstandlinien.

Gleichung (17) kann aus Gleichung (1) abgeleitet werden, denn es gilt:

$$\frac{\dot{\epsilon}_s}{A(T)_{\phi_j}} = \frac{d\epsilon_s}{dt} \cdot \frac{1}{A(T)_{\phi_j}} = B(\sigma)_{\phi_j} \neq f(T) \quad (18)$$

Mit der Substitution

$$dz = A(T) \cdot dt \quad (19)$$

folgt aus Gleichung (18) die Beziehung

$$\frac{d\epsilon_s}{dz} = B(\sigma)_{\phi} \neq f(T, t). \quad (20)$$

z wird Zener-Hollomon-Parameter genannt und ist, aufgrund von Gl. (19), allein eine Funktion der Temperatur und der Zeit, sodaß gilt:

$$dz = \left(\frac{\partial z}{\partial t} \right)_{T, \phi} dt + \left(\frac{\partial z}{\partial T} \right)_{t, \phi} dT. \quad (21)$$

Aus Gleichung (19) folgt

$$\left(\frac{\partial z}{\partial t} \right)_{T, \phi_j} = A \quad (22)$$

und

$$\left(\frac{\partial z}{\partial T} \right)_{t, \phi_j} = \frac{dA}{dT} t \quad (23)$$

Erfüllt $z(t, T)$ die Bedingung

$$dz = 0 \quad (24)$$

so folgt daraus die Beziehung $t(T)$, die angibt, wie bei gegebener Änderung der Temperatur T die Zeit t zu ändern ist, damit der Funktionswert $z(t, T)$ unverändert bleibt. (Die Änderung von z , hervorgerufen durch Änderung einer der Variablen, kann

durch eine entsprechende Änderung der anderen Variablen "kompensiert" werden).

Die Kombination der Gleichungen (21), (22), (23) und (24) ergibt

$$-\frac{dA}{A} = \frac{dt}{t} \quad (25)$$

Eines der wesentlichen Ergebnisse der Untersuchungen über Hochtemperaturplastizität ist die Erkenntnis, daß die T-Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit im Sekundärbereich der Kriechkurve $\dot{\epsilon}_s$ der Arrheniusbeziehung folgt, nämlich

$$A(T) = A_0 \exp - \left(\frac{Q_c}{kT} \right) \quad (26)$$

A_0 ist eine von σ und T unabhängige Konstante und Q_c ist die (temperaturunabhängige) Aktivierungsenergie des geschwindigkeitsbestimmenden Kriechvorgangs. Diese kann im allgemeinen von σ abhängen.

Aus den Gleichungen (25) und (26) folgt

$$t = t_0 \exp \left[- \frac{Q_c}{kT_0} (1 - T_0/T) \right], \text{ für } \sigma, \phi = \text{Konst.}, \quad (27)$$

wo t_0 die der Temperatur T_0 entsprechende Zeit im Sekundärbereich der Kriechkurve ist. Die obige Gleichung ist formgleich mit der empirischen Gleichung (17).

Für $t = t_f$ und $t_0 = t_{f,0}$, sowie für $Q_c = Q_f$ werden beide Gleichungen identisch. Ersteres bedeutet, den Gültigkeitsbereich von Gl. (18) über den Sekundärbereich hinaus zu erweitern. Dieser Schritt kann formal dadurch gerechtfertigt werden, daß der zeitliche Bereich des Tertiärkriechens in der Regel ein sehr geringer Bruchteil des Sekundärbereiches ist.

Die Gleichsetzung $Q_c = Q_f$ würde die zu begründende Annahme implizieren, daß der geschwindigkeitsbestimmende Mechanismus des Kriechens der gleiche ist wie jener, der verantwortlich ist für den Bruch des Materials. Dies bedeutet, daß, zufolge von $Q_c \neq Q_f$, im allgemeinen die gemessenen Zeitstandwerte $t_{f,ex}$ mit jenen nach Gl. (27) berechneten ($t_{f,ber}$), nicht übereinstimmen. Sind die Aktivierungsenergien Q_c und Q_f temperaturunabhängig, so wird Übereinstimmung erzielt zwischen $t_{f,ex}(T)$ und $t_{f,ber}(T)$ für

$$Q_c = Q_f \quad (28)$$

Erweist sich Q_0 als eine temperaturunabhängige Konstante, so dürfte Gl.(28) auch ein physikalischer Inhalt zukommen.

2.5.3 Die Aktivierungsenergie

Die Aktivierungsenergie Q eines thermisch-aktivierten Vorgangs ist gleich der Differenz im Wärmegehalt des in Änderung befindlichen (thermodynamischen) Systems vor und nach dem Aktivierungsvorgang. Dieser Energiebeitrag Q wird mittels thermischer Gitterschwingungen erstellt.

Ist Q_0 die Zustandsänderung charakterisierende Energiebarriere und ist Q_m der von den beim Aktivierungsvorgang wirksamen Kräften aufgebrauchte mechanische Energiebeitrag, so gilt gemäß dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik

$$Q_0 = Q + Q_m . \quad (30)$$

Die im gegebenen Fall auftretenden Kräfte sind die in Flächenelementen wirkenden Spannungen σ und folglich gilt

$$Q_m(\sigma) = \sigma \times \text{Fläche} \times \text{Weg},$$

und entsprechend folgt aus Gl. (30)

$$Q(\sigma) = Q_0 - Q_m(\sigma) . \quad (31)$$

Demzufolge ist der thermische Energieanteil Q im allgemeinen spannungsabhängig.

Offensichtlich gilt

$$\lim_{\sigma \rightarrow 0} Q_m = 0 \quad (32)$$

so, daß für diesen Fall

$$Q(\sigma = 0) = Q_0, \text{ für } \sigma \rightarrow 0 . \quad (33)$$

Ebenso gilt

$$\lim_{T \rightarrow 0} Q = 0,$$

d.h. am absoluten Nullpunkt ist

$$Q_m(T = 0) = Q_0, \text{ für } T = 0 .$$

Aus Gl. (17) folgt die Vorschrift zur Ermittlung der scheinbaren Aktivierungsenergie des Versagensprozesses (thermischer Energieanteil)

$$Q_f = - kT^2 \left(\frac{\partial \log t_f}{\partial T} \right)_\sigma \quad (34)$$

Aus der Kombination der Gl. (34) mit den $t_{f,i}(\sigma, T)$ -Funktionen, (Gleichungen (7), (8), (9)) unter Berücksichtigung von $\beta_i = \frac{a_i}{kT}$ erhält man die dem jeweiligen Ansatz (i) entsprechende $Q_{f,i}(\sigma)$ -Funktion.

So ist z.B. für den Ansatz 3

$$Q_{f,3}(\sigma) = n_3 a_3 (\sigma_0 \operatorname{cotgh} \beta_3 \sigma_0 - \sigma \operatorname{cotgh} \beta_3 \sigma) \quad (35)$$

bezeichnet man

$$q_3 = a_3 \sigma_0 \operatorname{cotgh} \beta_3 \sigma_0 \quad (36)$$

so lautet Gl. (35)

$$Q_{f,3} = n_3 (q_3 - a_3 \sigma \operatorname{cotgh} \beta_3 \sigma) \quad (37)$$

Aufgrund der Gleichungen (31), (32), (33) folgt aus den Gleichungen (36) und (37)

$$q_3 = \frac{Q_{0,3}}{n_3} + kT \quad (38)$$

Obige Gleichung ist die Bestimmungsgleichung für σ_0 in Gl. (36). Somit lautet Gl. (37)

$$Q_{f,3} = n_3 \left(\frac{Q_{0,3}}{n_3} + kT - a_3 \sigma \operatorname{cotgh} \beta_3 \sigma \right) \quad (39a)$$

bzw. da

$$\beta_i = \frac{a_i}{kT}, \text{ ist}$$

$$Q_{f,3} = Q_{0,3} + n_3 a_3 \left(\frac{1}{\beta_3} - \sigma \operatorname{cotgh} \beta_3 \sigma \right), \quad (39b)$$

wo $Q_{0,3}$ der Q_0 -Wert ist für den Ansatz 3.

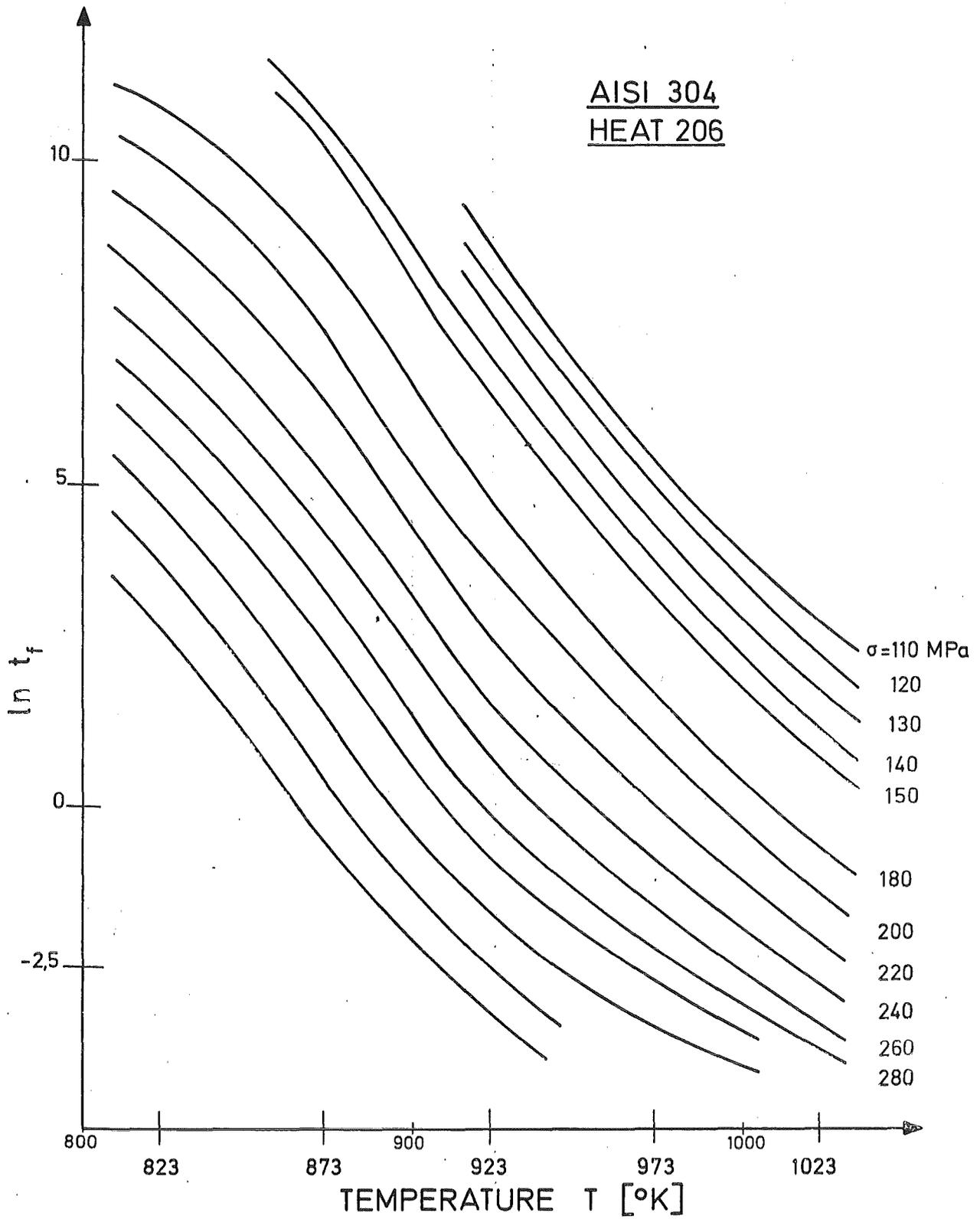


Fig. 5 Die Temperaturabhängigkeit der Standzeit (Charge 206).

Ähnlich erhält man für Ansatz 2

$$Q_{f,2} = Q_{o,2} + a_2 (1/\beta_2 - \sigma \cotgh \beta_2 \sigma) \quad (40)$$

Für Ansatz 1 erhält man unter Berücksichtigung der Gleichungen (9) und (17)

$$t_{f,1}(\sigma, T) = A(T) B(\sigma) = \\ = t_{f,o}^* \exp \left[- \frac{Q_f}{kT_o} (1 - T_o/T) \right] (\sigma_o/\sigma)^n$$

wobei $t_{f,o}^* = t_f(T=T_o, \sigma=\sigma_o)$

Daraus ist gemäß Gleichung (34)

$$\left(\frac{\partial \log t_f}{\partial T} \right)_\sigma = - \frac{Q_f}{kT^2} = - \frac{Q_{f,1}}{kT^2}$$

d.h. $Q_{f,1}$ ist explizit unabhängig von der Spannung und somit, gemäß Gl. (31) ist

$$Q_{f,1} = Q_{o,1}$$

In der Tabelle 3 sind die $Q_{f,i}(\sigma)$ -Funktionen für verschiedene Spannungsbereiche zusammengestellt.

Zu beachten ist, daß für die Ansätze 2 und 3 die $Q_{f,1}$ -Werte von $\beta_i = a_i/kT$ und somit auch von der Temperatur abhängen. Eine Analyse der Gl. (39a) bzw. Gl. (40) zeigt, daß im Bereich hoher Temperaturen d.h. für

$$T > \frac{a_i \sigma}{2k}$$

der Term $\sigma \cotgh \beta_2 \sigma$ den dominierenden Beitrag zu $Q_{f,i}(T)$ liefert und somit $Q_{f,i}$ mit wachsender Temperatur abnimmt.

In der Abb. 5 ist die Temperaturabhängigkeit der Lebensdauer t_f für die Charge Ch 206 wiedergegeben. Daraus wurden mittels Gl. (34) die Q_f -Werte bestimmt. Diese sind in der Abb. 6 gegenüber σ aufgetragen. Die Darstellung zeigt, daß Q_f linear mit wachsender Spannung abnimmt. Gemäß den Ergebnissen in Tab. 3

THE ACTIVATION ENERGY $Q_f(\sigma)$

APPROACH		
1	2	3
$Q_{f,1} = Q = \text{konst.} \neq f(\sigma)$	$Q_{f,2} = Q_{0,2} + a_2 \left(\frac{1}{\beta_2} - \sigma \operatorname{cotgh} \beta_2 \sigma \right)$	$Q_{f,3} = Q_{0,3} + n_3 a_3 \left(\frac{1}{\beta_3} - \sigma \operatorname{cotgh} \beta_3 \sigma \right)$
<u>σ large: $\beta_i \sigma \geq 2$</u> Q_f	$Q_{f,2} = Q_{0,2} + a_2 \left(\frac{1}{\beta_2} - \sigma \right);$	$Q_{f,3} = Q_{0,3} + n_3 a_3 \left(\frac{1}{\beta_3} - \sigma \right)$
<u>σ small: $0 \leq \beta_i \sigma < 2$</u> Q_f	$Q_{f,2} = Q_{0,2} - \frac{a_2 \beta_2}{3} \sigma^2;$	$Q_{f,3} = Q_{0,3} - \frac{n_3 a_3 \beta_3}{3} \sigma^2$

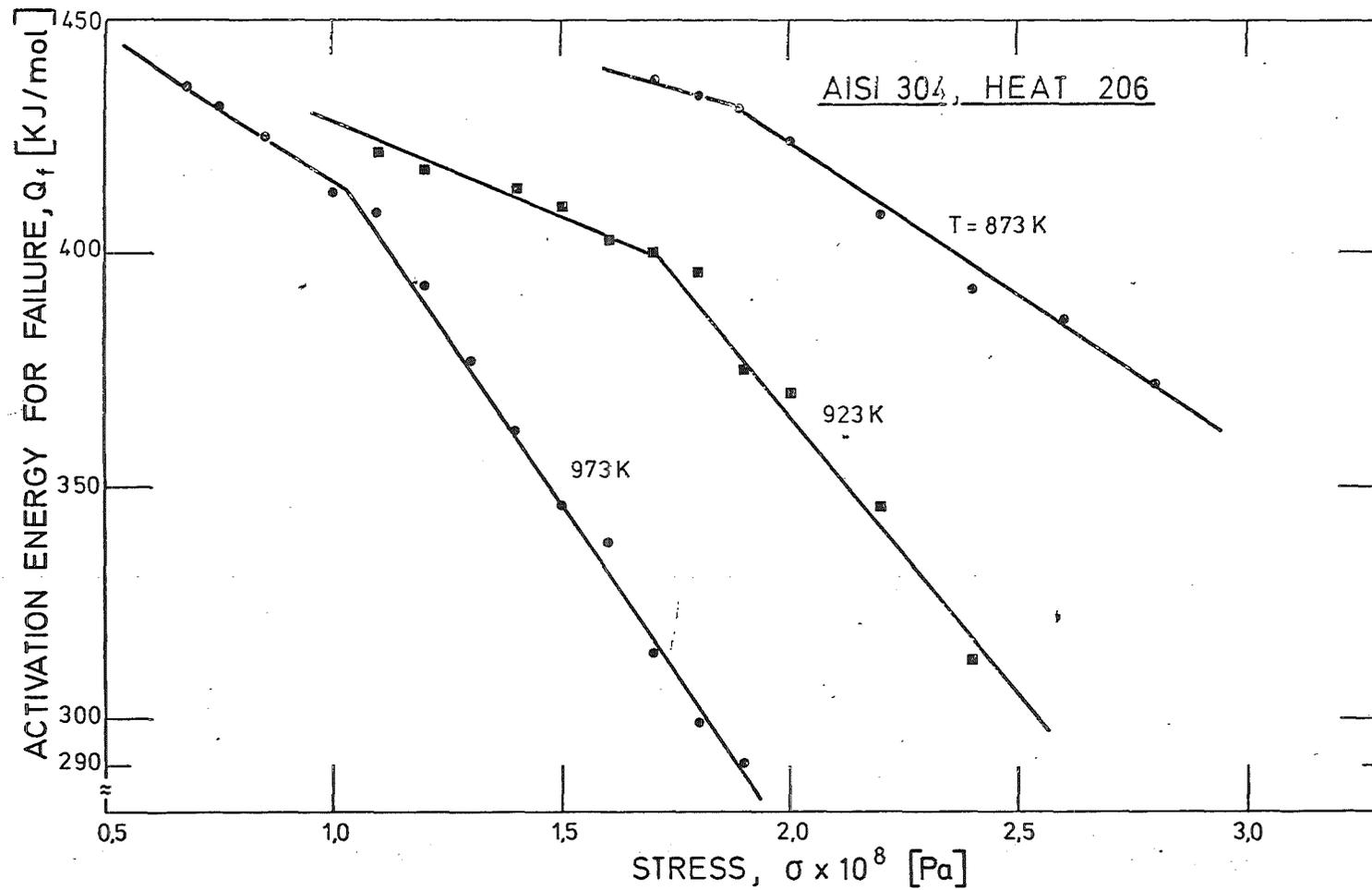


Fig. 6 Die Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenergie (Charge 206).

ist für Spannungen für die $\beta_2 \sigma \approx$ eine solche Abhängigkeit für die Ansätze 2 und 3 zu erwarten.

Darüber hinaus können aus der Abb. 6 folgende Feststellungen getroffen werden: Die $Q_f(\sigma)$ -Darstellungen bestehen aus 2 Ästen, denen jeweils ein Energiebarrierenwert $Q_{0,i}$ entspricht. Dabei ist dem "Hochspannungs-Ast" der höhere Energiewert $Q_{0,i}$ zugeordnet. Die $Q_{0,i}$ -Werte der entsprechenden Spannungsäste differieren untereinander um weniger als 5%. Die Differenz zwischen den $Q_{0,i}$ -Werten der "Hoch"- und "Niedrigspannungsäste" beträgt etwa 10%. Daraus ist zu schließen, daß, vom Spannungsbereich abhängig, verschiedene mikrophysikalische Prozesse das Materialversagen steuern. Ferner ist festzustellen, daß in Übereinstimmung mit obigen Ausführungen bei gegebener Spannung höheren Temperaturen niedrigere Q_f -Werte entsprechen.

2.5.4 Das Aktivierungsvolumen

Ist $Q(\sigma)$ der thermische Energiebeitrag beim Aktivierungsvorgang und σ' die dabei wirksame Spannung, so ist definitionsgemäß

$$v = - \left(\frac{\partial Q}{\partial \sigma'} \right)_T$$

das sogenannte "Aktivierungsvolumen" des thermisch aktivierten Prozesses. Setzt man in obiger Gleichung $Q = Q_{f,i}$ und $\sigma' = \sigma$ (angelegte Spannung) so wird formal

$$v_i = - \left(\frac{\partial Q_{f,i}}{\partial \sigma} \right)_T \quad (41)$$

Die Anwendung von Gl. (41) auf die in Tabelle 3 angeführten $Q_{f,i}(\sigma)$ -Funktionen liefert folgende Ergebnisse:

$$\text{Ansatz 1: } v_1 = 0 \quad (42a)$$

$$\text{Ansatz 2: } v_2 = a_2 \left(\operatorname{cotgh} \beta_2 \sigma - \frac{\sigma \beta_2}{\sinh^2 \beta_2 \sigma} \right) \quad (42b)$$

$$\text{Ansatz 3: } v_3 = n_3 a_3 \left(\operatorname{cotgh} \beta_3 \sigma - \frac{\sigma \beta_3}{\sinh^2 \beta_3 \sigma} \right) \quad (42c)$$

In Tabelle 4 sind diese Werte zusammen mit Näherungswerten für den Hoch- und Niedrigspannungsbereich zusammengestellt. Wie ersichtlich, nimmt das Aktivierungsvolumen v_i mit zunehmender Spannung ab und ist für große Spannungen spannungsunabhängig.

Tabelle 4 Die Aktivierungsvolumen v .

THE ACTIVATION VOLUME $v = \left(\frac{dQ}{d\sigma} \right)_T$

APPROACH		
	2	3
	$v_2 = a_2 \left(\operatorname{coth} \beta_2 \sigma - \frac{\sigma \beta_2}{\sinh^2 \beta_2 \sigma} \right)$	$v_3 = n_3 a_3 \left(\operatorname{coth} \beta_3 \sigma - \frac{\sigma \beta_3}{\sinh^2 \beta_3 \sigma} \right)$
<u>σ large: $\beta_i \sigma \geq 2$</u>	$v_2 = a_2 \neq f(\sigma)$	$v_3 = n_3 a_3 \neq f(\sigma)$
<u>σ small: $0 \leq \beta_i \sigma < 2$</u>	$v_2 = \frac{2}{3} a_2 \beta_2 \sigma$	$v_3 = \frac{2}{3} n_3 a_3 \beta_3 \sigma$

Für diesen Fall gilt

$$v_2 = a_2 \quad (43a)$$

und

$$v_3 = n_3 a_3 \quad (43b)$$

3. Auswertung der Zeitstandversuche

3.1 Die Ermittlung der β_i -Werte

Die originären Zeitstandgrößen sind: die Nennspannung σ und die zugeordnete Standzeit t_f .

Der zunächst einfachste Weg zur Ermittlung der β_i -Werte erfolgt anhand der Gleichungen (12) und (13). Diese beinhalten neben der Spannung σ die n_i -, β_i - und α_i -Werte.

Die letzteren ermittelt man zweckvollerweise aus den üblichen $\log\sigma/\log t_f$ -Diagrammen, womit jeder Spannung ein $\alpha(\sigma)$ -Wert zugeordnet ist.

Für große Spannungen folgt gemäß den in der Tabelle 2 angeführten Ergebnissen

$$\beta_2^{(f)} \equiv \beta_2 = \frac{a_2}{kT} = \frac{1 - (n_2 + 1/\alpha)}{\sigma} \quad (44a)$$

und

$$\beta_3^{(f)} \equiv \beta_3 = \frac{a_3}{kT} = \frac{1}{\alpha n_3 \sigma} \quad (44b)$$

Für den Niedrig-Spannungsbereich ist

$$\beta_2 = \frac{1}{\sigma} - (3 (1/\alpha + n_2))^{1/2} \quad (45a)$$

$$\beta_3 = \frac{1}{\sigma} - (3 (\frac{1}{\alpha n_3} + 1))^{1/2} \quad (45b)$$

wobei $\beta_i^{(f)}$ die mittels der gemessenen α -Werte bestimmten Größen darstellen. Die zur Berechnung von β_i notwendigen n_i -Werte können, wie weiter gezeigt, durch geeignete Optimierung erstellt werden.

Eine weitere Möglichkeit der Bestimmung der β_i -Werte bietet die Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenergie Q_f (s. Gl. (34)). Es folgt nämlich gemäß

den in Tabelle 3 angeführten Ergebnissen, daß z.B. für kleine Spannungen
 $(\beta_i \sigma \approx 1)$

$$- \left(\frac{\partial Q_{f,i}}{\partial (\sigma^2)} \right)_T \sim \beta_i^2$$

Nun ist, wie bereits erläutert, für $\beta_i \sigma \approx 1$, $Q_f \sim - \text{konst.} \cdot \sigma^2$. Setzt man in
 Gl. (46) $Q_{f,i} = Q_f$ so folgt

$$\beta_2^{(Q)} \equiv \beta_2 = \left(- \frac{\partial Q_f}{\partial (\sigma^2)} \right) \cdot \frac{3}{kT} \quad (47a)$$

und

$$\beta_3^{(Q)} \equiv \beta_3 = \left(- \frac{\partial Q_f}{\partial (\sigma^2)} \right) \frac{3}{n_3 kT} \quad (47b)$$

wo $\beta_i^{(Q)}$ den mit Hilfe von $Q_f(\sigma)$ ermittelten β_i -Wert darstellt. Die Konsistenzbe-
 dingung verlangt, daß

$$\beta_i^{(f)} = \beta_i^{(Q)} \quad (48)$$

Im vorliegenden Fall erfolgte, wie im Kapitel 4.2 gezeigt, die Ermittlung der
 $\beta_i^{(Q)}$ -Werte aus dem "Hochspannungs-Ast" der $Q(\sigma)$ -Abhängigkeit.

3.2 Die Bestimmung der n_i -Werte

Wie bereits erwähnt, erfolgte die Ermittlung von n_i durch Optimierung. Dazu wurde
 das Verhältnis der berechneten Standzeit $t_{f,i}$ zur gemessenen eingeführt

$$\Gamma_i(\sigma)^{(f,Q)} = t_{f,i}^{(f,Q)} / t_f(\sigma) \quad (49)$$

Die $t_{f,i}(\sigma)$ -Werte wurden sowohl berechnet, unter Zuhilfenahme der $\beta_i^{(f)}$ -
 Werte ($t_{f,i}^f$) als auch der $\beta_i^{(Q)}$ -Werte $t_{f,i}^{(Q)}$. Die entsprechenden Verhältnisse wer-
 den mit $\Gamma_i^{(f)}$ bzw. $\Gamma_i^{(Q)}$ bezeichnet. Außer von β_i hängen die $t_{f,i}(\sigma)$ -Werte

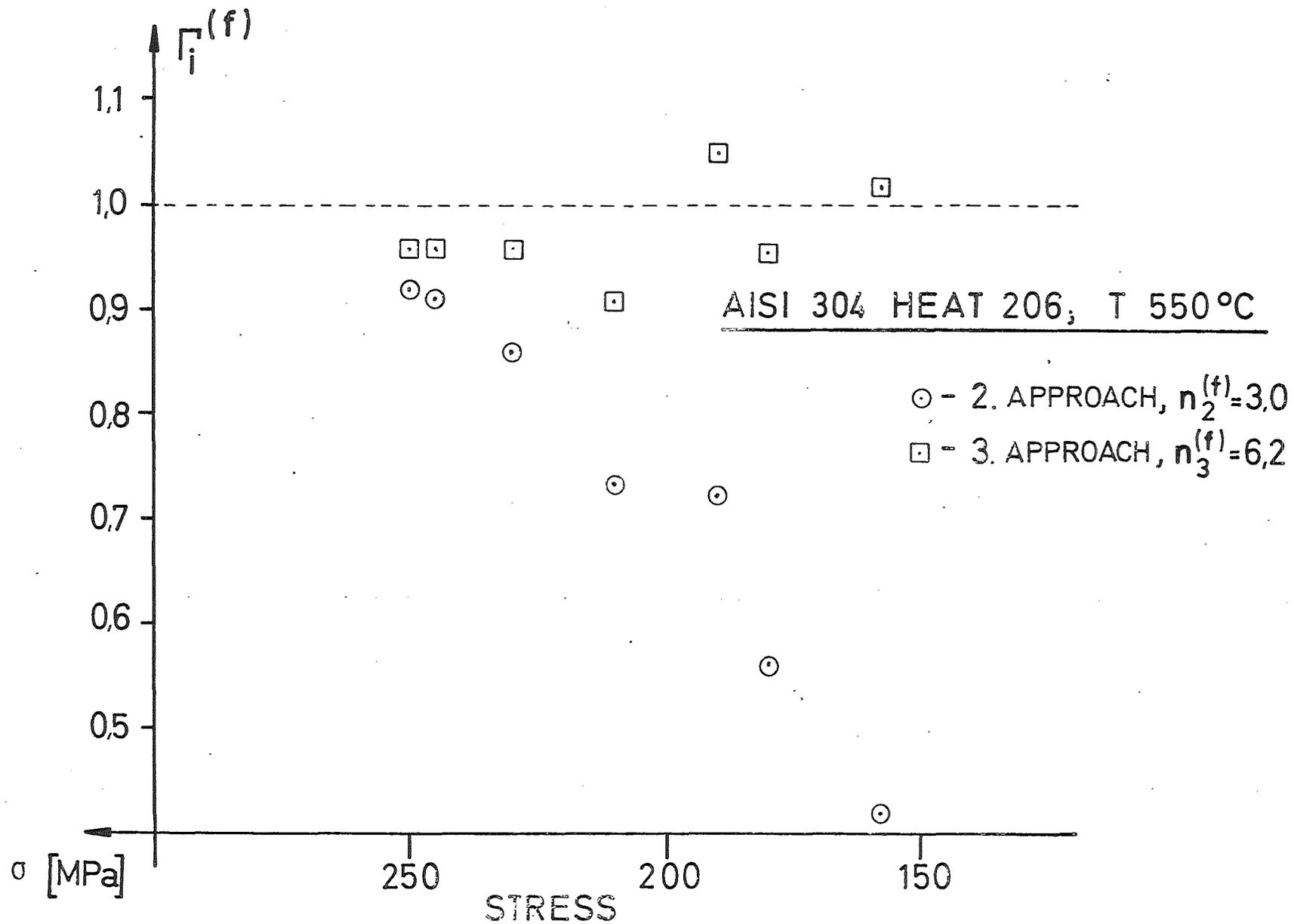


Fig. 7. Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Standzeiten.

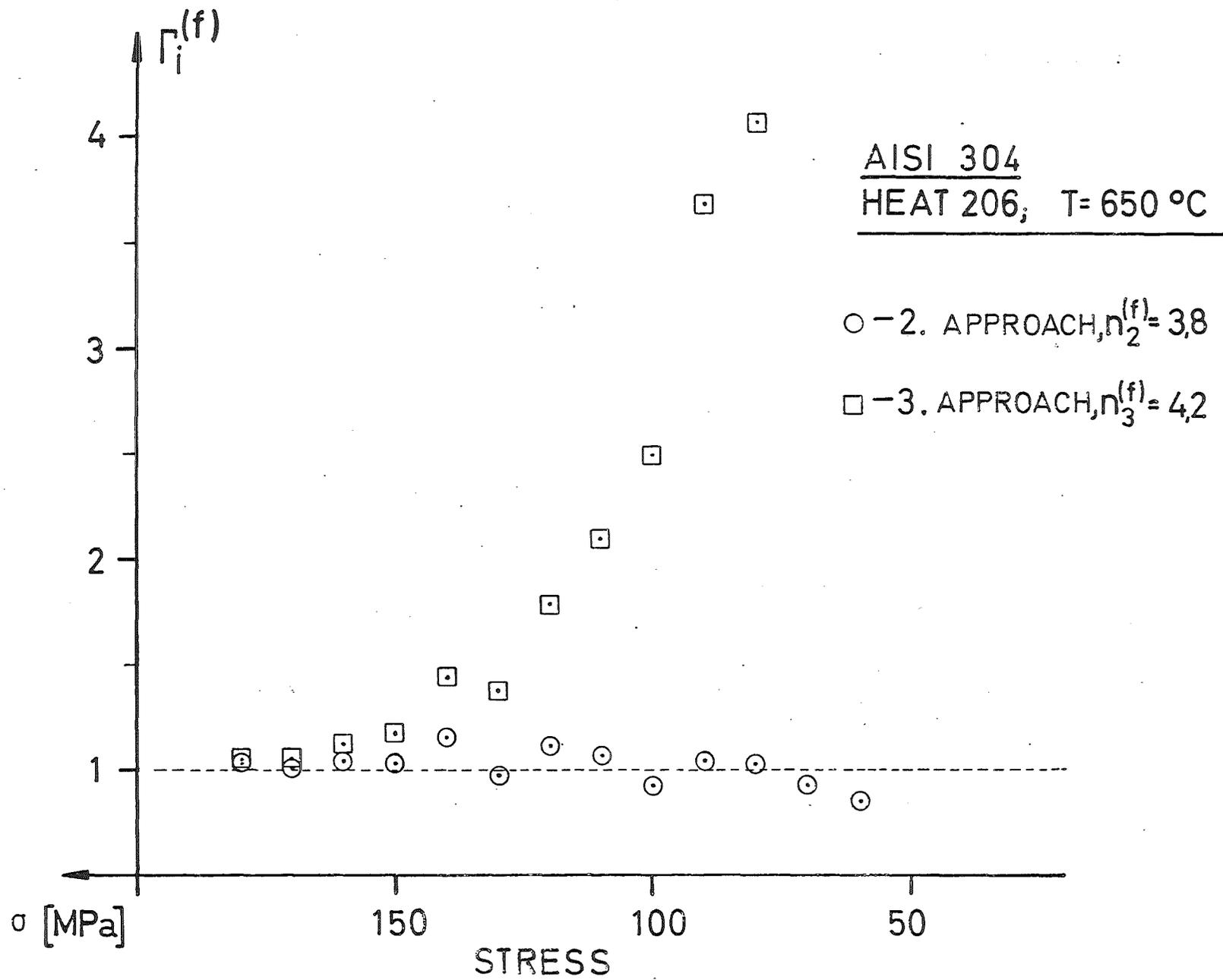


Fig. 8 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Standzeiten.

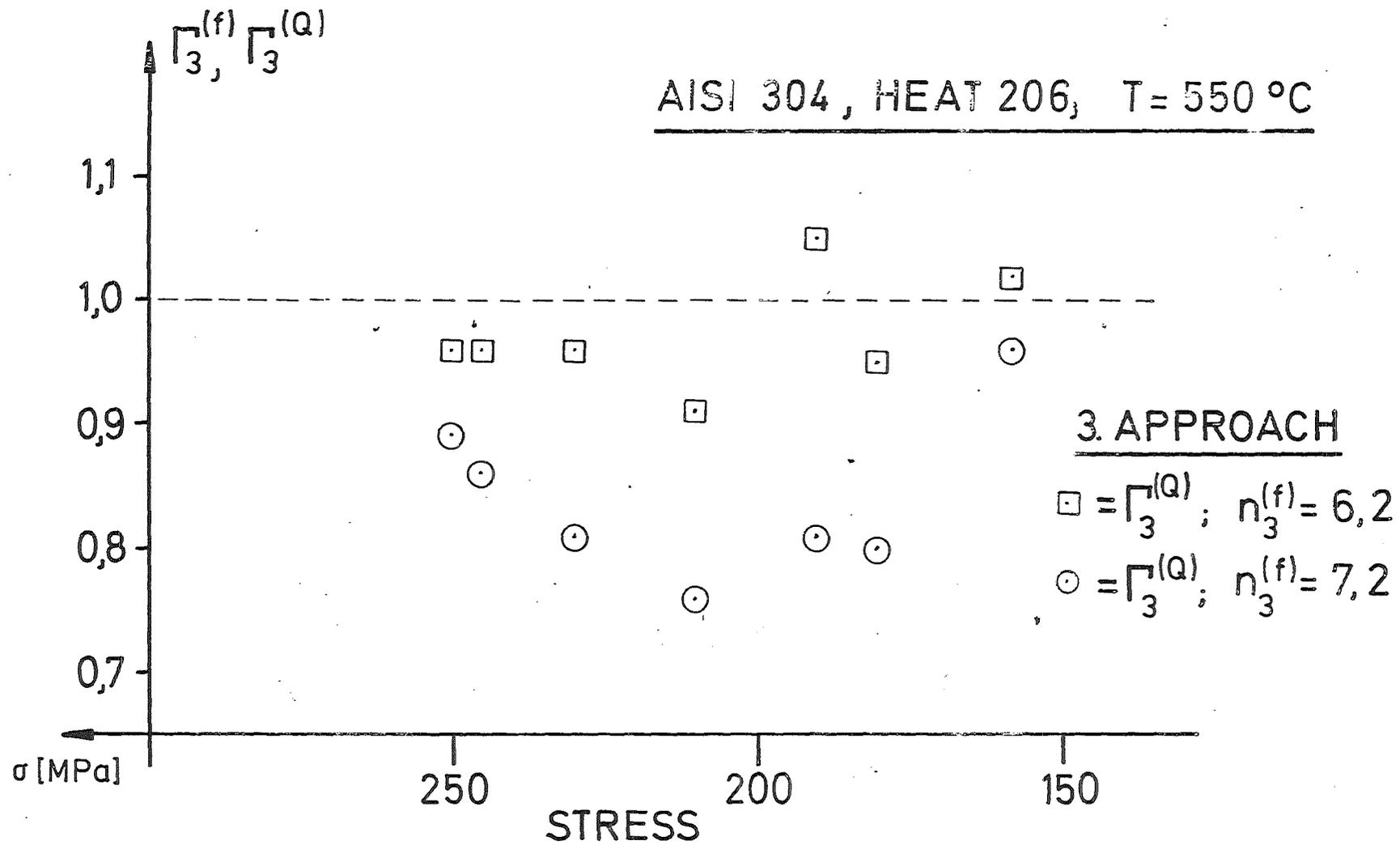


Fig. 9 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Standzeiten.

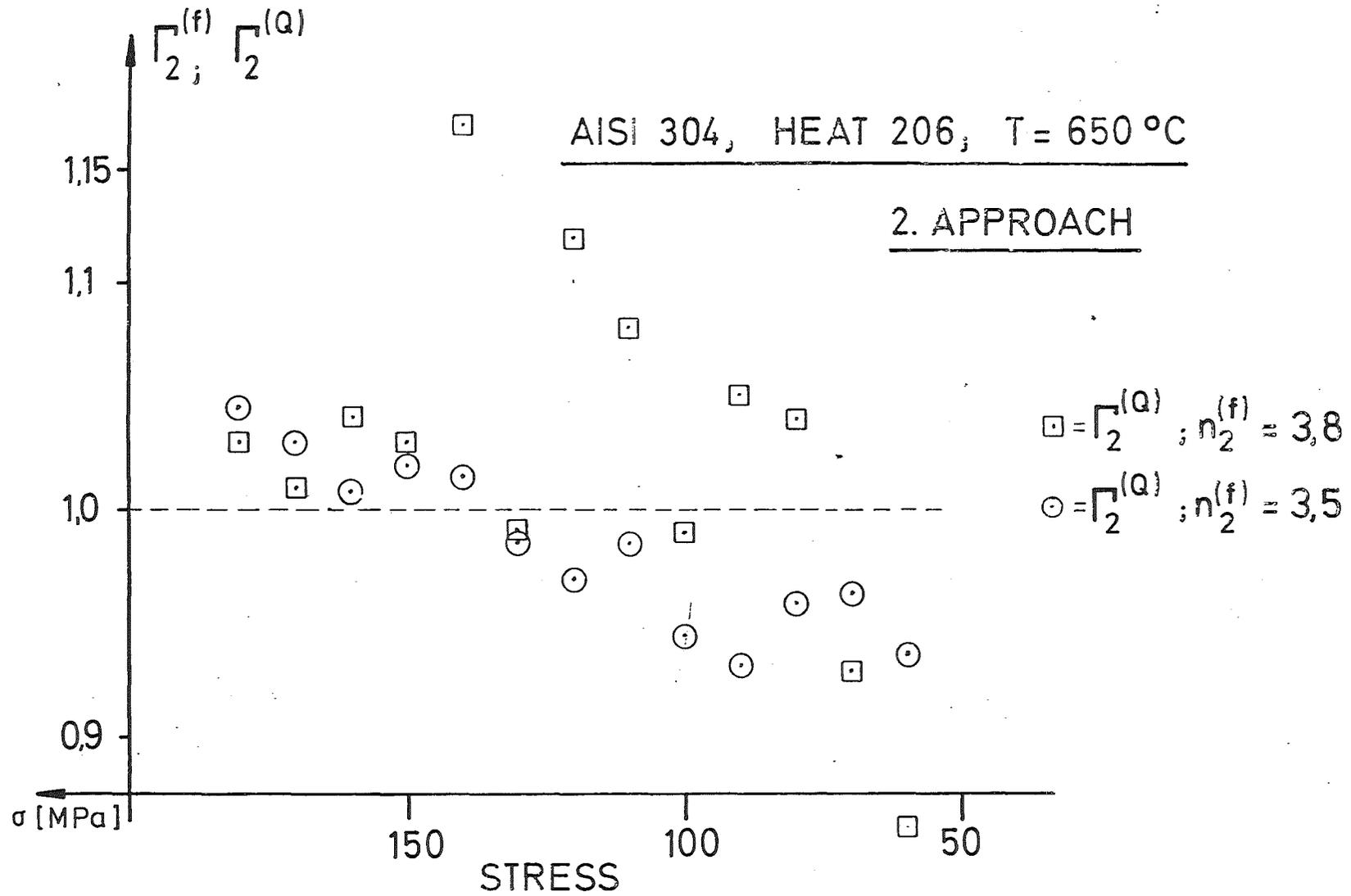


Fig. 10 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Standzeiten.

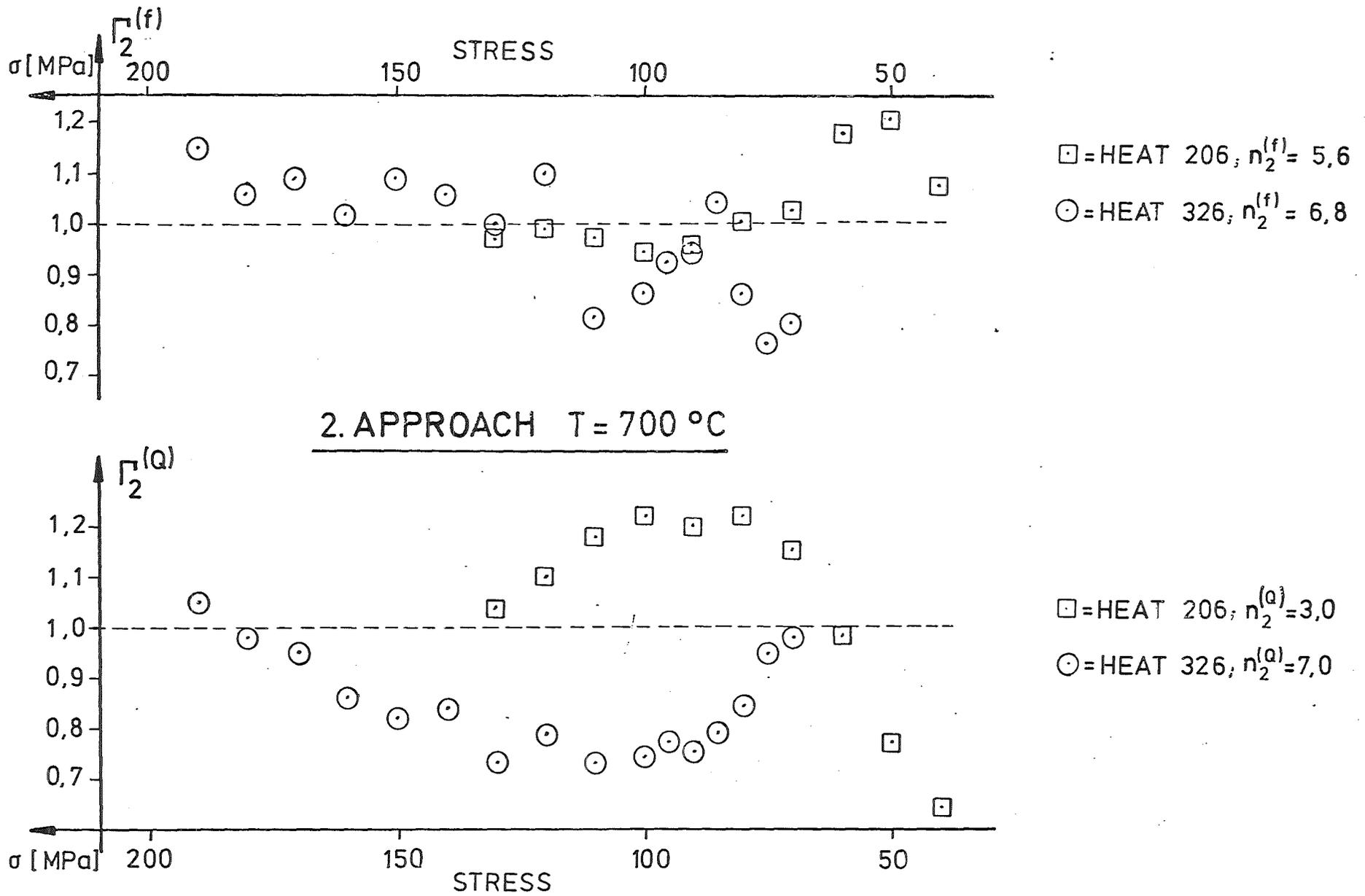


Fig. 11 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Standzeiten.

($i = 2,3$) explizit von den jeweiligen n_i -Werten ab (siehe Gleichungen (7) und (8)). Diese werden durch Iteration so abgestimmt, daß im breitesten möglichen Spannungsbereich

$$\Gamma_i \approx 1 \quad (50)$$

Kann die Bedingung Gl. (50) nicht im gesamten Spannungsbereich erfüllt werden, so ist, im Hinblick auf die angestrebte Extrapolation der t_f -Werte, die Anpassung der n_i -Werte für den Bereich der großen Standzeiten so vorzunehmen, daß $\Gamma_i \approx 1$.

Die Wahl der geeigneten $t_{f,i}(\sigma)$ -Funktion erfolgt durch einen Vergleich der $\Gamma_i(\sigma)$ -Funktionen ($i = 2,3$). Dabei ist jener $t_{f,i}(\sigma)$ -Funktion der Vorrang zu geben, für die die Bedingung

$$\Gamma_i(\sigma) \leq 1 = \text{const.} \neq f(\sigma) \quad (51)$$

besser erfüllt ist. Ist diese Feststellung erfolgt, kann mittels der entsprechenden Gleichung (7) bzw. (8) der für die gewünschte Spannung zu extrapolierende Standzeitwert t_f berechnet werden.

4. Ergebnisse

4.1 Die Zeitstandfunktionen $t_{f,i}(\sigma)$

Die Berechnung der Zeitstandfunktionen $t_{f,i}(\sigma)$ erfolgte gemäß dem im Kapitel 3 geschilderten Verfahren. Als experimentelle Werte dienten Ergebnisse von Zeitstandversuchen, die an zwei Chargen des (lösungsgeglühten) Stahles 1.4948 (AISI 304) bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt wurden. Die hier verwendeten originären Zeitstandwerte können den Abb. 2 und 3 entnommen werden. Anhand der $t_{f,i}$ -Werte wurden die entsprechenden $\Gamma_i^{(f,Q)}$ -Werte berechnet. Diese sind in den Abb. 7 - 11 gegenüber der Nennspannung σ aufgetragen.

In den Abb. 7 und 8 sind die $\Gamma^{(f)}(\sigma)$ -Verläufe für die Ansätze 2 und 3 gegenübergestellt. Während für $T = 550^\circ\text{C}$ mithilfe des Ansatzes 3 $t_f(\sigma)$ offensichtlich besser beschrieben wird als durch den Ansatz 2, ist für $T = 650^\circ\text{C}$ der Ansatz 2 dem anderen überlegen. Die Gründe dafür dürften am ehesten darin liegen, daß bei verschiedenen Versuchstemperaturen die relevanten Strukturparameter ϕ_i unterschiedlich sind. Im gegebenen Fall ist zu vermuten, daß die Temperaturabhängigkeit der "Ausscheidungs-Struktur" eine wesentliche Rolle im Zeitstandverhalten spielt.

Table 5: Charge 206; $T = 550 \text{ }^\circ\text{C}$; $n_3^{(f)} = 6,2$; $n_3^{(Q)} = 7,2$; $i = 3$

σ (MPa)	t_H (h)	$- \alpha$	$\beta_i^{(f)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(f)}$	$r_i^{(f)}$	$\beta_i^{(Q)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(Q)}$ (h)	$r_i^{(Q)}$
250	500	0,08	7,6	480	0,96	0,000	440	0,89
245	650	0,08	7,7	625	0,96		560	0,86
230	1400	0,09	7,8	1350	0,96		1130	0,81
210	4000	0,10	7,7	3650	0,91		2960	0,74
190	10000	0,11	7,7	10540	1,05		8080	0,81
180	17000	0,12	7,5	16080	0,95		13620	0,80
158	47500	0,14	7,3	48360	1,02		45620	0,96

Table 6: Charge 206; $T = 600\text{ }^{\circ}\text{C}$; $n_2^{(f)} = 1,8$; $n_2^{(Q)} = 4,2$; $i = 2$

σ (MPa)	t_H (h)	$-\alpha$	$\beta_i^{(f)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(f)}$	$r_i^{(f)}$	$\beta_i^{(Q)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(Q)}$ (h)	$r_i^{(Q)}$
200	170	0,10	4,7	180	1,07	0,025	150	0,88
180	450	0,11	4,6	460	1,03		350	0,77
150	1950	0,14	4,4	1730	0,89		1340	0,69
130	5000	0,16	4,3	4370	0,88		3535	0,71
120	7500	0,18	4,1	5640	0,75		5900	0,79
100	18000	0,21	4,2	14400	0,80		1770	0,98

Table 7: Charge 206; $T = 650 \text{ }^\circ\text{C}$; $n_2^{(f)} = 3,8$; $n_2^{(Q)} = 3,5$; $i = 2$

σ (MPa)	t_H (h)	$-\alpha$	$\beta_i^{(f)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(f)}$	$r_i^{(f)}$	$\beta_i^{(Q)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(Q)}$ (h)	$r_i^{(Q)}$
180	22	0,11	3,3	23	1,03	0,034	23	1,05
170	37	0,12	3,3	37	1,01		38	1,03
160	63	0,12	3,5	66	1,04		63	1,01
150	105	0,12	3,5	110	1,03		107	1,02
140	180	0,12	3,7	210	1,17		182	1,02
130	320	0,14	3,4	315	0,99		315	0,99
120	570	0,14	3,6	640	1,12		552	0,97
110	1000	0,15	3,5	1080	1,08		985	0,99
100	1900	0,16	3,5	1890	0,99		1795	0,95
90	3600	0,17	3,5	3770	1,05		3355	0,93
80	6750	0,18	3,4	7000	1,04		6473	0,96
70	13500	0,19	3,3	12530	0,93		13011	0,96
60	29500	0,21	3,3	25270	0,86		27632	0,94

Table 8: Charge 206; $T = 700 \text{ }^{\circ}\text{C}$; $n_2^{(f)} = 5,6$; $n_2^{(Q)} = 3,1$; $i = 2$

σ (MPa)	t_H (h)	$-\alpha$	$\beta_i^{(f)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(f)}$	$r_i^{(f)}$	$\beta_i^{(Q)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(Q)}$ (h)	$r_i^{(Q)}$
130	20,5	0,15	1,6	20	0,97	0,043	22	1,05
120	35	0,15	1,7	35	0,99		39	1,12
110	60	0,16	1,5	58	0,97		72	1,21
100	108	0,17	1,4	100	0,94		140	1,26
90	208	0,17	1,4	200	0,95		260	1,26
80	400	0,175	1,4	400	1,00		515	1,29
70	850	0,18	1,4	870	1,02		1050	1,24
60	2100	0,18	1,6	2450	1,17		2240	1,07
50	6000	0,185	1,6	7200	1,20		5100	0,85
40	20000	0,195	1,3	21380	1,07		12760	0,64

Table 9: Charge 326; T = 600 °C; $n_2^{(f)} = 3,6$; $n_2^{(Q)} = 9,7$; i = 2

σ (MPa)	t_H (h)	- α	$\beta_i^{(f)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(f)}$	$r_i^{(f)}$	$\beta_i^{(Q)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(Q)}$ (h)	$r_i^{(Q)}$
320	4,3	0,07	3,7	3,6	0,86	0,017	3,6	0,85
300	13	0,075	3,6	9	0,67		9	0,69
280	31	0,08	3,6	21	0,69		23	0,74
260	75	0,09	3,5	48	0,65		62	0,83
240	182	0,09	3,6	135	0,74		175	0,97
220	600	0,09	3,9	520	0,86		530	0,88
200	1750	0,09	4,1	1800	1,02		1720	0,98

Table 10: Charge 326; $T = 650 \text{ }^{\circ}\text{C}$; $n_2^{(f)} = 4,6$; $n_2^{(Q)} = 6,0$; $i = 2$

$\sigma(\text{MPa})$	$t_H(\text{h})$	$-\alpha$	$\beta_i^{(f)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(f)}$	$\Gamma_i^{(f)}$	$\beta_i^{(Q)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(Q)}$ (h)	$\Gamma_i^{(Q)}$
280	0,9	0,09	2,9	1,0	1,06	0,020	0,98	1,08
260	2	0,09	2,8	8	1,06		2,3	1,16
240	5	0,10	2,7	4	0,93		6	1,14
220	13	0,10	2,8	12	0,88		15	1,05
200	40	0,10	3,1	41	1,01		39	0,96
180	106	0,11	3,2	120	1,14		110	1,01
160	340	0,11	3,2	370	1,09		320	0,94
140	1070	0,125	3,1	1000	0,93		1025	0,96

Tabelle 11: Charge 326; T = 700 °C; $n_2^{(f)} = 6,8$; $n_2^{(Q)} = 7,0$; i = 2

σ (MPa)	t_H (h)	- α	$\beta_i^{(f)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(f)}$	$r_i^{(f)}$	$\beta_i^{(Q)} \times 10^{-2}$ (1/MPa)	$t_{f,i}^{(Q)}$ (h)	$r_i^{(Q)}$
190	4,1	0,12	1,5	4,7	1,15	0,030	4,3	1,05
180	6,5	0,13	1,1	6,9	1,06		6,3	0,98
170	10	0,13	1,1	11	1,09		9,5	0,95
160	17	0,13	1,1	17	1,02		14	0,86
150	28	0,13	1,3	30	1,09		23	0,82
140	45	0,14	1,1	47	1,06		38	0,84
130	87	0,14	1,2	87	1,00		63	0,73
120	141	0,14	1,2	155	1,10		110	0,79
110	280	0,15	0,8	227	0,81		205	0,73
100	545	0,15	0,9	467	0,86		400	0,74
95	750	0,15	0,9	693	0,92		580	0,77
90	1125	0,15	1,0	1055	0,94		840	0,75
85	1600	0,15	1,0	1654	1,04		1260	0,79
80	2300	0,16	0,7	1985	0,86		1930	0,84
75	3200	0,18	0,2	2444	0,76		3030	0,95
70	5000	0,18	0,3	3987	0,80		4920	0,98

In den Abb. 9 und 10 sind für die selbe Charge und Temperatur, die mittels des gleichen Ansatzes berechneten $\Gamma_i^{(f)}$ und $\Gamma_i^{(Q)}$ -Werte verglichen. Während für $T = 550^\circ\text{C}$ die berechneten $t_{f,3}^{(f)}$ -Werte das Zeitstandverhalten besser beschreiben, so liefern für $T = 650^\circ\text{C}$ die $t_{f,3}^{(Q)}$ -Werte die bessere Übereinstimmung mit dem Experiment. Dieser Vergleich, der auch anhand der in den Tabellen 5-11 aufgelisteten Daten zu führen ist, ist

ein wichtiges Indiz für die Konsistenz des verwendeten Verfahrens.

Die Abb. 11 zeigt die Temperatur $T = 700^\circ\text{C}$ den Vergleich der $\Gamma_2^{(f)}(\sigma)$ - und $\Gamma_2^{(Q)}(\sigma)$ -Verläufe für zwei Chargen des Stahls 1.4948. Während die Zeitstandwerte der Charge 206 deutlich besser durch die $t_{f,2}^{(f)}$ -Werte beschrieben werden, liefern für die Charge 326 beide ($t_{f,2}^{(f)}$ - und $t_{f,2}^{(Q)}$ -Werte) etwa das gleiche Ergebnis.

Aufgrund obiger Vergleiche ist folgendes festzustellen: Beide $t_{f,i}(\sigma)$ -Funktionen können im Prinzip zur "linearisierten" Darstellung von Zeitstandlinien dienen; welche der beiden Funktionen u.U. die Geeignetere ist, muß von Fall zu Fall entschieden werden. Im Unterschied zur $t_{f,1}(\sigma)$ -Funktion, beinhalten die beiden anderen Funktionen zwei Parameter n_i und β_i . Diese haben gewisse Konsistenzbedingungen zu erfüllen und sind darum nicht frei wählbar. Erläuterung dazu folgt anschließend.

4.2 Die Spannungsabhängigkeit der Aktivierungsenergie Q_f

In der Abb. 6 sind die mittels der Abb. 5 anhand von Gl. (34) berechneten Q_f -Werte gegenüber σ aufgetragen. Diese Auftragung sollte für $\beta_i \sigma \gtrsim 2$ gemäß Gl. (41) und dem in Tabelle 4 angeführten Ergebnis die Gerade ergeben mit der Neigung

$$-\left(\frac{\partial Q_{f,2}}{\partial \sigma}\right)_T = v_2 = a_2 \equiv a_2^{(Q)} = \beta_2 kT \quad (52a)$$

bzw.

$$-\left(\frac{\partial Q_{f,3}}{\partial \sigma}\right)_T = v_3 = n_3 a_3 \equiv n_3 a_3 \equiv n_3 a_3^{(Q)} = n_3 \beta_3 kT \quad (52b)$$

Unter der Annahme, daß $Q_f(\sigma) = Q_{f,2}(\sigma)$ sind in der Tabelle 12 für die Charge 206 die anhand der Beziehung $\beta_2^{(f)} = \frac{a_2^{(f)}}{kT}$ berechneten $a_2^{(f)}$ -Werte mit jenen aus der $Q_f(\sigma)$ -Abhängigkeit (s. Abb. 6) ermittelten verglichen.

Für den Ansatz 3 folgt für $a_3^{(Q)}$ gemäß Gl. (52b) ein kleinerer Wert, nämlich $a_3^{(Q)} = a_2^{(Q)}/n_3$. Diese sind ebenfalls in Tabelle 12 angeführt. Wie ersichtlich stimmen die $a_3^{(Q)}$ -Werte sehr gut überein mit den $a_2^{(f)}$ -Werten. Da die analytische

Tabelle 12

T(K)	$-\frac{dQ_f}{dT} \equiv a_2^{(Q)} = -\frac{dQ_{f,2}}{d\sigma}$ $\times 10^{-28} (m^3)$ for		$a_2^{(f)}$ x) $\times 10^{-28} (m^3)$	$\beta_2^{(f)}$ $\times 10^{-8} 1/Pa$	$\frac{a_2^{(Q)}}{b^3}$ xx) for $\beta_2^{(f)}$ $\sigma > 2$	$n_3^{(f)}$	$a^{(Q)} = \frac{a_2^{(Q)}}{n_3^{(f)}}$ $\times 10^{-28} (m^3)$
	$\beta_2^{(f)}$ $\sigma \lesssim 2$	$\beta_2^{(f)}$ $\sigma > 2$					
873	4,2	11	5,5	2,5	26	2,0	5,5
923	6,8	20	4,4	3,4	47	4,2	4,8
973	10,0	24	2,0	4,3	56	5,6	4,3

x) Mittelwerte aus den Tabellen 9, 10 und 11

xx) b ist die Gitterkonstante

Form von $Q_{f,2}^{(\sigma)}$ gleich ist mit $Q_{f,3}(\sigma)$ ist die gute Übereinstimmung zwischen den $a_2^{(f)}$ - und $a_3^{(Q)}$ -Werten ein Beweis für die Konsistenz des Verfahrens.

5. Diskussion

5.1 Parallele und sequentielle Prozesse

Die bemerkenswerte Eigenschaft der $\log \sigma / \log t_f$ -Zeitstandlinien ist deren Krümmung. Wie bereits in Abschnitt 2.6 erwähnt, gilt stets

$$K = \frac{d^2 \log \sigma}{d(\log t_f)^2} \leq 0$$

Während für schmale Spannungsbereiche die $\log \sigma / \log t_f$ -Linien durch Gerade approximiert werden (d.h. $K = 0$), ist im allgemeinen stets $K < 0$. Im Folgenden soll dieser Umstand näher untersucht werden.

Sind an der plastischen Verformung mehrere Prozesse beteiligt, so hängt die resultierende Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ im allgemeinen von den Raten $\dot{\epsilon}_i$ der Einzelprozesse ab /4/, /5/. Betrachtet man z.B. 2 Prozesse (1,2), die gleichzeitig ohne gegenseitige Beeinflussung ablaufen, (sogenannte zeitlich parallel ablaufende unabhängige Vorgänge), so gilt für die Dauer der Vorgänge

$$t_1 = t_2 = t$$

Sind $\dot{\epsilon}_1$ und $\dot{\epsilon}_2$ die Raten dieser Prozesse, so ist

$$\epsilon_1 = \dot{\epsilon}_1 \cdot t_1 = \dot{\epsilon}_1 \cdot t$$

$$\epsilon_2 = \dot{\epsilon}_2 \cdot t_2 = \dot{\epsilon}_2 \cdot t$$

Die Summe dieser Einzelverformungen ϵ_1, ϵ_2 ergeben die Gesamtverformung, nämlich

$$\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2$$

Die Kombination obiger Gleichungen ergibt

$$\frac{\epsilon}{t} = \dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2 \quad (53)$$

Ist z.B. $\dot{\epsilon}_1 \gg \dot{\epsilon}_2$ so wird $\dot{\epsilon} \doteq \dot{\epsilon}_1$, d.h. im gegebenen Fall bestimmt der schnellere Prozess die Gesamtdeformationsrate $\dot{\epsilon}$.

Zu einem grundsätzlich anderen Ergebnis führen sequentiell abhängig ablaufende Prozesse. Diese sind dadurch charakterisiert, daß der eine Vorgang nicht ohne die vorherige Tätigkeit des anderen ablaufen kann. Für die Verformungszeit gilt in diesem Fall, da die gleichzeitige Tätigkeit beider Vorgänge ausgeschlossen ist,

$$t = t_1 + t_2$$

Die Erhaltung der Probenkompatibilität erfordert, daß die Verformungsbeträge ϵ_1, ϵ_2 beider Prozesse gleich sind:

$$\epsilon = \epsilon_1 = \epsilon_2$$

bzw.

$$\epsilon = \dot{\epsilon} t = \dot{\epsilon}_1 t_1 = \dot{\epsilon}_2 t_2$$

Daraus folgt

$$t_1 = \frac{\epsilon}{\dot{\epsilon}_1} \quad , \quad t_2 = \frac{\epsilon}{\dot{\epsilon}_2}$$

Die Kombination obiger Gleichungen ergibt

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{\epsilon}_1 \dot{\epsilon}_2}{\dot{\epsilon}_1 + \dot{\epsilon}_2} \quad (54)$$

Ist z.B. $\dot{\epsilon}_1 \gg \dot{\epsilon}_2$, so folgt aus Gl. (54)

$$\dot{\epsilon} \doteq \dot{\epsilon}_2$$

D.h. in diesem Fall bestimmt der langsamere Prozess die Gesamtverformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$.

5.2 Betrachtungen zum Versagensmodell

Von Beeré und Speight /6/, sowie von Edward und Ashby /7/, wurde ein Versagensmodell für die Hochtemperaturverformung vorgeschlagen, das im Folgenden kurz

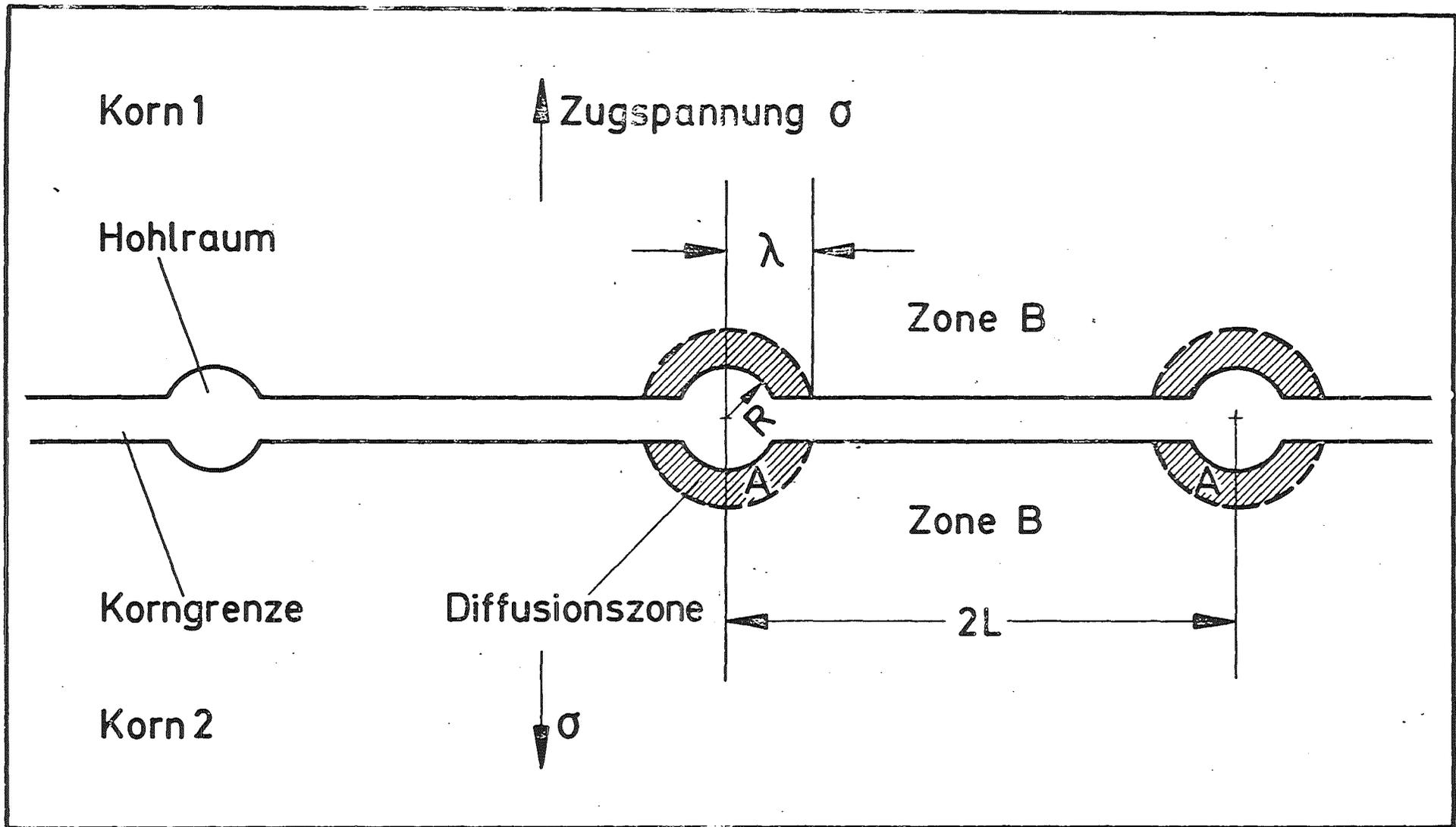


Fig. 12 Zur Korngrenzen-Kavitation (s. Text).

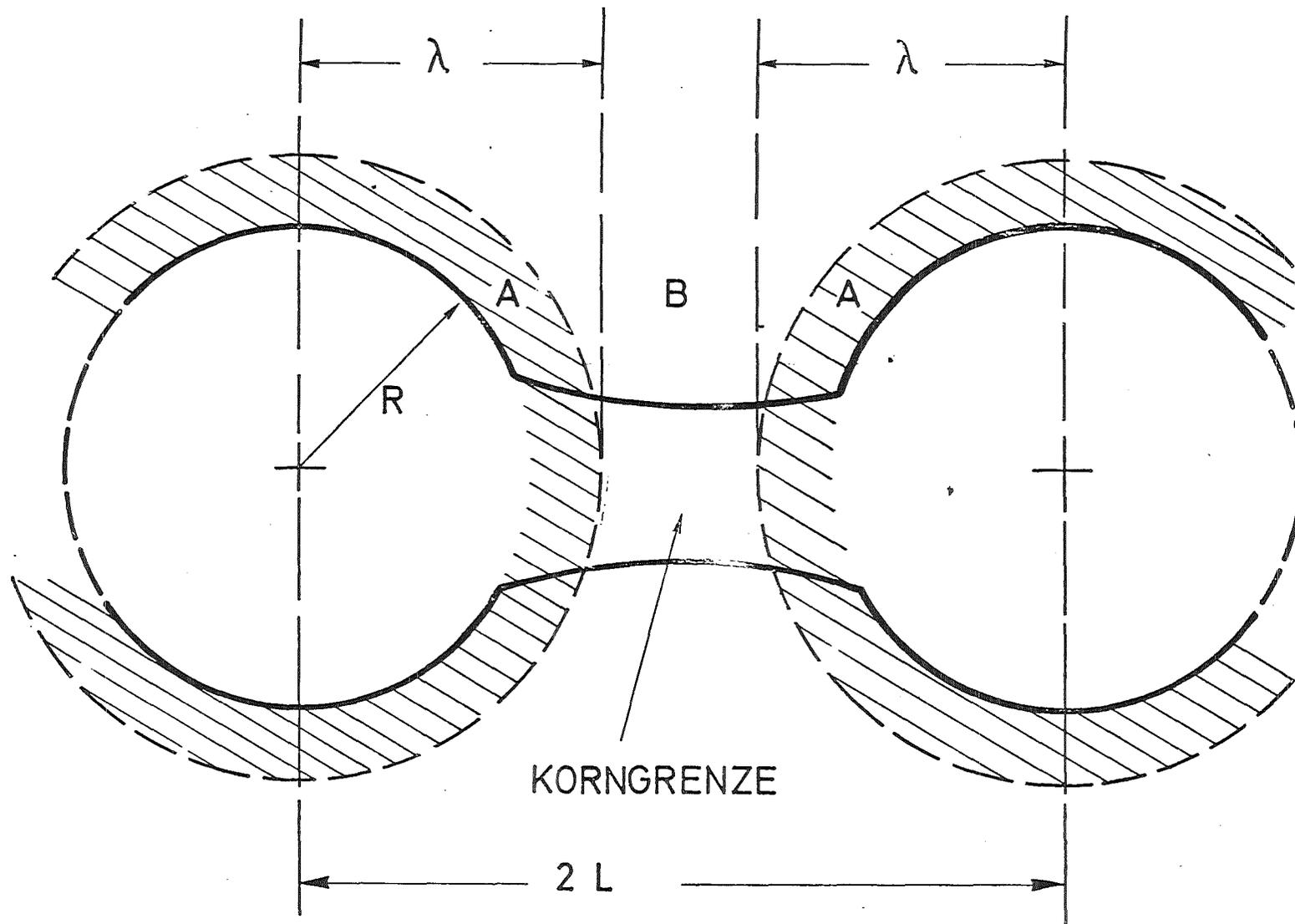


Fig. 13 Zur Korngrenzen-Kavitation (s. Text).

erläutert wird: Die Abb. 12 zeigt einen Ausschnitt aus einem zugbelasteten Werkstoff. In diesem Bereich verläuft eine Korngrenze, die senkrecht ist zur Zugrichtung. In der Korngrenze haben sich im Laufe der Kriechverformung kugelförmige Hohlräume mit dem Radius R gebildet (Kavitation). Der Mitte zur Mitte Abstand zweier Hohlräume beträgt $2L$.

Aus Experimenten ist bekannt, daß diese Hohlräume unter der Wirkung der Zugspannung σ im Laufe der Verformung wachsen. Dadurch wird der tragende Querschnitt der Probe stetig verringert bis schließlich bei einer kritischen Schädigung

$$D_{cr} = (\bar{R}/\bar{L})_{cr}^2$$

(\bar{R} , \bar{L} sind Mittelwerte) die Probe versagt.

Das Wachstum der Hohlräume kann im Prinzip auf zweierlei Weise erfolgen. Zum einen durch die Bewegung von Versetzungen und zum anderen durch spannungsassistierte Diffusion von Atomen aus der Hohlraumgrenzfläche in die Korngrenze.

Bei gegebener Spannung σ nimmt der Diffusionsweg λ und damit der Durchmesser der Zone A (sog. Diffusionszone) mit fallender Temperatur stark ab. Für hinreichend tiefe Temperaturen ($T \lesssim 0.4 T_M$) ist $\lambda = R$. In diesem Fall können die Poren in der Hauptsache nur durch Versetzungsbewegung wachsen. Mit wachsender Temperatur hingegen dehnen sich die Diffusionszonen aus und im Grenzfall berühren sich die benachbarten Zonen. Ist der Radius der Zonen A endlich und gilt darüber hinaus $\lambda < L$ so erfolgt entlang der Korngrenze eine ungleichmäßige "Ablagerung" der aus den Porendiffundierenden Atome. Dies bewirkt eine im zeitlichen Mittel ungleichförmige Aufweitung der Korngrenze wie dies in der Abb. 13 schematisch veranschaulicht ist. Diese Distorsion der Korngrenze bringt schließlich den Diffusionsmechanismus und damit das Wachstum der Hohlräume zum Erliegen. In diesem Fall ist auch die Schädigungsrate

$$\dot{D} = \frac{d}{dt} (\bar{R}/\bar{L})^2 = 0$$

Zum weiteren diffusionsgesteuerten Porenwachstum muß erst die Verspannung der Korngrenzen abgebaut werden. Dies wird am ehesten erfolgen können durch eine von Versetzungen bewerkstelligte Kornverformung (Versetzungsverformung der Zone B). Da die Schädigungsrate D bei sonst vergleichbaren Bedingungen die Lebensdauer des Werkstoffs bestimmt, wird aus obigen Ausführungen deutlich, daß

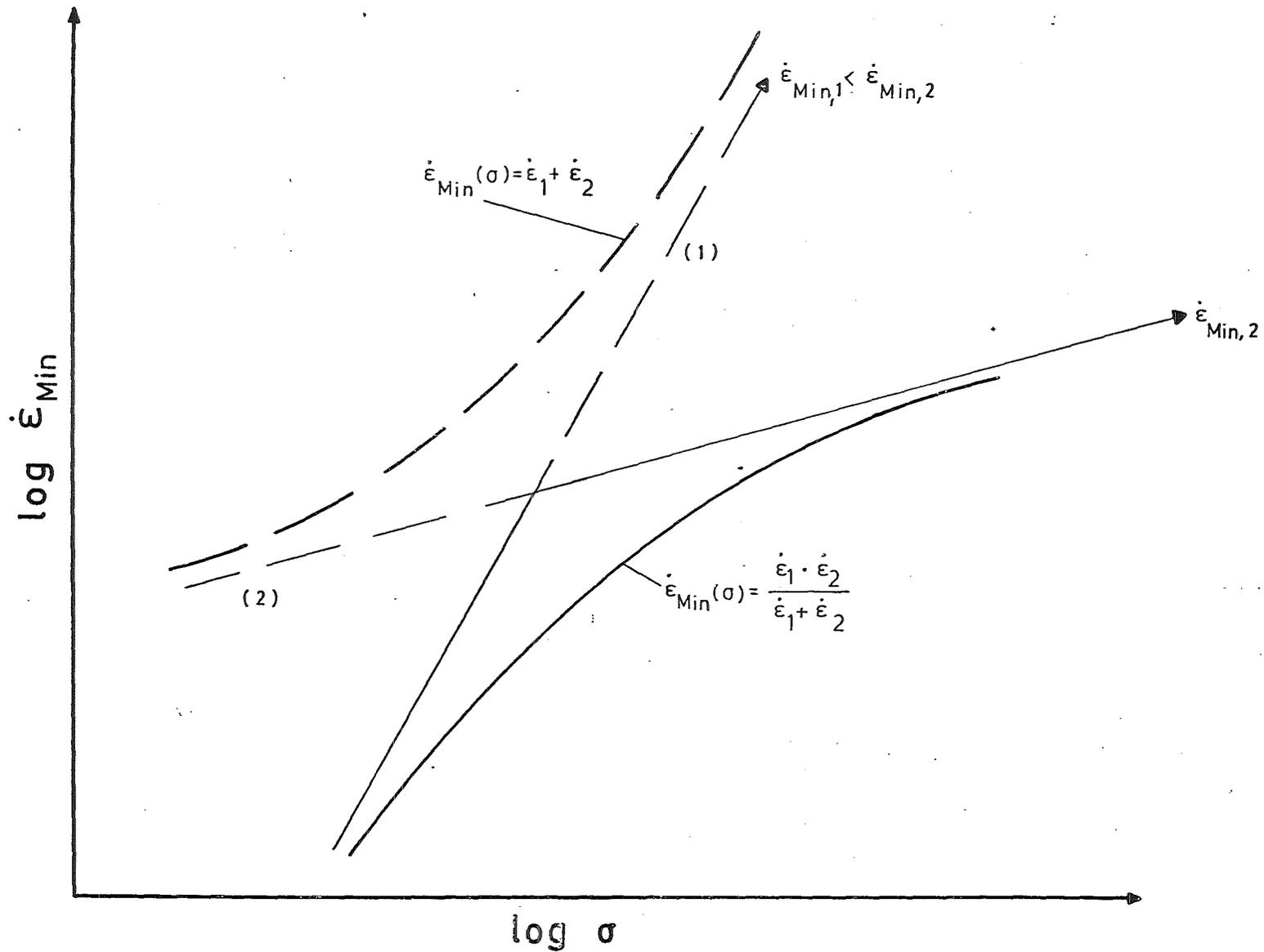


Fig. 14 Die $\dot{\epsilon}_{\text{min}}(\sigma)$ -Funktionen für zwei unabhängig (obere Kurve) und sequentiell abhängig ablaufende Verformungsvorgänge (untere Kurve).

im allgemeinen die Standzeit t_f durch mehrere, in ihrer Natur verschiedene, Vorgänge bestimmt werden kann. Im gegebenen Modell werden 2 Vorgänge betrachtet, nämlich die Diffusion von Atomen und die Bewegung von Versetzungen. Beide bestimmen im allgemeinen in sequentiell abhängiger Weise das Porenwachstum. Wie leicht einzusehen ist, ist es der langsamere Prozess, der die Schädigungsrate D und somit auch die Lebensdauer bestimmt.

Beide Vorgänge, das diffusionsgesteuerte Porenwachstum und die Versetzungsbewegung, bewirken eine Verformung des Werkstoffs. Bezeichnet man die diesen Mechanismen entsprechenden Verformungsgeschwindigkeiten mit $\dot{\epsilon}_1$ und $\dot{\epsilon}_2$, dann ist die Gesamtdeformationsrate $\dot{\epsilon}$ durch Gl. (54) beschrieben.

Im Weiteren soll untersucht werden ob obige Erkenntnisse in Beziehung stehen zum Verlauf der $\log \sigma / \log t_f$ -Zeitstandlinien. Dazu wird das $\log \sigma / \log t_f$ -Diagramm mittels der Monkman-Grant Beziehung (s. Gl. (2)) d.h.

$$\log t_f \sim \log 1/\dot{\epsilon}_{\min}$$

in das $\log \dot{\epsilon}_{\min} / \log \sigma$ -Diagramm transformiert. Bedenkt man, wie bereits betont, daß für die Zeitstandlinien ein $\log \sigma / \log t_f$ -Diagramm gilt

$$\frac{d^2 \log \sigma}{d(\log t_f)^2} < 0 \quad (14)$$

erhält man die in der schematischen Abb. 14 ausgezogene Linie. Diese Kurvenform, wie von Langdon und Mohamed /5/ im einzelnen erläutert, beschreibt die Spannungsabhängigkeit der minimalen Kriechgeschwindigkeit für den Fall, daß diese durch zwei sequentiell abhängige Verformungsvorgänge mit den Raten $\dot{\epsilon}_1$ und $\dot{\epsilon}_2$ bestimmt wird.

Die beiden sich schneidenden Geraden beschreiben die Spannungsabhängigkeiten der Einzelprozesse, nämlich $\dot{\epsilon}_1 \sim \sigma^{n_1}$ und $\dot{\epsilon}_2 \sim \sigma^{n_2}$, wo $n_1 > n_2$. Die Überlagerung beider Vorgänge beschreibt Gl. (54). Demzufolge bestimmt bei hohen Spannungen der Prozess 2 und bei niedrigen Spannungen der Prozess 1 die Deformationsrate $\dot{\epsilon}$. Die obere Kurve beschreibt die Verhältnisse für parallel (unabhängig) ablaufende Vorgänge.

Die in Abb. 6 dargestellte Spannungsabhängigkeit von Q_f ist in grundsätzlicher Übereinstimmung mit obigen Überlegungen, wonach mindestens zwei Prozesse zum

Versagensmechanismus beitragen. Wie bereits erläutert, ist aufgrund der Abb. 6 (zusammen mit den in Tabelle 3 angeführten Ergebnissen) von zwei Mechanismen auszugehen, wobei der bei hohen Spannungen, als Einzelmechanismus dominierende, die höhere Aktivierungsenergie $Q_{f,0} = (\sigma = 0)$ und ein größeres Aktivierungsvolumen $a^{(Q)}$ aufweist als der bei niedrigeren Spannungen ausschlaggebende.

Geht man davon aus, daß der mit dem größeren n-Wert (d.h. n_1) versehene Mechanismus ein Versetzungsmechanismus ist, wäre gemäß Abb. 6 dieser Mechanismus mit dem Prozess 1 zu identifizieren. Der Prozess 2, mit dem kleineren n-Wert, wäre dann, im Rahmen des betrachteten Versagensmodells, gleichzusetzen mit dem Diffusionsprozess.

Die Übertragung dieser Überlegungen auf das $\log \sigma / \log t_f$ -Diagramm führt zu der Feststellung, daß - Überlagerung der Prozesse vorausgesetzt - nicht der bei hohen Spannungen "schneller" ablaufende Versetzungsmechanismus die Standzeit bestimmt, sondern der "langsamere" Diffusionsprozess. Umgekehrte Verhältnisse herrschen bei niedrigen Spannungen.

Im Rahmen des hier betrachteten Versagensmodells gelten diese Folgerungen für den Fall sich nicht berührender Diffusionszonen A endlicher Breite. Bei Berührung dieser Zonen bzw. im Fall, daß $\lambda = R$ (s. Abb. 12), erfolgt keine Prozessüberlagerung, es dominiert jeweils nur einer der betrachteten Prozesse. Welche Verhältnisse im Einzelnen vorliegen hängt ab von den eigentlichen Belastungsbedingungen, d.h. vom Spannungs- und Temperaturbereich.

5.3 Bemerkungen zum Larson-Miller Verfahren

Wie in der Einleitung bemerkt, ist üblich, solche Darstellungen der Zeitstandwerte so zu wählen, daß ein System von $\log \sigma / \log t_f$ -Zeitstandlinien für verschiedene Temperaturen, durch eine einzige Linie abgebildet wird. Dies erfolgt durch Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit von t_f mittels geeigneter Parameter wie z.B. durch die Darstellung

$$\log \sigma (t_f, T) = K_B - 1/n M (t_f, T)$$

wo der sog. Larson-Miller Parameter gegeben ist durch

$$M = \log t_f - 0,43 Q_f/RT$$

In der Regel wird Q_f als eine von σ und T unabhängige Konstante betrachtet. Im

hier behandelten Fall des Stahls 1.4948 trifft dies, wie Abb. 6 zeigt, nicht zu. Was immer auch die Ursache, im allgemeinen wird davon auszugehen sein, daß $Q_f = Q_f(\sigma, T)$. Folglich erfordert die Konstruktion solcher "temperatur-reduzierter" Zeitstandlinien die Kenntnis von $Q_f(\sigma, T)$. Die Berücksichtigung von $Q_f(\sigma, T)$ "verbessert" die M-Werte, sodaß das Streuband der Werte nun durch die $\log \sigma/M$ -Linie schmaler wird. Eine "Linearisierung" der reduzierten Zeitstandlinie wird allerdings dadurch nicht erreicht.

6. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit dem Problem der Extrapolation der Lebensdauer von Werkstoffen für sehr lange Standzeiten. Folgende Feststellungen können aufgrund dieser Untersuchung getroffen werden:

i) Die analytische Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Nennspannung σ und Standzeit t_f mittels der üblichen $\log \sigma / \log t_f$ -Darstellung ist für Extrapolationszwecke ungeeignet.

ii) Als für diesen Zweck geeignet erwiesen sich $t_f(\sigma)$ -Funktionen der Art

$$t_f \sim \sinh \beta \sigma$$

iii) Darüber hinaus ermöglichen diese Funktionen, Aufschlüsse zu gewinnen über Vorgänge, die die Lebensdauer von Werkstoffen bestimmen. So ergab eine Analyse der Zeitstandwerte des Stahls 1.4948, daß zwei Prozesse das Versagen des Materials steuern.

iv) Die Ergebnisse sind offensichtlich in qualitativer Übereinstimmung mit dem Erdward-Ashby und Beere-Speight Hochtemperatur-Versagensmodell. Die beiden Prozesse sind demzufolge sequentiell abhängige Vorgänge, sodaß jeweils der langsamere die Geschwindigkeit des Versagensprozesses bestimmt.

7. Literaturverzeichnis

- /1/ N. Grounes
Trans ASME 91(1968)59-62
- /2/ J.B. Ilschner
Hochtemperatur-Plastizität
Springer, Berlin-Heidelberg-New York 1973, S. 182
- /3/ F.C. Monkman u. N.J. Grant
Proc. ASTM 56(1956) 593

- /4/ R.C. Gifkins
Journal Material Science 5(1970) 156
- /5/ T.G. Langdon und F.A. Mohamed
J. Austr. Inst. of Metals 22(1977) 189
- /6/ W. Beeré und M.V. Speight
Met. Science 12 (1978) 172
- /7/ E.G. Edward und M.F. Ashby
Acta Met. 27(1979) 1505