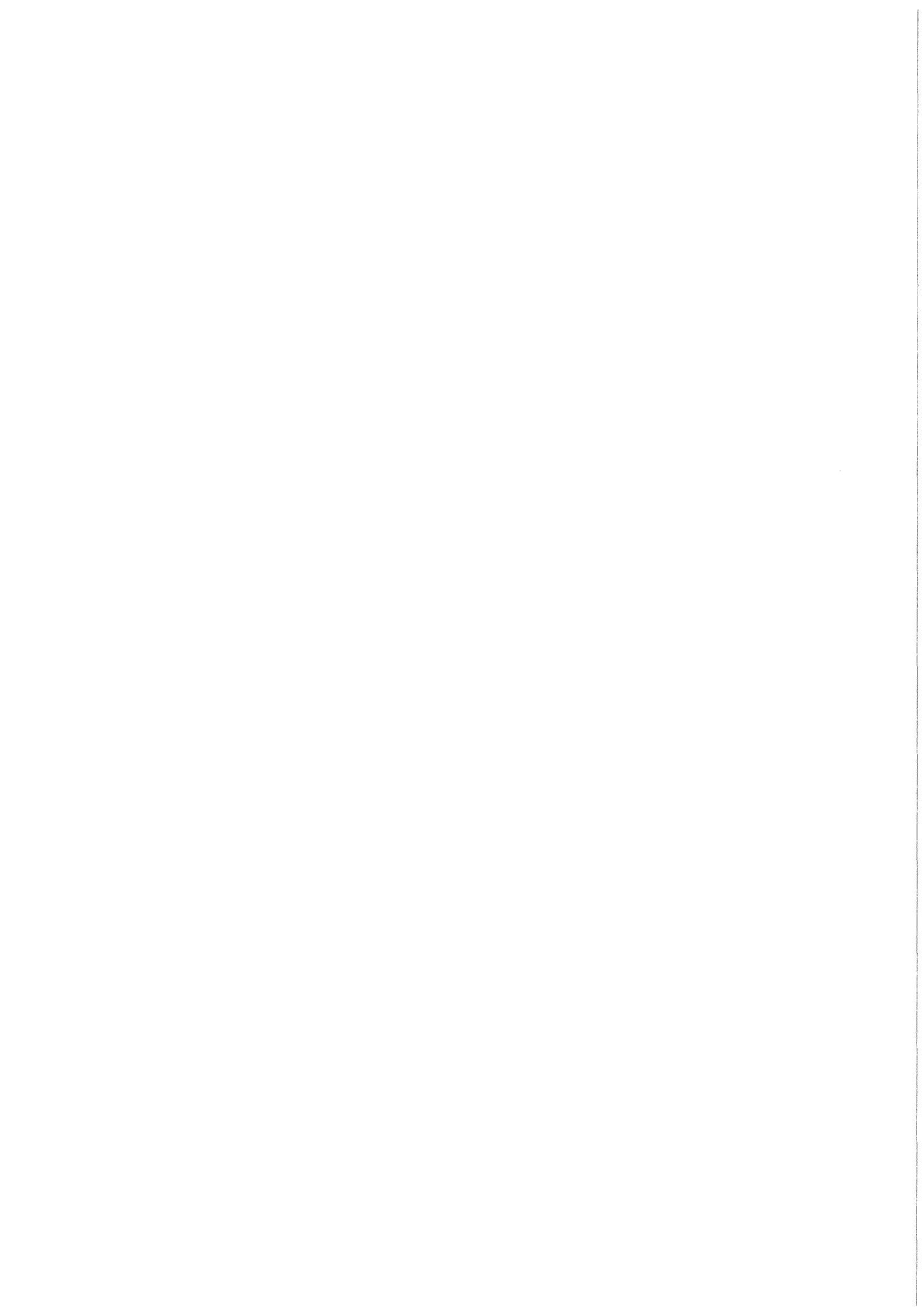


KfK 4114
Juli 1986

Eine Analyse der Entwicklung der Hochtemperatur- Kavitationsschädigung

R. Tinivella
Institut für Material- und Festkörperforschung

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Material- und Festkörperforschung

KfK 4114

Eine Analyse der Entwicklung
der Hochtemperatur-Kavitationsschädigung⁺

Ricardo Tinivella⁺⁺

⁺Von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe genehmigte Dissertation

⁺⁺Universidad Tecnológica Nacional
und Universidad Nacional de Rosario, Argentina

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Kurzfassung

Es war die Aufgabe dieser Arbeit, die Entwicklung der Kavitations-schädigung in Kupfer zu analysieren, die Ergebnisse mit solchen von anderen Materialien (α -Fe, AISI 304, AISI 347), sowie mit phä-nomenologischen Schädigungsmodellen zu vergleichen. Die Analyse beruhte in der analytischen Nachbildung von experimentellen Poren-verteilungsfunktionen. Letztere wurden von anderen Autoren mittels Kleinwinkel-Neutronenstreuung an kriechverformtem Kupfer bestimmt. Die Berechnung der Verteilungskurven erfolgte anhand verschiedener, aus der Literatur bekannter Wachstumsmodelle sowie empirischer Nu-kleationsfunktionen. Die Beurteilung dieser Modelle bzw. Funktionen - als Teilaufgabe dieser Untersuchung - erfolgte anhand des Vergleichs zwischen experimentellen und berechneten Verteilungsfunktionen.

Die wesentlichen Erkenntnisse dieser Analyse, bedeutsam für das Ver-ständnis des Schädigungsmechanismus, betreffen vor allem den Nukle-ationsvorgang. So zeigen Untersuchungen an gekrochenem als auch an wechselverformtem Kupfer, daß entgegen der Annahme eines für das Wachstum notwendigen kritischen Radius bereits nach sehr kurzen Belastungszeiten eine Schädigung vorliegt, bestehend aus Poren mit unterschiedlichen Radien (sogn. Nukleationsverteilung). Ferner, ent-gegen den Bestrebungen, die Spannungsabhängigkeit der Lebensdauer t_f alleine mittels der Spannungsabhängigkeit der Porenwachstumsrate zu erklären, wird hier die Ansicht vertreten, daß der Wachstums- und Nukleationsmechanismus zur Spannungsabhängigkeit von t_f beitra-gen und dafür liefert die Arbeit auch ein triftiges Argument. Der Vergleich der Nukleationsraten im gekrochenen bzw. wechselverform-ten Kupfer zeigt, daß die Rate in wechselverformten Proben, unter sonst vergleichbaren Bedingungen, um das 10^4 -fache größer ist als in einsinnig verformten Proben und ist somit eine Bestätigung für die vermutete hohe lokale Nicht-Gleichgewichtskonzentration von Leerstellen in wechselverformten Materialien.

Die Ergebnisse der Analyse wurden verglichen mit Aussagen des sog. phänomenologischen A-Schädigungsmodells, welches auf der Annahme be-ruht, daß die Schädigungsrate proportional ist zur Schädigung. Die

experimentell im kriech- und wechselverformten Kupfer beobachtete Schädigungsentwicklung erfolgt langsamer als vom A-Modell verlangt. Die Schädigungsrate ist in diesem Fall konstant, unabhängig von der Zeit und somit auch unabhängig von der Schädigung. Dementsprechend wird das A-Modell modifiziert und die Folgerungen werden aufgezeigt.

An Analysis of the development of High Temperature Cavitation Damage

Abstract

The objective of the paper is the investigation of creep cavitation damage in copper. Radii distribution curves obtained from small angle neutron scattering experiments conducted on crept specimens by other authors were analyzed and compared with calculated curves. The latter were derived from cavity nucleation- and growth models. From the comparison the appropriateness of particular models can be inferred.

Valuable information is obtained about the nucleation behaviour. In crept and fatigued specimens, already after very short loading times, cavities appear with remarkable different radii (so-called nucleation distribution) - an observation which is contradictory to the concept of a critical radius. Moreover, at otherwise comparable conditions, the nucleation rate in fatigued copper turns out to be 10^4 times larger than in crept samples. This strongly supports idea that in fatigued materials locally high vacancy concentration is established exceeding the corresponding thermal equilibrium concentration by orders of magnitude.

The analysis of the nucleation behavior emphasizes the influence of the stress dependence of the nucleation rate upon the stress dependence of damage and hence upon the stress dependence of the lifetime. In most of damage theories the latter is attributed to the stress dependency of cavity growth. A strong argument is derived in this paper in favour of the idea that both the mechanisms - growth and nucleation - contribute to the stress dependence of the lifetime.

The damage development in Cu (as well as in alpha-Fe, AISI 304 and AISI 347) is compared with the prediction of the phenomenological A-model which assumes that the damage rate is proportional to the damage itself.

The experiments show, that the damage increases in time slower (Cu, alpha-Fe, AISI 304) or faster (AISI 347) than predicted by the model. In copper the damage rate turns out to be constant independent of time. Accordingly the A-model is modified and the respective consequences are briefly discussed.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1 Verteilungsfunktionen	3
2.1.1 Nukleationsfunktionen	5
2.1.2 Wachstumsmodelle	8
3. Analyse experimenteller Ergebnisse	13
3.1 Porenverteilungsfunktionen für Kupfer	13
3.1.1 Experimentelle Daten und Feststellungen	13
3.1.2 Schema der Analyse	16
3.1.3 Berechnung der Porenverteilungsfunktionen	17
3.1.4 Die Schädigung	19
3.1.4.1 Die Entwicklung der Schädigung	20
3.1.4.2 Die Temperaturabhängigkeit der Schädigung	20
3.1.4.3 Die Spannungsabhängigkeit der Schädigung	22
3.2 Porenverteilungsfunktionen für andere Materialien	24
4. Diskussion	27
4.1 Die Schädigungsmodellierung	27
4.1.1 Erkenntnisse über die Nukleation	28
4.2 Beziehungen zur Phänomenologie	31
4.2.1 Das A-Modell	32
4.2.2 Vergleich mit Experimenten	35
4.2.3 Die Schädigung als Werkstoffkenngröße	39
5. Zusammenfassung	42
Symbole und Kürzel	44
Tabellen	48
Abbildungen	65
Literaturverzeichnis	111

1. Einleitung

Ein wesentliches Merkmal der plastischen Verformung von kristallinen Stoffen ist die mit der Verformung einhergehende Erzeugung von Gitterfehlstellen. Durch im allgemeinen sehr komplexe Vorgänge nimmt die Dichte der Gitterfehlstellen und damit der Schädigungsgrad des Materials im Laufe der Verformung zu und diese führt letztlich zum Versagen des Werkstoffs. Die Natur der Schädigung hängt vom Werkstoff und vor allem von den Belastungsbedingungen (Spannung, Temperatur, Verformungsgeschwindigkeit, Verformungsart, Korrosion, Bestrahlung usw.) ab. Ist bei tiefen Temperaturen der Anstieg der Versetzungsdichte letztlich mittelbar die Versagensursache, so ist bei hohen Temperaturen die Hohlraumbildung (sogn. Kriech-Kavitation) die dominierende lebensdauerbestimmende Schädigungsart. Im allgemeinen können verschiedene Schädigungsarten koexistieren und sich möglicherweise beeinflussen wie z.B. die Kriech- und Ermüdungsschädigung während der Hochtemperatur-Wechselverformung.

Die analytische Beschreibung der plastischen Verformung erfolgt zweckmäßigerweise durch eine differentielle Fließgleichung, in der die Fließrate $\dot{\epsilon}$ gekoppelt ist mit der Spannung σ . Darüberhinaus enthält sie die Temperatur und sogn. Strukturparameter. Diese beschreiben den "inneren Zustand" des Werkstoffs mittels Größen wie Korndurchmesser, Versetzungsdichte, Schädigung u.w.. Die Strukturparameter sind im allgemeinen zeitabhängig und darum werden diese ebenfalls mittels Differentialgleichungen beschrieben. Die letzteren zusammen mit der Fließgleichung bilden ein simultanes Gleichungssystem, dessen Lösung schließlich den gesuchten Zusammenhang liefert zwischen der Verformung ϵ und der Zeit t .

Die Kriech-Kavitation, (im Weiteren als Kavitation bezeichnet), als zeit-variabler Strukturparameter beeinflusst durch Schwächung des tragenden Querschnitts die Verformungsrate $\dot{\epsilon}$. Im hier untersuchten Zusammenhang jedoch weit- aus bedeutsamer ist der Umstand, daß die Kavitation durch plastische Kriech- verformung zur örtlichen Dekohäsion und schließlich zum Versagen des Werk- stoffs führt und somit die Kavitationsschädigung lebensdauer-bestimmend wird. Es sollte darum möglich sein aus Kenntnis der Entwicklung der Schädigung und unter Zurhilfenahme von Versagenskriterien, die Lebensdauer des Werkstoffs vorauszusagen.

Der Kavitationsprozeß ist ein Vorgang, der durch Keimbildung (Nukleation) eingeleitet, dann durch spannungsassistierte Diffusionsprozesse getragen wird (Wachstum). Der Wachstumsmechanismus wurde erstmals 1959 von HULL und RIMMER /1/ beschrieben. Das ursprüngliche Modell ist im Laufe der Zeit ergänzt, modifiziert und zu einer Hierarchie von wechselwirkenden Mechanismen entwickelt worden. (Der Leser wird in diesem Zusammenhang auf die Übersichtsliteratur verwiesen /2-7/). Trotz solcher Fortschritte sind einige wesentliche Probleme noch weitgehend ungeklärt. So ist z.B. unklar, ob die Keimbildung ein spannungs- oder verformungsgesteuerter Vorgang ist. Ebenso unbefriedigend ist die Kenntnis über Ablauf und Dauer der Nukleation. Ein anderes Problem, bedeutsam für die Lebensdauervorhersage, ist die räumliche Verteilung der Kavitationsschädigung, insbesondere die Größen- und Dichteverteilung sowie deren zeitliche Änderung. Beide Probleme sind Gegenstand dieser Untersuchung. Sie stützt sich auf zwei Arten von Informationen, nämlich auf solche aus:

- i) direkten Untersuchungen der Kavitationsschädigung mittels licht- und elektronenmikroskopischer Methoden sowie neuerdings durch Kleinwinkelneutronen-Streuung (KWNS) und
- ii) auf indirekte Aufschlüsse z.B. aus Kriech- und Zeitstandversuchen.

Während die Erkenntnisse der 1. Gruppe in der Regel weniger von zusätzlichen (mit den Beobachtungsmethoden verbundenen) Annahmen befrachtet sind, beruhen die Erkenntnisse der 2. Gruppe stets auf einer Verbindung von makroskopischen Messungen (z.B. der Lebensdauer t_f , Dichte u.ä.) mit mikroskopischen Modellen, mit deren Hilfe die Ergebnisse von Makro-Messungen "mikroskopisch umgedeutet" werden. Der Wert solcher Informationen hängt folglich ab von der "Richtigkeit" der betreffenden Modelle.

In den Tabellen 1 und 2 sind direkte Kavitationsuntersuchungen für ein- und mehrphasige Metalle aufgelistet, die für den vorliegenden Zweck quantitativ verwertbar sind. Daraus erkennt der Leser zunächst, daß z.B. Untersuchungen an Stählen etwa eine Dekade später erfolgten als an reinen Metallen. Darüber hinaus wird die Präferenz für bestimmte Materialien (Cu, aust. Stähle) ersichtlich. Die nähere Betrachtung zeigt, daß die lichtmikroskopische Methode (des öfteren kombiniert

mit Dichteänderungsmessungen) und die neuerdings angewandte KWNS-Methode dadurch, daß beide relativ große Materialbereiche erfassen, geeignet sind, auch über die Größen- und Dichteverteilung der Schädigung Auskunft zu geben. Einen groben Überblick über die Anwendungsbereiche verschiedener Methoden gibt Abbildung 1.

Die Entwicklung hochauflösender Untersuchungsmethoden hinkt der Modellentwicklung nach. Bemerkbar wird dieses Defizit beim Problem der Nukleation. Während die experimentellen Untersuchungen des Porenwachstums (besonders bei größeren Schädigungen) mit relativ einfachen Methoden auskommen, erfordert das Studium der Nukleation (kleine Poren) hochauflösende Verfahren. Die neuerdings zu diesem Zweck eingesetzte KWNS-Methode ermöglichte erstmals die Schädigungsverteilung an Nickel /24/ und an Kupfer /25/ /27/ im Bereich von Hohlraum-Radien ~ 10 nm zu untersuchen und somit in den Nukleationsbereich der Kavitationsschädigung vorzustoßen.

Diese neueren Untersuchungen geben erstmals die Möglichkeit, Modellvorstellungen mit Beobachtungen in einem vom Experiment bislang unerschlossenen Schädigungsbereich quantitativ zu vergleichen. Dieses ist das Anliegen dieser Untersuchung, deren Aufgabe es ist, experimentelle Untersuchungen der Kavitationsschädigung in Kupfer zu analysieren und Erkenntnisse daraus mit theoretischen Vorstellungen zu konfrontieren.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Verteilungsfunktionen

Die Beschreibung des "Schädigungszustandes" kann mehr oder weniger detailliert erfolgen. Ist r der Radius eines hier stets als kugelförmig angenommenen Hohlraumes (weiterhin Pore) und $2a$ der Mitte-zur-Mitte Abstand zweier benachbarter Poren, so kann die Größe der Schädigung in der Korngrenze z.B. durch die Flächendichte der Poren $(\bar{r}/\bar{a})^2$ definiert werden, wo \bar{r}^2 , \bar{a}^2 die entsprechenden arithmetischen Mittelwerte sind.*⁾ Offensichtlich hat diese Größe weniger Informationsgehalt als die Angabe der Größenverteilung der Radien r und Abstände $2a$, aus der die obige Flächendichte der Poren ermittelt werden kann. Die Entwicklung

*⁾ siehe dazu Symbole und Kürzel

der Schädigung, d.n. deren Nukleation und Wachstum wird durch die zeitlichen Änderungen dieser Verteilungen beschrieben.

Ist $f(r,t)$ eine Verteilungsfunktion^{x)} der Radien r so gibt diese an die Zahl der Poren mit einem Radius zwischen r und $r+dr$ zur Zeit t . Die Gesamtzahl der Poren (zur Zeit t) ist dann

$$N(t) = \int_{r=0}^{\infty} f(r,t) dr. \quad (1a)$$

Der Gesamt-Querschnitt der Poren ist

$$Q_p(t) = \pi \int_0^{\infty} r^2 f(r,t) dr, \quad (1b)$$

wo r die Koordinate der Verteilung und daher im Gegensatz zu $f(r,t)$ keine Zeitfunktion ist. Das Gesamt-Porenvolumen ist

$$V_p(t) = (4/3) \pi \int_0^{\infty} r^3 f(r,t) dr. \quad (1c)$$

Abgesehen von Verteilungsfunktionen, die in Form von Reihen darstellbar sind, und deren zeitliche Änderung näherungsweise analytisch beschreibbar ist, ist letzteres im allgemeinen nicht möglich. Die Funktionen durch Gleichung (1b) und (1c) dargestellt, sind sog. mikroskopische Schädigungsfunktionen, sie haben die Form

$$G(t) = \int_0^{\infty} F(r) f(r,t) dr, \quad (1d)$$

wo $F(r)$ eine von der Zeit unabhängige Funktion ist.

Daraus folgt

$$\left(\frac{dG}{dt}\right) \equiv \dot{G}(t) = \int_0^{\infty} F(r) \dot{f}(r,t) dr. \quad (2)$$

x) Je nachdem wie diese experimentell ermittelt wird, bezieht sich $f(r,t)$ und die daraus abgeleiteten Größen und Funktionen auf das Probenvolumen bzw. Querschnitte. Wo eine solche Unterscheidung notwendig ist, wird diese ausdrücklich, auch durch entsprechende Notation, betont.

Der Mittelwert von $F(r)$ in t ist

$$\begin{aligned} \langle F \rangle &= (1/N(t)) \int_0^\infty F(r) f(r,t) dr \\ &= \frac{\int_0^\infty F(r) f(r,t) dt}{\int_0^\infty f(r,t) dr} \end{aligned} \quad (3)$$

und dessen zeitliche Änderung zum Zeitpunkt t ist

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle F \rangle &\equiv \langle \dot{F} \rangle = 1/N(t) \int_0^\infty F(r) \dot{f}(r,t) dr \\ &\quad - \frac{\dot{N}(t)}{N^2(t)} \int_0^\infty F(r) f(r,t) dr. \end{aligned} \quad (4)$$

Zur Beschreibung der Schädigungs-Entwicklung benötigt man demzufolge die Verteilungsfunktion $f(r,t)$ und die aus deren Zeitabhängigkeit abgeleitete Nukleationsfunktion $N(t)$.

2.1.1 Nukleationsfunktionen

Nicht die möglichen Ursachen der Poren-Nukleation - die noch umstritten sind /44/ - sollen hier diskutiert werden, vielmehr wollen wir zunächst unabhängig davon bestimmte Nukleationsabläufe voraussetzen, um daraus Folgerungen für die Entwicklung der Kavitation abzuleiten. Die gegenwärtigen Vorstellungen über Nukleationsabläufe sind z.T. recht widersprüchlich. So wird angenommen, daß in manchen mehrphasigen Werkstoffen, bedingt durch den Herstellungsprozeß, Keime vor der eigentlichen Verformung bereits vorhanden sind /45/, oder diese in solchen Materialien sehr schnell gebildet werden /36/, /46/. Andere Ansichten laufen darauf hinaus, daß in reinen Metallen die Nukleation ein während der Verformung kontinuierlich ablaufender Vorgang ist /7/, /47/. Direkte Bestätigung gibt es für keine dieser Ansichten, doch bestehen Hinweise, daß sowohl die Belastungsbedingungen als auch Materialeigenschaften für den Nukleationsablauf maßgebend sind. Im Weiteren werden verschiedene Nukleationsfunktionen betrachtet, welche folgende Randbedingungen erfüllen:

- i) Die Nukleation führt zu Keimen gleicher kritischer Größe.
- ii) Jeder kritische Keim wächst stetig.
- iii) Die Nukleation wird durch einfache (nicht negative) Funktionen beschrieben.

$N(t)$ -Funktionen sind in Abb. 2 zusammen mit den daraus abgeleiteten Verteilungsfunktionen $f(r)$ dargestellt.

- Fall I: Die Nukleationsrate \dot{N} ist zu Beginn des Kavitationsprozesses groß und nimmt mit der Zeit monoton ab. Dieses Verhalten wird z.B. durch die Funktionen $N(t) \sim t^b$ ($b < 1$) und $N(t) \sim 1 - \exp(-t)$ abgebildet. In diesem Fall entstehen die meisten Poren zu Anfang der Verformung, und da sie Zeit zum Wachstum haben, hat die entsprechende Verteilungsfunktion $f(r)$ ein Maximum bei großen Porenradien.
- Fall II: Die Nukleationsrate \dot{N} nimmt mit der Zeit monoton zu, d.h. $N(t)$ wächst unbegrenzt. Da die meisten Poren zuletzt entstehen, ist deren Wachstumszeit kurz, und folglich hat $f(r)$ ein Maximum bei kleinen Radien.
- Fall III: Ist die Nukleationsrate eine nicht monotone Funktion der Zeit, so daß \dot{N} am Anfang und Ende der Lebensdauer größer ist als dazwischen, so ist die Verteilungsfunktion sattelförmig für Zeiten $t > t_0$ (t_0 ist der Inflexionspunkt der $N(t)$ -Funktion).
- Fall IV: $\dot{N}(t)$ ist ebenfalls nicht-monoton, jedoch die Raten verhalten sich umgekehrt zum Fall III. Die $f(r)$ -Funktion ist glockenförmig.

Die Annahmen, auf denen die obige Darstellung beruht, sind zweifellos sehr vereinfachend. Zum Beispiel ist es unwahrscheinlich, daß alle Poren mit dem gleichen kritischen Radius nukleieren. Auch ist die Nukleationsrate offensichtlich abhängig von der Beanspruchung und der Materialbeschaffenheit. Zu bedenken ist ebenfalls, daß die Ableitung der Verteilungsfunktionen die Kenntnis des Wachstumsgesetzes voraussetzt. Bisher haben wir angenommen, daß die Nukleation und das Wachstum sich gegenseitig nicht beeinflussen und daß beide Prozesse die gleichen sind während der ganzen Lebensdauer. Demzufolge sollte es im Prinzip möglich sein, aus dem Vergleich der gemessenen und theoretisch abgeleiteten Verteilungsfunktionen die Hypothesen, auf denen die letzteren beruhen, zu verifizieren.

Die Arbeit von HULL und RIMMER /1/ initiierte zahlreiche Versuche, die Lebensdauer aus Kavitationsmodellen herzuleiten. Der Weg zu einer geschlossenen Theorie führt, mit der Nukleation beginnend, über mehrere Stufen. Zunächst vordringlich bei diesem Vorgehen ist die Beschreibung der Entwicklung der Schädigung. Mit relativ einfachen Methoden (z.B. Dichtemessung) können Aufschlüsse über die globale Entwicklung eingeholt werden. Allerdings ist schwierig, daraus Informationen über die Nukleation zu extrahieren, was offensichtlich ein Grund dafür ist, daß Lebensdauer-Modelle sich in der Regel auf die Beschreibung des Porenwachstums beschränken. Folglich beruhen Modell-Aussagen, z.B. über die Spannungsabhängigkeit der Lebensdauer auf der als Modell-Eingabe antizipierten Spannungsabhängigkeit des Porenwachstums. Ein Umstand, der bedeutsam ist, denn die Modell-Verifizierung erfolgt in erster Reihe mittels Vergleichs der berechneten und gemessenen funktionellen Abhängigkeiten der Lebensdauer t_f von den Versuchsvariablen. ^{x)}

Darum wurde gelegentlich versucht, durch besondere Probenvorbehandlung den Nukleationsprozeß "vorwegzunehmen" /15/, /17/, /23/, um daran anschließend das Porenwachstum ungestört untersuchen zu können.

Die klassische Nukleationstheorie beschreibt die Porenkeim-Bildung als spannungsassistierte Agglomeration von Leerstellen an Grenzflächen /36/, /46/, /48/. Zugspannungen der Größenordnung $E/100$ sind dazu erforderlich. Gewöhnlich können solche Belastungen allenfalls lokal an Spannungskonzentratoren generiert werden. Als solche werden betrachtet: Ausscheidungen in Korngrenzen, Korngrenzecken, Schnittstellen von Gleitbändern mit Korngrenzen u.w.. Neuerdings /36/, /49/ wird gegen diese Vorstellung eingewandt, daß die Spannungsrelaxation, sowie die diffusionsgesteuerte Akkommodation solche Spannungsspitzen schnell abglätten. Anstatt die Nukleation als ein einmaliges Ereignis zu betrachten, wird angenommen, daß die Nukleation ein kontinuierlich ablaufender,

^{x)} Wie an anderer Stelle in dieser Arbeit angeführt, führen diffusionsgesteuerte Wachstumsmodelle - in Widerspruch mit Messungen - zu $t_f \sim 1/\sigma$. Es wäre naheliegend, die Ursache zunächst in der Spannungsabhängigkeit des (im Modell ausgeschlossenen) Nukleationsprozesses zu vermuten.

durch Gleitprozesse getragener Vorgang ist /7/. Dieser, so wird angenommen, aktiviert zum einen die Spannungskonzentratoren und gewährleistet zum anderen die Bildung wachstumsfähiger Keime. Letztere, wie DYSON /47/ und NIX /44/ erwogen haben, werden durch plastische Verformungen im Korngrenzbereich stabilisiert. Die Rolle der plastischen Verformung auf die Kavitation wird belegt durch Untersuchungen an wechselverformten Proben /22/. In letzteren ist die Schädigungsrate unter sonst vergleichbaren Bedingungen um Größenordnungen höher als die in einsinnig verformten Proben.

Zahlreiche Beobachtungen belegen den Einfluß der Material-Reinheit auf die Kavitation. RAJ /46/ führt diesen zurück auf die Erhöhung der Nukleationsrate bei heterogener Keimbildung (Fremdphasen). Die Rolle der chemischen Kavitation (Gasblasenbildung) wurde neuerdings durch SHEMON et al. /45/ wieder ins Spiel gebracht und damit an die Bedeutung der Versuchsatmosphäre bei Kavitationsuntersuchungen erinnert.

DYSON und HENN /50/ sowie SAEGUSA et al. /51/ konnten zeigen, daß in bestimmten Stählen durch Kaltverformung und anschließende Wärmebehandlung Poren erzeugt werden und diese auch ohne angelegte Spannung allein durch Diffusion wachsen können. Ähnliches ist möglicherweise Versuchen an Silber von OLIVER und GIRIFALCO /9/ zu entnehmen. Es gibt Hinweise, daß Poren auch durch Phasenumwandlungen nukleiert werden können /45/.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß schlüssige Erkenntnisse über die Keimbildungsphase der Kavitationsschädigung fehlen.

2.1.2 Wachstumsmodelle

Gemeinsam allen Modellen ist die Annahme eines für das Wachstum notwendigen kritischen Porenradius r_c . Dieser ist abhängig von der angelegten Spannung σ und von der spezifischen Oberflächenenergie γ (zwischen Pore und Matrix) auf die Weise, daß

$$r_c = 2\gamma/\sigma. \quad (5)$$

Die Beziehung vermittelt die grundlegende Bedeutung der Spannung beim Kavitationsprozess, in dem diese nämlich vom thermodynamischen Standpunkt für die Aufrechterhaltung der Nichtgleichgewichts-Konzentration von Leerstellen aufkommt /52/. Die Modelle unterscheiden sich in den Annahmen über den geschwindigkeitsbestimmenden Mechanismus des Porenwachstums. Die Beschreibung der Mechanismen erfolgt durch Ratengleichungen, in denen die Porenwachstumsgeschwindigkeit \dot{r} verknüpft wird mit dem Radius r und manchmal auch mit dem Porenabstand $2a^*$.

Das durch die Korngrenzendiffusion gesteuerte Modell von HULL und RIMMER /1/ (HR) wird für eine quadratische Anordnung gleichgroßer Poren in der Korngrenze (KG) durch die Beziehung beschrieben ^{**})

$$dr/dt \equiv \dot{r} = 2\pi\Lambda(T) \frac{(\sigma - 2\gamma/r)}{ra}, \quad (6a)$$

mit

$$\Lambda(T) = D_{gb} \delta \Omega / 2kT.$$

Es ist: D_{gb} der KG-Diffusionskoeffizient, δ die KG-Dicke, Ω das Atomvolumen und k die Boltzmann-Konstante.

Unter der Annahme, daß die Nukleationsrate $\dot{N} = 0$, d.h. $a = \text{Konst.} \neq f(t)$, und daß die Poren ihre Kugelform beibehalten, erhält man für die Porenvolumen-Änderung

$$\frac{dV}{dt} \equiv \dot{V} = 8\pi^2 \Lambda(T) (\sigma - 2\gamma/r) r/a. \quad (6b)$$

^{*}) Dadurch ist der Wachstumsmechanismus formal mit dem Nukleationsprozess gekoppelt. Porenabstands-Verteilungen, aus denen die mittleren Porenabstände (und deren zeitliche Änderung) bestimmt werden könnten, sind bislang nicht verfügbar, und darum ist die rigorose Behandlung solcher "gekoppelten" Modelle im allgemeinen schwierig.

^{**}) In der Originalversion /1/ wird der Fall behandelt, wo der Zugspannung σ ein hydrostatischer Druck P überlagert ist. Dies verändert Gl (6a) indem statt σ die Differenz $\sigma - P$ im Klammerausdruck erscheint.

Da der 2. Term im Klammerausdruck für größere Zeiten gegenüber σ vernachlässigt werden kann, folgt aus Gl (6b)

$$\dot{V} \sim r/a.$$

Unter der Annahme, daß mit $r = a$ die kritische (Versagens-) Schädigung definiert ist (sogn. Versagenskriterium), folgt durch Integration von Gl (6a) für die Standzeit

$$t_f \sim 1/\sigma.$$

Der Widerspruch zu Zeitstandversuchen^{x)}, denen zu Folge $t_f \sim \sigma^{-n}$, wobei $n > 1$, initiierte eine Reihe von Versuchen das HR entsprechend zu modifizieren. BEERÉ und SPEIGHT /53/ sowie EDWARD und ASHBY /54/ gelang es unabhängig, ein mit $t_f(\sigma)$ konformes Kavitationsmodell zu entwickeln. Dieses unterscheidet sich grundsätzlich von anderen Modellen (siehe weiter) dadurch, daß, abhängig von den Belastungsbedingungen σ , T, der Wachstumsmechanismus spannungs- oder dehnungsgesteuert ist.

SPEIGHT und BEERÉ /55/ haben das HR unter allgemeineren Randbedingungen behandelt mit dem Ergebnis, daß \dot{V} bzw. \dot{r} durch die präzisere (heute geläufige) Form ausgedrückt wird, nämlich

$$\dot{r} = \frac{4\pi \Lambda(T)(\sigma - 2\gamma/r)/r^2}{[\ln(a/r) - (1 - r^2/a^2) (3 - r^2/a^2)/4]} \quad (7)$$

HANCOCK /56/ behandelt das diffusionslose Wachstum einer einzelnen Pore in einem viskosen Medium durch plastische Deformation und findet

$$\dot{r} = (r/2)\dot{\epsilon} \quad (8)$$

wo $\dot{\epsilon}$ die plastische Verformungsrate ist. Obwohl unter hier interessierenden Bedingungen Diffusionsprozesse ablaufen, so wird der Zeitfaktor entscheiden, ob diese Prozesse zum Tragen kommen, d.h. geschwindigkeitsbestimmend sind für das Versagen. Ist z.B. die Lebensdauer viel kürzer als die Zeit die notwendig

^{x)} Die aus Wachstumsgesetzen abgeleitete $t_f(\sigma)$ -Abhängigkeit wird bestimmt durch $\dot{r}(\sigma)$, $a(\sigma)$ und durch das verwendete Versagenskriterium. Im obigen Ergebnis ($t_f \sim 1/\sigma$) bleibt die Spannungsabhängigkeit der Nukleationsrate $\dot{N}(\sigma)$, aus welcher $a(\sigma)$ folgt, unberücksichtigt. $N(t)$ beeinflusst $t_f(\sigma)$ weit weniger als $a(\sigma)$ insbesondere dann, wenn die Nukleationszeit $\ll t_f$. Wir werden auf diesen Sachverhalt an anderer Stelle zurückkommen.

ist, um die kritische Schädigung durch diffusionsgesteuertes Porenwachstum zu bewerkstelligen, kann diese, wie obiges Ergebnis zeigt, u.U. auch durch plastische Verformung zustandekommen. Die Überlegung führt zum Schluß, daß beide Mechanismen potentiell wirksam sind. Von den Belastungsbedingungen hängt es ab, welcher von beiden der Geschwindigkeitsbestimmende ist.

Das Wachstum der Poren, wie zunächst DYSON /57/ erkannte, unterliegt gewissen Einschränkungen. Sind Korngrenzen, was anzunehmen ist, sehr effektive Senken für den an den Porenoberflächen ausgehenden Massenfluß, so bewirkt dieser eine "Aufweitung" der Korngrenze. Die Verspannungen, die damit im Porenbereich verbunden sind, wirken dem Massetransport entgegen. Weiteres Porenwachstum, gemäß DYSON's Modell, erfolgt, wenn diese Verspannungen durch plastische Verformungen (Akkommodation) der Matrix abgebaut werden. Demzufolge wird das Porenwachstum im allgemeinen durch zwei sequentiell abhängige Prozesse, nämlich die Diffusion und die plastische Deformation, gesteuert. Diese Vorstellung hat etwas später Niederschlag gefunden in den Modellen von BEERÉ und SPEIGHT /53/ sowie EDWARD und ASHBY /54/.

Gemäß DYSON ist für den dehnungsakkommodierten Wachstumsmechanismus

$$\dot{r} = \frac{a^2 \cdot \dot{\epsilon} d}{4 r^2}, \quad (9)$$

wo d der Korndurchmesser ist.

Nimmt man mit BEERÉ und ROBERTS /58/ an, daß im allgemeinen alle drei oben angeführten Mechanismen zum Tragen kommen, wobei der erste (HR) und letzte (DYSON) sequentiell abhängig sind, folgt für die resultierende Rate

$$\dot{r} = \frac{\dot{r}(1) \dot{r}(3)}{\dot{r}(1) + \dot{r}(3)} + \dot{r}(2). \quad (10)$$

Die Zahlen 1,2,3 bezeichnen die Gleichungen (7), (8), (9). Der erste Term der obigen Gleichung wird durch den langsameren Vorgang bestimmt.

BEERÉ und SPEIGHT /53/, sowie unabhängig davon EDWARD und ASHBY /54/, haben die beiden Mechanismen: Diffusion und akkommodierende Kornverformung in einem Modell auf die Weise vereint, daß bei niedrigen Spannungen (hohen Temperaturen) die Diffusion, hingegen bei hohen Spannungen (niedrige T) die plastische Verformung der geschwindigkeitsbestimmende Mechanismus ist. Im

Zwischenbereich sind die Mechanismen sequentiell abhängig, d.h. der langsamere bestimmt die Wachstumsrate. Eine rigorose Behandlung des Verformungswachstums mittels der Finite-Element-Methode wurde von NEEDLEMAN und RICE /59/ vorgenommen. CHUANG und RICE /60/, sowie später CHUANG et al. /3/ untersuchten den Einfluß der Porenform auf das Wachstum. Letztere Autoren betrachteten rißförmig entartete Poren. An diese Ergebnisse anknüpfend haben CHEN und ARGON /61/ die Wachstumsgeschwindigkeit an der Rißspitze berechnet und kamen zu übereinstimmenden Ergebnissen mit Rechnungen von NEEDLEMAN und RICE. MARTINEZ und NIX /62/ erweiterten das Modell von CHEN und ARGON, indem Kapillaritätseffekte bei der Rißausbreitung berücksichtigt wurden, und sie erhielten

$$\dot{V} = 2\pi\dot{\epsilon}\lambda^3 Q(y) \left\{ 1 - \frac{2r\gamma}{(1+r/\lambda)^2 \sigma \lambda^2} - \frac{2\gamma \sin \psi}{\sigma} [1-y^2] \right\} \quad (11)$$

wo $y = r/(r+\lambda)$; $Q(y) = [\ln y - (3-y^2)(1-y^2)/4]^{-1}$

und $\lambda = (D_{gb} \delta \sigma \Omega / k T \dot{\epsilon})^{1/3}$

die sogn. Diffusionslänge ist. 2ψ ist der Kapillaritätswinkel zwischen der Pore und der Korngrenze. Für Porenwachstum nahe am Gleichgewicht ist $2\psi \approx 70^\circ$ und für diesen Fall erhalten CHEN und ARGON /61/

$$\dot{V}/r^3 = \dot{\epsilon} \left\{ \beta_1 \left[(1+4\beta_2/\beta_1^2)^{1/2} - 1 \right] / 2 \right\}^2, \quad (12)$$

wobei

$$\beta_1 = [1-y^2] \left[\frac{r^2 \gamma \sin y (\psi/2)}{2\pi\sigma\lambda} \frac{D_{gb} \delta}{D_s \delta_s} \right]^{1/2} 2\pi(\lambda/r)^3 Q(y).$$

D_s ist der Oberflächendiffusionskoeffizient in der an die Porengrenzfläche angrenzenden Matrixschicht der Dicke δ_s und

$$\beta_2 = \left[1 - \frac{2\gamma}{\sigma\lambda^2} \frac{r}{(1+r/\lambda)^2} \right] 2\pi(\lambda/r)^3 Q(y).$$

In obigen Gleichungen ist r der Radius der linsenförmigen Poren in der Ebene

der Korngrenze. Deren Wachstum wird im wesentlichen bestimmt durch das Verhältnis der Diffusionskoeffizienten D_{gb}/D_s .

Dieser unvollständige Überblick diverser, z.T. einander nicht-unähnlicher Modelle, wirft natürlich die Frage auf, welches denn das "bessere" sei. Im Prinzip sollte darüber das Experiment Auskunft geben können. Jedoch ist jedes der Modelle zusätzlich mit einer Reihe von Annahmen befrachtet und die Ursachen für Abweichungen zwischen Experiment und Theorie dürften im allgemeinen schwer zu orten sein. Von erheblicher Bedeutung ist die Auswahl der zu vergleichenden Eigenschaften bzw. Aussagen sowie der Versuchsbedingungen unter denen der Vergleich erfolgt (sogn. Sensibilitätsbetrachtungen). Bislang wurden zu Versuchen dieser Art meist integrale Größen (z.B. Dichte, arithmetisch gemittelte Porenradien u.w.) bzw. aus der Schädigung abgeleitete Eigenschaften (z.B. Lebensdauer) herangezogen. Rückschlüsse daraus wiederum führten zu Modellkorrekturen, die meist auf eine Größe gezielt die Modelle mit weiteren Hypothesen belasteten.

3. Analyse experimenteller Ergebnisse

3.1 Porenverteilungsfunktionen für Kupfer

3.1.1 Experimentelle Daten und Feststellungen

YANG, WEERTMAN und ROTH veröffentlichten zwei Artikel, in denen sie über KWNS-Experimente an plastisch verformtem hochreinem Kupfer berichten. In einer der Arbeiten /27/ werden Poren-Verteilungsfunktionen $f(r,t)$ für Proben angeführt, die bei $T = 405^\circ\text{C}$ und bei einer Nennspannung $\sigma = 27.6 \text{ MPa}$ gekrochen wurden (s. Abb. 3a). In der anderen Arbeit /22/ werden diese Ergebnisse in etwas veränderter Form zusammen mit Ergebnissen von Dichtemessungen wiedergegeben. Darüberhinaus sind in dieser Arbeit Verteilungskurven für Kupferproben angeführt, die einer Wechselverformung unterzogen wurden. Ferner wird darin die Probenherstellung und die Verformung im einzelnen beschrieben, sie enthält

auch die Daten über das Streuexperiment selbst.

Die kurze Wellenlänge der Neutronen ermöglicht Defektstrukturen kleiner Abmessungen zu untersuchen. Gleichzeitig, aufgrund der geringen Neutronenabsorption, ist das "Beobachtungsvolumen" relativ groß. Beide Umstände favorisieren diese Methode für Untersuchungen der Kavitationsschädigung. Aus der Intensität des Streu-Strahles kann die Volumenkonzentration der Poren und aus der Winkelverteilung der Streustrahlung die Größe der Poren ermittelt werden. Nachteil der Methode ist zum einen der Umstand, daß unterschiedliche, nebeneinander existente Defektstrukturen zum "Streubild" beitragen, zum anderen erfordert die Interpretation des "Streubildes" eine Reihe von Annahmen, die letztlich die eigentlichen Aussagen befrachten. Für eine ausführliche Darstellung sei auf den Artikel von IBEL verwiesen /80/.

Die Ergebnisse der KWNS-Experimente wurden von YANG et al. /27/ einer Analyse unterzogen, indem die experimentellen Verteilungskurven mit berechneten verglichen wurden. Die Modelle und Annahmen, die diesen Rechnungen zugrunde liegen, unterscheiden sich z.T. grundlegend von jenen in dieser Arbeit verwendeten. Im Laufe der Ausführungen werden diese Unterschiede an betreffenden Stellen im einzelnen verdeutlicht.

Nächstfolgend werden einige Gesichtspunkte und Feststellungen erörtert, die fürs Weitere von grundlegender Bedeutung sind.

- i) Die Mittelwerte aller jener (Poren-) Radienfunktionen, die zur Beschreibung der Schädigung benötigt werden, sind durch die Form der Verteilungsfunktion festgelegt (s. Gl. (3)).
- ii) Die originären KWNS-Daten geben keine Auskunft über die räumliche Verteilung der Schädigung, d.h. zum Beispiel darüber, ob die Poren in Korngrenzen liegen. Angaben dieser Art können nur unter Zuhilfenahme von zusätzlichen Annahmen und Informationen (z.B. über Korngefüge) aus den originären Daten ermittelt werden.

- iii) Den Abb. 3a und 3b ist zu entnehmen, daß bereits nach relativ kurzer Kriechdauer (3 Stunden) die Verteilungskurve 1 auf dem linken Ende durch den Radius r^0 begrenzt wird. Setzt man diesen gleich mit dem sogn. kritischen Radius r_c und verwendet in Gl. (5) für die Normalspannung $\sigma_N = \sigma = 27.6$ MPa, so erhält man zusammen mit $\gamma = 1.7 \text{ J/m}^2 / 27, 81/$, $r_c = 120$ nm. Dieser entspricht dem "abschneide Radius" r^0 der Verteilungskurve 1. In der Literatur werden unterschiedliche Werte gehandelt, sie reichen vom $0,6 \text{ J/m}^2 / 29/$ bis $2,35 \text{ J/m}^2 / 72/$.
- iv) Entspricht die Verteilungskurve 1 dem Ende des Nukleationsstadiums (große Nukleationsrate vorausgesetzt), läßt dieses Ergebnis vermuten, daß dem Nukleationsvorgang nicht nur ein kritischer r_c -Wert, sondern eine Verteilung von r_c -Werten zugrunde liegt (sogn. Nukleationsverteilung). Diese Annahme, die im Widerspruch steht zur bisherigen Vorstellung, ist eine grundlegende Voraussetzung dieser Analyse, deren Richtigkeit im weiteren zu prüfen ist.
- v) Die Ergebnisse der KWNS-Experimente machen ferner deutlich, daß die den einzelnen Verteilungskurven zugeordneten r^0 -Werte sich mit zunehmender Versuchsdauer zu größeren r -Werten verschieben. Gleichermäßen verlagert sich das Maximum der Verteilungskurven, was letztlich in einer Kurvenverschiebung resultiert (zur Unterscheidung: Änderungen der Kurvenform bei gleichbleibendem r^0 -Wert werden im weiteren nicht als Kurvenverschiebungen verstanden). Als einfachste Erklärungen für die Kurvenverschiebung können zwei Ursachen betrachtet werden:
- a) Im Falle, daß die Nukleationsrate \dot{N} während der Lebensdauer hinreichend groß bleibt, erfolgt die Kurvenverschiebung durch Nukleation (d.h. durch Generierung neuer Kurven bei kleineren Porenradien) und Wachstum (Verschiebung der alten Kurven zu größeren Radien).
 - b) Kommt die Nukleation im Laufe der Verformung zum Erliegen, erfolgt schließlich die Kurvenverschiebung allein aufgrund des Porenwachstums.

- vi) In Abb. 4 ist die aus den Verteilungskurven (s. Abb. 3b) ermittelte Poren-Volumenkonzentration N_V (Zahl der Poren pro Volumeneinheit) als Funktion der (Belastungs-) Zeit t aufgetragen (Dreiecke). Offensichtlich können diese Daten durch die hier eingeführte und im weiteren verwendete Nukleationsfunktion

$$N(t) = N_f / \{ \exp [(t_N - t) / K_N] + 1 \} \quad (13)$$

gut wiedergegeben werden (ausgezogene Kurve). Für den gegebenen Fall ist $t_N = 4 \cdot 10^4$ sek, $K_N = 1,5 \cdot 10^4$ sek, $N_f = 2,8 \cdot 10^{14} \text{ m}^3$.

Für $t \gg t_N$ strebt N dem sogn. Sättigungswert N_f zu. Unter der Annahme, daß t_N und K_N temperaturunabhängige Konstanten sind, bestimmt $N_f(T)$ die Temperaturabhängigkeit der Porenbildung. Da letztere zweifellos ein thermisch aktivierter Vorgang ist, wird $N_f(T)$ der Form folgen

$$N_f \sim \exp (-U_p / RT),$$

wo U_p die Aktivierungsenergie der Porenbildung ist.

Außer der obigen Nukleationsfunktion wurden versuchsweise auch Potenzfunktionen der Form

$$N(t) = N_0 t^b, \quad (b < 1) \quad (14)$$

verwendet.

3.1.2 Schema der Analyse

Abb. 5 zeigt schematisch das zum weiteren Verständnis notwendige Prinzip der Analyse. Aus den experimentellen Verteilungsfunktionen $f(r,t)$ wird zunächst durch Integration (s. Gl. 1a) die Poren-Volumenkonzentration N_V und daraus die Rate \dot{N} ermittelt. Diese Daten geben Rückschlüsse über die Nukleationsfunktion, die zusammen mit dem Wachstumsmodell die Grundlagen sind zur Berechnung der Verteilungsfunktionen $f(r,t)$. Aus dem Vergleich der letzteren mit den experimentellen Funktionen werden

dann Rückschlüsse auf die Eingaben gezogen und diese u.U. entsprechend verändert, bis die Anpassung an die experimentellen Ergebnisse erreicht ist.

Als Nukleationsfunktionen wurden die Gleichungen (13) und (14) verwendet. Diese sind mit folgenden Wachstumsmodellen kombiniert worden: HULL and RIMMER (HR) /1/, HANCOCK (H) /56/, SPEIGHT and BEERE (SB) /55/, DYSON (D) /57/, BEERE and ROBERTS (BR) /58/, CHEN and ARGON (CA) /61/ und MARTINEZ and NIX (MN) /62/.

Die in den Rechnungen verwendeten Werte sind in der Tabelle 3 angeführt.

3.1.3 Berechnung der Porenverteilungsfunktionen

Einzelheiten der Analyse sowie deren Ergebnisse zeigt in übersichtlicher Form Tabelle 4. Dem Leser wird empfohlen, die nachstehenden Ausführungen anhand dieser Tabelle zu verfolgen. Die Analyse geschah in drei Stufen, von denen in Tabelle 4 die 2. und 3. (dort als 1. bzw. 2. Näherung bezeichnet) angeführt sind.

In der ersten Stufe erfolgte die Selektion der Wachstumsmodelle, d.h. aus den oben angeführten wurden jene eliminiert, welche unter sonst gleichen Voraussetzungen zu Ergebnissen führten, die mit Experimenten unvereinbar waren. Das BR- und das SB-Modell erwiesen sich als brauchbar. Die mittels dieser Modelle berechneten Verteilungskurven unterschieden sich voneinander wenig. Das BR-Modell, da es im Unterschied zum SB-Modell auch den Einfluß der plastischen Verformung berücksichtigt, ist folglich allgemeiner und wurde aus diesem Grund den weiteren Rechnungen (1. und 2. Näherung) als Wachstumsmodell zugrunde gelegt.

In der 1. Näherung wurde das BR-Modell (s. Gl. (10)) mit zwei Nukleationsfunktionen $N(t)$ kombiniert, nämlich mit den Gleichungen (13) und (14). Wie aus den Abb. 6 und Abb. 7 ersichtlich, führt die Potenzfunktion Gl. (14) nicht zu der experimentell beobachteten Kurvenverschiebung. Die Gl. (13) bewirkt im Unterschied dazu eine deutliche Verschiebung der Kurven-Maxima und für die längste Belastungszeit auch eine Verschiebung des r^0 -Wertes. Demzufolge liefert diese Nukleationsfunktion (Gl. (13)) eine bessere Be-

schreibung als Gl. (14), die YANG et al. /27/ ihrer Analyse zugrunde legten. Ferner zeigt der Vergleich, daß die Kurvenform für kurze Belastungszeiten schlecht beschrieben wird (s. Abb. 6 und Abb. 7; die berechneten Verteilungskurven sind asymmetrischer als die experimentellen). Der Versuch, die Übereinstimmung durch Berücksichtigung der Anisotropie der Nukleation (Einfluß der Korngrenz-Orientierung ϕ) mittels der Beziehung

$$r_c = 2\gamma/\sigma(\cos\phi)^2 \quad (15)$$

zu verbessern, blieb genauso erfolglos, wie die Einführung der Annahme, daß die Nukleationsrate vom kritischen Radius r_c auf die Weise abhängt, daß

$$\dot{N} \sim \exp[r_c(0)/r_c(\phi)]. \quad (16)$$

Darüberhinaus zeigt der Vergleich zwischen Rechnung und Messung, daß das BR-Wachstumsmodell etwas zu große Wachstumsraten liefert (s. weiter).

Die Abb. 8, 9 und 10 zeigen die zeitliche Entwicklung jener Größen, die zur Quantifizierung der Schädigung dienen, nämlich: des mittleren Porenradius, des mittleren Porenquerschnitts und des mittleren Porenvolumens. Vergleicht man die Rechenergebnisse mit den experimentellen Werten, so wird deutlich, daß das Ergebnis aus der 1. Näherung die Schädigungsentwicklung sehr unzulänglich beschreibt.

Die entscheidende Verbesserung war mit der Annahme zu bewirken, daß das Porenwachstum nicht an kritischen Keimen einer Größe r_c beginnt, sondern an Poren unterschiedlicher Größe, d.h., daß die Nukleation zu einer Verteilung von wachstumsfähigen Keimen führt. Das starke Indiz für diese Annahme ist, wie bereits angeführt (Abschnitt 3.1.1, Punkt iv), die Verteilungskurve 1 in Abb. 3a, die der Schädigung nach etwa 5% der Lebensdauer entspricht. Abgesehen davon ist kaum zu erwarten, daß in Materialien, deren Eigenschaften durch Inhomogenität und Anisotropie ausgezeichnet sind, sich Keime nur gleicher Größe bilden. Der eigentliche Mechanismus der Porenbildung ist immer noch ungeklärt und Meinungen darüber strittig. Neuerdings wird die Rolle der plastischen Verformung bei der Nukleation betont und die Porenbildung als ein kontinuierlicher, von lokalen Gegebenheiten ab-

hängiger Prozeß gesehen /44/; eine Vorstellung, der eine Porenradien-Verteilung ab initio naheliegen würde.

Für Rechnungen wurde die Keim-Radien-Verteilungsfunktion im Bereich von $r = 120$ nm bis $r = 600$ nm durch eine Gaußverteilung beschrieben. Der Mittelwert betrug $r = 160$ nm bei einer Standardabweichung von 80 nm. Mit Hilfe dieser Annahme wurden Verteilungskurven $f(r,t)$ berechnet, die formgleich waren mit den experimentellen Kurven. Allerdings war die gemäß dem BR-Modell berechnete Wachstumsrate größer als die aus dem Experiment abgeleitete. Zuzufolge Gl. (7) hängt die Wachstumsrate im BR-Modell außer vom Porenradius auch vom Porenabstand a ab. Wie eingangs betont, ist dieser einer direkten Bestimmung unzugänglich. Darum wird a in Rechnungen als ein variabler Parameter betrachtet, dessen Wert innerhalb gewisser Grenzen festgelegt ist. Dementsprechend variiert im gegebenen Fall der Nenner in Gl. (7) während der Lebensdauer innerhalb einer Größenordnung. Das Verhältnis der berechneten und experimentellen Wachstumsrate ergibt einen Faktor 3, der unabhängig ist von der Zeit und innerhalb der Variationsgrenzen des Nenners in Gl. (7) liegt.

Unter Berücksichtigung dieses Faktors zeigt Abb. 11 den endgültigen Vergleich der Verteilungsfunktionen $f(r,t)$. Die Übereinstimmung ist sehr zufriedenstellend. Allein die berechnete Kurve für die längste Belastungszeit weist weniger kleine Poren auf als die experimentelle Kurve. Dies beruht offensichtlich darauf, daß die Nukleationsrate \dot{N} in Wirklichkeit langsamer gegen Null konvergiert als im Modell angenommen (s. Gl. (14)).

Der Abb. 12 sind, neben einigen in Abb. 11 bereits angeführten Verteilungskurven, auch berechnete hinzugefügt, die den Satz der Verteilungskurven in Abb. 3a durch inter- und extrapolierte Kurven ergänzen sollen.

3.1.4 Die Schädigung

Wie eingangs erläutert, bezeichnen wir im gegebenen Zusammenhang als Schädigung die Tatsache, daß die "Last-Tragfähigkeit" des Werkstoffs im Laufe der Beanspruchung abnimmt. Die Ursache dafür ist die durch Porenbildung be-

dingte Schwächung des Probenquerschnitts. Als Maß für die Schädigung können sinnvollerweise jene Größen dienen, die aus der Schädigungsstruktur abgeleitet, nach Möglichkeit direkten Messungen zugänglich sind. Im vorliegenden Fall werden zwei solche Größen betrachtet, nämlich der Mittelwert der Porenquerschnitte $\pi \langle r^2 \rangle$ und der Mittelwert der Porenvolumen $(4/3) \pi \langle r^3 \rangle$. Während die erste Größe im Prinzip aus mikroskopischen Untersuchungen ermittelt werden kann, ist die zweite aus Dichtemessungen bestimmbar.

3.1.4.1 Die Entwicklung der Schädigung

In den Abb. 13 bis Abb. 15 werden die aus den experimentellen Verteilungskurven (s. Abb. 3a) ermittelten Größen: $\langle r \rangle$, $\pi \langle r^2 \rangle$ und $(4/3) \pi \langle r^3 \rangle$ mit den berechneten Zeitfunktionen dieser Werte verglichen (s. dazu Abb. 11 und Abb. 12). Die gute Übereinstimmung ist bedingt durch die Übereinstimmung der entsprechenden Verteilungskurven. Die Abb. 16 zeigt die zeitliche Entwicklung der Porenvolumenfraktion V_p . Möglicherweise nimmt die Rate, mit der V_p sich ändert, im Laufe der Zeit zu. Sie ist, wie aus dem extrapolierten (berechneten) Kurvenverlauf zu schließen ist, für $t \ll t_f$ zweifellos kleiner, als gegen Ende der Lebensdauer t_f . Dies ist im Einklang mit Ergebnissen von Rechnungen, die BOČEK und HÖFFMANN /69/ anhand eines phänomenologischen Schädigungsmodells (s. weiter unten) durchgeführt haben und wie dort auch gezeigt, wird dieser Befund durch Dichtemessungen an einer Vielzahl von verformten Metallen und Legierungen bestätigt. Demzufolge zeigt Abb. 11 gute Anknüpfung der Ergebnisse aus dem Bereich kleiner Schädigungen mit Ergebnissen an stark geschädigten Materialien.

3.1.4.2 Die Temperaturabhängigkeit der Schädigung

Die in jeder Hinsicht sehr aufwendige KWNS-Methode ist kaum geeignet für umfangreiche Messungen in einem breiten Parameterfeld, die notwendig sind, um z.B. charakteristische Kenngrößen der Schädigungsmechanismen (wie z.B. Aktivierungsenergien) zu ermitteln.

YANG et al. /27/ haben außer der Untersuchung bei 405 °C eine solche auch bei 455 °C durchgeführt. Allerdings fehlen Angaben über die entsprechenden Verteilungsfunktionen $f(r,t)$. Darum ist versucht worden, die Temperaturab-

hängigkeit der Schädigungsparameter zumindest in einem schmalen Temperaturintervall auf indirekte Weise zu ermitteln.

Die nachfolgenden Überlegungen beruhen auf einer Reihe von Annahmen:

- a) Die Schädigungsgrößen Q_p und V_p sind temperatur- und spannungsabhängig. Beide Annahmen sind bereits in den entsprechenden Nukleations- und Wachstumsmodellen verankert. Unabhängig von theoretischen Vorstellungen, gestützt durch zahlreiche Beobachtungen, stehen beide Größen in Beziehung zur Lebensdauer t_f , die bekannterweise abhängig ist von T und σ . Es ist darum naheliegend, die scheinbare (und nur solche Aktivierungsenergien sind Gegenstand dieser Betrachtungen) Aktivierungsenergie des Versagens U_f mit jenen aus $Q_p(T)$ und $V_p(T)$ ermittelten zu vergleichen. Erstere ist im Unterschied zu den letzteren aus Zeitstandversuchen ($t_f(T)$) einer experimentellen Ermittlung leicht zugänglich.
- b) Die Analyse der Schädigung in Kupfer hat ergeben, daß diffusionsgesteuerte Prozesse maßgebend sind für das Porenwachstum. Folglich wird angenommen, daß $Q_p(T)$ und $V_p(T)$ durch die Arrhenius-Funktion beschrieben werden, wo U_q und U_v die entsprechenden Aktivierungsenergien sind.
- c) Zur Berechnung der Verteilungskurven $f(r,t)$, aus denen die Schädigungsgrößen bestimmt werden, muß in die Wachstumsfunktion (Gl. (10)) die der jeweiligen Temperatur entsprechende Verformungsrate $\dot{\epsilon}$ eingesetzt werden. Dazu werden die zugehörigen Aktivierungsenergien U_c und U_p benötigt. Zwei U_p -Werte liegen vor für Kupfer (s. Tabelle 5). Der von YANG et al. /27/ angegebene beruht auf einer groben Schätzung. Der andere, wesentlich kleinere, von ROZENBERG et al. /12/ aus umfangreichen Messungen der Temperaturabhängigkeit der Porendichte ermittelte, ist zweifellos der Zuverlässigere. Wie bereits vermerkt, spielt die Verformung bei der Porenbildung möglicherweise eine entscheidende Rolle und darum haben wir im weiteren angenommen, daß $U_p = U_c$. Letztere wurde anhand der von YANG et al. /27/ angegebenen Kriechraten für $T = 405^\circ\text{C}$ und $T = 455^\circ\text{C}$ aus der Beziehung

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp(-U_c/RT)$$

zu 170 kJ/mol (s. Tabelle 5) berechnet; ein Wert, der um 10% größer ist als der U_p -Wert von ROZENBERG et al. /12/.

Einige dieser Schädigungsfunktionen $Q_p(t)$ und $V_p(t)$ sind für den Temperaturbereich von $355\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $455\text{ }^{\circ}\text{C}$ in den Abb. 17 und 18 wiedergegeben. Die daraus abgeleiteten Temperaturabhängigkeiten der Schädigungsgrößen sind für einige isochronale Schnitte in den Abb. 19 und 20 dargestellt. Aus diesen schließlich wurden die scheinbaren Aktivierungsenergien U_q und U_v ermittelt, welche in der Abb. 21 gegenüber den entsprechenden Schädigungswerten aufgetragen sind.

Die in der Abb. 21 dargestellten Zusammenhänge lassen zwei Bereiche erkennen. Im betrachteten Temperaturintervall sind die Aktivierungsenergien zunächst für kleine Schädigungswerte von der Schädigung unabhängig, steigen aber dann mit zunehmender Schädigung an. Der Wert der Aktivierungsenergien im ersten Bereich entspricht zahlenmäßig dem Eingabewert für $U_p = U_c = 170\text{ kJ/mol}$. Die Konstanz dieses Wertes bei kleinen Schädigungen läßt schließen, daß zunächst die Nukleation der geschwindigkeitsbestimmende Schädigungsmechanismus ist. Im Laufe der Verformung wird dieser dann im zweiten Bereich durch andere abgelöst. In diesem Bereich, wie aus den Abb. 17 und 18 zu entnehmen, verweilt das Material 90% der Lebensdauer. Über die Natur dieser Vorgänge gibt diese Untersuchung keine Aufschlüsse. Bemerkenswert in diesem Zusammenhang ist allerdings die Feststellung, daß die Aktivierungsenergie für die KG-Diffusion $U_{gb} = 110\text{ kJ/mol}$, die dem Wachstumsmodell mittels D_{gb} (s. Gl. (7)) eingegeben wird, weit unterhalb des in Abb. 21 aufgezeigten Bereichs der Aktivierungsenergien liegt und somit die KG-Diffusion - im gegebenen Fall - offensichtlich als möglicher geschwindigkeitsbestimmender Vorgang der Schädigung ausscheidet.

3.1.4.3 Die Spannungsabhängigkeit der Schädigung

Im weiteren wird untersucht, welche Beziehungen zwischen Spannung und Schädigung aus jenen Modellen folgen, die wir dieser Analyse zugrunde legten. Wie im Zusammenhang mit der Temperaturabhängigkeit der Schädigung vermerkt, bieten dafür die Experimente von YANG et al. /27/ keinerlei direkte Anhaltspunkte. Die Ergebnisse dieser Untersuchung wurden rechnerisch ermittelt. Im Unterschied zu den Rechnungen der Porenverteilungsfunktionen ist kein direkter Vergleich möglich zwischen berechneten und gemessenen Spannungsabhängigkeiten der Schädigung. Die Modellrechnungen können allenfalls für indirekte, auf weiteren Annahmen beruhende Vergleiche, herangezogen werden.

Zum Vorgehen folgende Erläuterungen:

- i) Den Rechnungen liegen zugrunde: die durch Gl. (13) beschriebene Nukleationsfunktion $N(t)$ und das BR-Wachstumsmodell /58/, wiedergegeben durch Gl. (10).
- ii) Zwei Fälle werden betrachtet, nämlich: $N(t)$ ist spannungsunabhängig, zum anderen wird die von ROZENBERG et al. /12/ experimentell an Kupfer und die von CANE und GREENWOOD an Eisen /14/ ermittelte Spannungsabhängigkeit der Nukleationsrate, nämlich $\dot{N} \sim \sigma^m$, mit $m = 2$ der Gl. (13) mittels $N_f(\sigma)$ einverleibt.
- iii) Wie in der Abb. 22 schematisch dargestellt, ist die Spannungsabhängigkeit des Porenwachstums gemäß Gl. (10) stark vom Spannungsbereich abhängig. Dies ist die Folge des Zusammenwirkens dreier Wachstumsmechanismen mit verschiedenen, durch die Gleichungen (7), (8) und (9) beschriebenen, Spannungsabhängigkeiten. In Gl. (8) und (9) wurde die Fließgleichung $\dot{\epsilon} \sim \sigma^n$ mit $n = 6$ verwendet.
- iv) Im untersuchten Spannungsbereich von 10 MPa bis 50 MPa wird die Porenwachstumsrate im wesentlichen durch Gl. (7) beschrieben und demzufolge, wie Rechnungen zeigten, ist \dot{r} von n sehr schwach abhängig.

In der Abb. 23a und Abb.23b ist die zeitliche Entwicklung der Schädigungsgröße Q_p für verschiedene Spannungen dargestellt. Die Ergebnisse unterscheiden sich in der Annahme der Spannungsabhängigkeit der Nukleation. Wird angenommen, daß $N(t)$ unabhängig ist von σ , so zeigt Abb. 23a in der Anfangsphase des Kriechens erwartungsgemäß einen von der Spannung unabhängigen $Q_p(t)$ -Verlauf. Die spannungsbedingte Auffächerung der $Q_p(t)$ -Kurven erfolgt offensichtlich am Ende der Nukleationsphase ($\dot{N} = 0$). Im Vergleich dazu bewirkt die spannungsabhängige Nukleation eine von Anfang an ausgeprägte Spannungsabhängigkeit von Q_p , die sich im Vergleich zum ersten Fall (Abb. 23a) in der Wachstumsphase noch verstärkt.

In den Abb. 24a und 24b sind die aus den $Q_p(t)_\sigma$ Funktionen abgeleiteten $Q_p(\sigma)_t$ Funktionen für einige "Zeitschnitte" wiedergegeben. Wie daraus ersichtlich,

folgt $Q_p(\sigma)$ im Bereich kleinerer Spannungen keinem "Potenzgesetz", kann aber für größere Spannungen durch ein solches näherungsweise beschrieben werden.

Wie den Abb. 25 und 26 zu entnehmen, gelten die qualitativ gleichen Feststellungen bezüglich der Spannungsabhängigkeit der Porenvolumenfraktion V_p . In der Diskussion werden wir auf die Spannungsabhängigkeit beider Schädigungsgrößen zurückgreifen.

3.2 Porenverteilungsfunktion für andere Materialien

Obwohl, wie den Tabellen 1 und 2 zu entnehmen ist, quantitative Studien der Kavitationsschädigung zahlreich sind, ist gemessen daran die Zahl der Untersuchungen der Porenverteilung gering. Neben Kupfer liegen noch Ergebnisse vor für alpha-Eisen /14/ und die austenitischen Stähle AISI 304 /38/ und AISI 347 /37/. Diese mittels REM durchgeführten Untersuchungen erfassen, wie Tabelle 6 zeigt, Porenverteilungen für erheblich größere Poren als für Kupfer, wo, bedingt durch die Beobachtungsmethode, Poren mit maximalen Radien von etwa 500 nm erfaßt wurden. Ein Bereich also, der die untere Grenze der REM Methode darstellt. Zum Vergleich sind die experimentellen Verteilungskurven dieser Materialien in gleicher Weise analysiert worden wie die von Kupfer. Hauptsächlich zwei Aspekte waren dabei von Interesse. Nämlich, zum einen die unterschiedlichen Beobachtungsbereiche (Porenradien), zum anderen die Materialunterschiede (einphasig/mehrphasig).

Die Untersuchungen an den oben angeführten Materialien erfolgten im Prinzip auf gleiche Weise. Die bei höheren Temperaturen gekrochenen Prüflinge wurden anschließend bei tiefer Temperatur zu Bruch gebracht. Die Porenabdrucke in den interkristallinen Bruchflächen wurden im REM Verfahren sichtbar gemacht, deren Größe und Zahl bestimmt und daraus die Verteilungskurven gewonnen. Die Belastungsbedingungen sowie die aus den Porenverteilungskurven ermittelten Größen sind in der Tabelle 6 aufgelistet.

Die hier vorgenommene Analyse dieser experimentellen Verteilungskurven bestand zum einen darin, diese, wie bereits beschrieben, mit Hilfe von Modellen nachzubilden und zum anderen, die Schädigungsentwicklung für verschiedene Materialien zu vergleichen.

Bei der Auswahl des Wachstumsmechanismus kam ein Verfahren zur Anwendung, welches, da sehr hilfreich und anschaulich, im Folgenden kurz beschrieben wird. Aus den Verteilungskurven wurde zunächst die mittlere Porenwachstumsrate $\langle \dot{r} \rangle$ bestimmt und diese als "Referenzpunkt" im $\langle \dot{r} \rangle$ vers. σ -Diagramm fixiert. In dieses Diagramm wurden ebenfalls die aus den Wachstumsmodellen (ohne jegliche Korrekturen) berechneten Porenwachstumsraten \dot{r} für einige Spannungswerte σ eingetragen. Die Lage der Verbindungslinien dieser Werte bezüglich des "Referenzpunktes" sowie deren Verlauf ermöglichen eine Vorauswahl der entsprechenden Mechanismen. So zeigt z.B. Abb. 30 a, daß für Kupfer der SB- und BR-Mechanismus dem "Referenzpunkt" am nächsten kommt. Da darüberhinaus beide Mechanismen im betrachteten Spannungsintervall die gleiche Spannungsabhängigkeit aufweisen, ist die Entscheidung in diesem Fall unproblematisch. Anders bei kreuzenden Linien (s. Abb. 30c); denn die Übereinstimmung für einen Spannungswert ist im allgemeinen zur Festlegung des Mechanismus unzureichend. Erst Vergleiche funktioneller Zusammenhänge (hier $\dot{r}(\sigma)$) können die Wahl entscheidend verbessern, was allerdings eine entsprechende experimentelle Datenbasis voraussetzt.

i) α -Eisen /14/ (s. Tabelle 6)

In der Abb. 27 sind die experimentellen Verteilungskurven (weiterhin werden diese durch Dreiecke gekennzeichnet) zusammen mit den berechneten (Linien) für drei Belastungszeiten wiedergegeben. Aus der Abb. 30b entnimmt man, daß keines der hier verwendeten Wachstumsmodelle die beobachtete mittlere Porenwachstumsrate auch nur größenordnungsmäßig zu beschreiben vermag. Vier Modelle sind dem "Referenzpunkt" am nächsten gelegen. Die Berechnungen der Verteilungskurven erfolgte mittels des BR-Modells. Wie der Tabelle 10 entnommen werden kann, ist im gegebenen Fall, im Unterschied zu Kupfer, keine Sättigungstendenz der Nukleation zu erkennen. Als Nukleationsfunktion wurde darum die empirische, von CANE und GREENWOOD /14/ verwendete $N(t)$ -Beziehung in Form eines Polynoms den Rechnungen zugrundegelegt. Die berechneten Verteilungskurven wurden, ähnlich wie im Fall des Kupfers, an die experimentellen Kurven mittels eines "Korrekturfaktors" w so angepaßt, daß eine bestmögliche Übereinstimmung zunächst der Lagen der Maxima und im weiteren der Kurvenformen erreicht wird. Im Unterschied zu Kupfer,

wo eine "Korrektur" der Wachstumsrate eine weitgehende Übereinstimmung der $f(r,t)$ -Kurven bewirkte, war dieses Vorgehen bei den anderen Materialien erfolglos. Offensichtlich sind in diesen Fällen beide Modelle (Nukleation und Wachstum) "korrekturbedürftig". Wie Rechnungen gezeigt haben, sind diese "Modellkorrekturen" gekoppelt, d.h. die gewünschte Anpassung der $f(r,t)$ -Kurven können nicht durch voneinander unabhängige Korrekturen der Mechanismen erreicht werden.

ii) AISI 304 (s. Tabelle 7)

Bemerkenswert an den in Abb. 28 dargestellten Verteilungskurven ist der Umstand, daß im Unterschied zu den anderen Materialien das Maximum der letzten Verteilungskurve (Abb. 28d) gegenüber dem der vorletzten zu kleineren Radien verschoben ist. Offensichtlich ist dies ein Hinweis darauf, daß im Laufe der Verformung ein weiterer Nukleationsprozeß abläuft, der, wie im Fall des α -Eisens (und im Unterschied zu Kupfer), die Zahl der Poren stetig zunehmen läßt. Diese hier atypische Kurvenverschiebung bewirkt, daß die aus den experimentellen $f(r,t)$ -Kurven ermittelten mittleren Porenwachstumsraten innerhalb eines Intervalls liegen. Darum erscheint in der Abb. 30c anstatt des "Referenzpunktes" eine "Referenzstrecke", deren Position bezüglich der "Modelllinien" nun Hinweis gibt auf das zu wählende Wachstumsmodell. Im Vergleich zum α -Eisen, liegen alle Modellwerte für AISI 304 in einem relativ engeren \dot{r} -Bereich. Die Rechnung der $f(r,t)$ -Kurven erfolgte unter Zugrundelegung des D-Modells und der durch Gl. (13) beschriebenen Nukleationsfunktion. Letztere scheint im Widerspruch zu stehen zum Nukleationsverlauf. Wie Rechnungen bewiesen, ist jedoch, da Gl. (13) im Gegensatz zu Gl. (14), den $N(t)$ -Verlauf bei kleinen Zeiten im Ansatz offensichtlich richtig beschreibt, die Anwendung der Gl. (13) für diesen Fall (und andere ähnliche z.B. auch für AISI 347) gerechtfertigt. Die für die Rechnungen verwendeten Werte sind in der Tabelle 7 und die aus den experimentellen Verteilungskurven ermittelten Schädigungsgrößen in der Tabelle 11 angeführt.

iii) AISI_347 (s. Tabelle 8)

Die in Abb. 29 dargestellten Verteilungskurven zeigen im Gegensatz zu den vorangehenden (AISI 304) ein normales Verhalten. Zwar nimmt die Zahl der Poren während der Verformung stetig zu, aber offensichtlich ohne die Mitwirkung zusätzlicher Nukleationsmechanismen. Der Abb. 30d zufolge gehorcht die Porenwachstumsrate am ehesten dem BR-Modell. Dieses zusammen mit der Nukleationsfunktion Gl. (13) wurde der Berechnung der $f(r,t)$ -Kurven zugrundegelegt. Die Werte der dabei verwendeten Größen sind in der Tab. 8 aufgelistet; die gemessenen Schädigungsgrößen zeigt Tab. 12.

4. Diskussion

Dem in Abb. 5 schematisierten Analysenablauf folgend, beinhaltet diese Untersuchung zwei Schlüsselprobleme, nämlich zum einen die modellmäßige Beschreibung der Schädigungsentwicklung und zum anderen die Verbindung der mikroskopischen Schädigungstheorien mit phänomenologischen Modellen. Dementsprechend werden im ersten Teil der Diskussion jene Erkenntnisse, die für das Verständnis der Vorgänge als gewichtig befunden, abschließend erläutert. Im zweiten Teil wird der Bezug hergestellt zur Phänomenologie, indem die Ergebnisse dieser Analyse verglichen werden mit dem sog. A-Modell.

4.1 Die Schädigungsmodellierung

Sieben mikrophysikalische Wachstumsmodelle und zwei phänomenologische Nukleationsfunktionen waren einbezogen in die Berechnung von Porenverteilungsfunktionen. Die Beurteilung dieser Modelle bzw. Funktionen erfolgte anhand des Vergleichs zwischen experimentellen und berechneten $f(r,t)$ -Kurven. Vier Materialien unterschiedlicher Komposition waren Gegenstand der Untersuchung. Die Ergebnisse daraus wurden im vorangehenden Kapitel eingehend beschrieben. Die nachfolgenden Bemerkungen hingegen sind zusammenfassender Art und geschehen in der Absicht, die wesentlichen Erkenntnisse dieser Analyse hervorzuheben.

Diese betreffen vor allem den Nukleationsvorgang und zwar die folgenden Gesichtspunkte:

- 1) Die Existenz einer Porenverteilung von Anbeginn der Schädigung.
- 2) Die Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Nukleationsrate.
- 3) Die material- und verformungsspezifischen Merkmale der Nukleation.

Die Analyse der Wachstumsmodelle erbrachte keine grundlegend neuen Erkenntnisse. In den meisten Fällen konnten die berechneten $f(r,t)$ -Kurven anhand des originären Wachstumsmodells von Hull und Rimmer (HR) an die experimentellen Kurven angepaßt werden. Das SB- und das BR-Modell bewährten sich als "Korrekturen" des HR-Modells. Das D-Modell fand Anwendung alleine beim AISI 304. Das diffusionslose, allein auf dem plastischen Fließen beruhende H-Modell, erwies sich für die gegebenen Fälle als unbrauchbar. Das CA- und MN-Modell lieferte brauchbare Ergebnisse, allerdings unter Anpassung von frei wählbaren Parametern, deren Grenzwerte schlecht zu schätzen sind. Darum ist letztlich auf die "überschaubareren" Modelle zurückgegriffen worden.

4.1.1 Erkenntnisse über die Nukleation

Wie oben bereits angeführt, neue Erkenntnisse, bedeutsam für den Kavitations-Schädigungsmechanismus, hat diese Untersuchung im Hinblick auf den Nukleationsvorgang erbracht. Im Folgenden werden wir diese, in der oben gewählten Reihenfolge, erläutern.

ad 1) Den experimentellen Untersuchungen von YANG et al. an Kupfer /27/ ist zu entnehmen, daß bereits für die kürzeste Belastungszeit $x=.05$ eine Schädigung vorliegt, bestehend aus Poren mit unterschiedlichen Radien. Zur gleichen Feststellung führen symmetrische Spannungswechselversuche an Kupfer von PAGE et al. /25/, durchgeführt bei der gleichen Temperatur (405°C) wie die Kriechversuche von YANG et al. Die mittels der KWNS Methode gewonnenen Porenverteilungskurven für die wechselverformten Proben sind in der Abb. 31a wiedergegeben; zum Vergleich zeigt Abb. 31b die $f(r,t)$ -Kurven für das kriechbeanspruchte Kupfer /27/ (s. Abb. 3). Die erste Verteilungskurve in Abb. 31a entspricht der Belastungszeit $x=.002$ und sie erstreckt sich, bei einer Belastungszeit, die um den Faktor .04 kleiner ist als die kürzeste im Kriechversuch, dennoch über einen Radienbereich von 10mm bis 70mm. Dieser ist, bezogen auf den Abschneideradius r^0 , trotz wesentlich kürzerer Belastungszeit, doppelt so breit wie jener für einsinnig beanspruchte Proben.

Auch konnte anhand von Rechnungen demonstriert werden, daß berechnete Verteilungskurven mit experimentellen dann vergleichbar waren, wenn eine Porenverteilung ab initio (Nukleationsverteilung) vorausgesetzt wurde. Vermutlich, wie Analysen experimenteller $f(r,t)$ -Kurven für AISI 304 zu entnehmen ist, sind Nukleationsverteilungen u.U. zeitabhängig, d.h. Poren die zunächst nukleieren, können eine andere Nukleationsverteilung aufweisen, als jene, die später nukleieren. Dies würde darauf hindeuten, daß der Nukleationsvorgang auch vom Schädigungszustand abhängt.

ad 2) Die Herleitung der Spannungsabhängigkeit der Lebensdauer $t_f(\sigma)$ ist ein Schlüsselproblem aller mikrophysikalischen Schädigungstheorien. Wie an anderer Stelle geschildert (s. Abschnitt 2.1.2), hat dieses Problem die Entwicklung von Wachstumsmodellen vorangetrieben. Überlegungen, wonach bei unzureichender Diffusion (sog. behindertes Wachstum) die plastische Deformation der Körner das Porenwachstum erst ermöglicht, führten, im Unterschied zu den Diffusionsmodellen, zu Spannungsabhängigkeiten der Lebensdauer in der Form $t_f \sim \sigma^{-n_f}$, mit n_f -Werten, die etwa jenen aus Zeitstandversuchen entsprachen. Vom analytischen Standpunkt gesehen, wird dieser Umstand durch die Spannungsabhängigkeit der Fließrate bewirkt. Allen diesen Überlegungen gemeinsam ist die Annahme, daß die Lebensdauer ausschließlich durch das Porenwachstum bestimmt wird. Im allgemeinen, wie im weiteren noch gezeigt wird, trifft diese Annahme sicherlich nicht zu. Vielmehr wird die Lebensdauer durch den "Schädigungszustand", d.h. durch die Zahl der Poren (Nukleation) und deren Größe (Wachstum) festgelegt.

Eine für den Schädigungszustand maßgebende Schädigungsgröße ist z.B. der Gesamtporenquerschnitt pro Volumeneinheit Q_p bzw. die Porenvolumenfraktion V_p . Die zeitliche Entwicklung dieser Größen ist, für verschiedene Spannungen in den Abb. 23 und 25 dargestellt. Die Abbildungen a und b unterscheiden sich jeweils in der Spannungsabhängigkeit der Nukleation. Während in den Abbildungen 23a und 25a die Nukleationsrate \dot{N} als spannungsunabhängig angenommen wurde, und demzufolge die Spannungsabhängigkeit von Q_p sowie V_p gänzlich durch die im Wachstumsmodell verankerte Spannungsabhängigkeit bestimmt wird, zeigen im Vergleich dazu die Abb. 23b und 25b die Entwicklung dieser Größen für den Fall einer spannungsabhängigen

Nukleationsrate. Unter der Annahme, daß eine von den Versuchsbedingungen unabhängige sog. kritische Schädigung (s. Ausführungen zum A-Modell in Abschnitt 4.2.1) für das Versagen maßgebend ist, wurden in den oben angeführten Abbildungen zur Zeitachse parallele Geraden gezogen, in dem diese die experimentelle $Q_p(t)$ - bzw. $V_p(t)$ -Kurve ($\sigma = 27.6$ MPa) im Versagenszeitpunkt $t_f = 2 \cdot 10^5$ s schneiden und damit auf der Ordinate die kritischen Schädigungswerte Q_p^* bzw. V_p^* festlegen. Dementsprechend sind durch die Schnittpunkte dieser Geraden mit den (für andere Spannungen) berechneten $Q_p(t)$ - bzw. $V_p(t)$ -Kurven die Standzeiten $t_f(\sigma)$ festgelegt. Diese Zeitstandwerte sind zusammen mit gemessenen Werten /75/ in der Abb. 32 wiedergegeben. Im Unterschied zu jenen Zeitstandwerten, die allein mit der Spannungsabhängigkeit des Porenwachstums berechnet wurden, und darum erwartungsgemäß eine relativ schwache Spannungsabhängigkeit aufweisen ($n_f \approx 2$), fügen sich die anderen Werte, welche darüberhinaus die Spannungsabhängigkeit der Nukleationsrate berücksichtigen, sehr gut in die experimentelle Zeitstandlinie ($n_f \approx 5$).

Zu folgern ist daraus, daß zum einen die Annahme einer kritischen Schädigung gerechtfertigt ist, und zum anderen, daß die Spannungsabhängigkeit der Lebensdauer durch die Spannungsabhängigkeit des Nukleations- und des Wachstumsmechanismus bestimmt wird.

ad 3) Ein Blick in die Tabellen 9-12 (beachte die zeitliche Entwicklung der N_q - bzw. der N_v -Werte) läßt vermuten, daß der Nukleationsverlauf abhängt von der Materialbeschaffenheit. Kupfer z.B. zeigt im Unterschied zu den anderen Materialien eine im Verlauf der Verformung abnehmende Nukleationsrate. Wie bereits erläutert, nimmt im AISI 304 gegen Ende der Lebensdauer die Nukleationsaktivität sogar erneut zu. Rückschlüsse auf einen Zusammenhang zwischen Nukleation und Materialbeschaffenheit können aus dieser Untersuchung jedoch nicht gezogen werden.

Zweifellos eindeutiger wird die Nukleation durch die Verformungsart beeinflusst. Ein Vergleich der in Abb. 31 wiedergegebenen Porenverteilungskurven von wechselverformten /22/ und gekrochenen Kupferproben /27/ (beachte die Skalen der N-Werte) zeigt, daß die Zahl der Poren- zu vergleichbaren Zeiten und im vergleichbaren Spannungsbereich - in wechselverformten Proben 10^4 -fach größer ist als in einsinnig verformten Proben.

Weitere Erkenntnisse über Kavitationsschädigung in wechselverformtem Kupfer liefert die bereits zitierte Untersuchung von PAGE et al. /25/. Kupferproben wurden lastsymmetrisch (Spannungsamplitude = 34 MPa) bei verschiedenen Temperaturen mit einer Frequenz von 17 Hz im Zug/Druck zyklert. Die Kavitationsschädigung wurde im KWNS Verfahren und auch mittels des Hochspannungs-TEM Verfahrens untersucht.

Vom Standpunkt dieser Betrachtung beruht das wesentlichste Ergebnis der Untersuchung in der Feststellung, daß die Temperaturabhängigkeit der Nukleationsrate in wechselverformten Proben nicht vergleichbar ist mit jener für einsinnig verformte Kupferproben. Im ersten Fall, bei einer Temperaturänderung um etwa 160°C ändert sich die Nukleationsrate etwa um den Faktor 3. Hingegen in einsinnig beanspruchten Proben führt eine Änderung der Versuchstemperatur um 50°C - bei sonst unveränderten Bedingungen - zu einer Änderung der Nukleationsrate um mehrere Größenordnungen. Der Grund dafür ist offensichtlich folgender: Bei einsinniger Verformung ist die Zahl der durch die plastische Verformung gebildete Leerstellen etwa größenordnungsmäßig gleich der Zahl der Leerstellen im thermodynamischen Gleichgewicht. Folglich, da die Nukleationsrate von der Leerstellenkonzentration abhängt, wird diese stark von der Temperatur beeinflusst. Ist hingegen die lokale Konzentration der verformungsbedingten Leerstellen bei Wechselverformung größenordnungsmäßig höher als die Gleichgewichtskonzentration (s. dazu /79 /) ist eine, im Vergleich zu thermischen Leerstellen, starke Temperaturabhängigkeit der Nukleationsrate nicht zu erwarten.

4.2 Beziehung zur Phänomenologie

Zur Auslegung von Bau- und Konstruktionsteilen werden u.a. Methoden zur Lebensdauervorhersage benötigt. Zu diesem Zweck werden Modelle entwickelt, in denen die Kriechschädigung, wenn überhaupt, meist formal eingeführt, nur implizit als Funktion makroskopisch meßbarer Größen wie Spannung, Dehnung, Standzeit u.ä. auftritt. Dies ist in der Sache begründet. Im Unterschied dazu erfolgt die Behandlung der Bruchphänomene mittels mikroskopischer Schädigungsmodelle, wenngleich deren Übertragbarkeit in die Praxis besonderer Vorsicht bedarf.

Das Problem der Kriechschädigung ist in praktischer Anwendung vielschichtig. Je nach Auslegungsvorgaben kann Kriechschädigung verschiedene Bedeutung haben. Wird als Versagenskriterium z.B. eine Dehngrenze vorgegeben, so ist offensichtlich der physikalische Inhalt der "Schädigung" ein anderer als im Fall der Auslegung auf Standzeit. Einen Überblick dieser Problematik hat anfangs der 60er Jahre TAIRA /63/ gegeben. Mit der Zeit nahm das Interesse an der Lebensdauerprognostik stark zu. Die Methoden reichen gegenwärtig von physikalisch unbetonten, allein mathematischen Modellen, über phänomenologische bis hin zu Ansätzen von deduktiven mikrophysikalischen Theorien.

Wie eingangs erwähnt, besteht eine deduktive Theorie des Materialversagens aus dem Entwicklungsgesetz der Schädigung und dem Versagenskriterium. Für standardisierte Belastungsbedingungen kann die Lebensdauer t_f alleine anhand eines Versagenskriteriums bestimmt werden; so wird dieses z.B. für den konventionellen Zeitstandversuch durch die Beziehung ausgedrückt $t_f = t_f(\sigma, T)$, wo $t_f(\sigma, T)$ die bei σ, T gemessene Standzeit ist. Wird allerdings ein solcher Versuch unterbrochen und bei gleichen (oder veränderten) Belastungsbedingungen wieder aufgenommen, so bedarf die Ermittlung von t_f zusätzlicher Annahmen, z.B. über die Schädigungsakkumulation (Entwicklungsgesetz).

Im Folgenden werden Ergebnisse der vorangehenden Analyse mit Aussagen eines phänomenologischen sogn. A-Modells konfrontiert.

4.2.1 Das A-Modell

Den Kern dieses Modells /64/, /65/, /66/ bildet die sehr allgemeine Annahme, daß die Schädigungsrate \dot{A} der (zunächst mikrophysikalisch nicht-spezifizierten) Schädigung A proportional ist und, daß beide mittels der sogn. Lebensdauerfunktion τ durch die Beziehung verknüpft sind

$$\dot{A} = A/\tau \geq 0 \quad (17a)$$

bzw., daß gilt

$$dA/A = dt/\tau \geq 0 \quad (17b)$$

Die Lebensdauerfunktion hängt ab von der Spannung, Temperatur, ferner beinhaltet sie die Belastungsbedingungen und ist somit im allgemeinen auch eine Funktion der Zeit. Ist τ bekannt, liefert die Integration obiger Gleichung die von den Belastungsbedingungen abhängige Schädigungsfunktion $A(t)$. Bezeichnet $\tau(\sigma, T, t)$

den Wert der Funktion $\tau[\sigma(t), T(t)]$ zum Zeitpunkt t , so ist $\tau(\sigma, T, t) = t_f(\sigma, T)$, d.h. der Wert der Funktion ist gleich der Standzeit zum Zeitpunkt t . Folglich ist die rechte Seite der Gl.(17b) der "Lebensanteil" der zum Zeitpunkt t im Zeitintervall dt verbraucht wird. Darum ist naheliegend, in diesem Fall das Versagenskriterium durch die Bedingung festzulegen

$$\ln A^*/A_0 = \int_{t=0}^{t=t_f^*} dt/\tau = 1 \quad (18)$$

wo A^* die sog. kritische Schädigung und t_f^* die ihr zugeordnete Zeit ist; für praktische Rechnungen wird diese in der Regel der unbekanntenen Lebensdauer gleichgesetzt. Die Anfangsschädigung muß die Bedingung erfüllen $A_0 > 0$. Diesem Modell zufolge wächst die Schädigung exponentiell mit der Zeit, wobei A allerdings nur um weniger als das Dreifache zunimmt. Dies unterscheidet das A-Modell grundsätzlich von anderen, z.B. auch von dem häufig verwendeten Schädigungsmodell von KACHANOW /67/. Gleichung (18) ist die integrale Form der sog. Lebensanteilregel (LAR). In diesem Zusammenhang wird in der Literatur mißverständlich eine Arbeit von ROBINSON /68/ mit der LAR in Verbindung gebracht. BOČEK /65/ hat, unseres Wissens, erstmals eine rigorose Definition der LAR gegeben und deren Anwendbarkeit für Lebensdauervorhersagen diskutiert /66/ (s. dazu auch /76/).

Spezifiziert man die Schädigung A in Gl.(17a) als die Kavitationsschädigung, so kann als Schädigungsgröße z.B. die Flächendichte der Poren

$$A = (\overline{r^2}/\overline{a^2}) \quad (19)$$

definiert werden, wo $\overline{r^2}$, $\overline{a^2}$ die arithmetischen Mittelwerte der Quadrate der Porenradien bzw. der halben Porenabstände sind.

Mit diesem zunächst formalen Schritt wird allerdings die "Physikalisierung" des ursprünglich physikalisch nicht-spezifizierten Modells eingeleitet. Die linke Seite der Schädigungsgleichung (17a) beschreibt nun bestimmte Prozesse, deren Ablauf nicht unbedingt im Einklang steht mit der rechten Seite der Schädigungsgleichung. So folgt aus dem phänomenologischen Modell (Gl.(17a)), daß das Verhältnis der Schädigungswerte $A^*/A_0 = 2.72$ d.h. unabhängig von den Belastungsbedingungen stets den gleichen Wert hat. Spezifiziert man jedoch A mit der Kavitationsschädigung, so ist nun

$$A^*/A_0 = (\overline{r^{*2}}/\overline{r_0^2})(\overline{a_0^2}/\overline{a^{*2}}) \geq 2.72 \quad (20)$$

Dem physikalischen Verständnis zufolge gilt $\overline{a_0^2} = \overline{a^{*2}}$ nur dann, wenn im Zeitraum von t_0 bis t_f^* die Nukleationsrate $\dot{N} = 0$, d.h. wenn die Porenzahl N_V während der Lebensdauer konstant geblieben ist. Ist dem nicht so, als Beispiel sei der Fall des Kupfers angeführt, dann bewirkt die Nukleation, daß $\overline{a_0^2} > \overline{a^{*2}}$. Im Hinblick auf Gl. (20) ergeben sich nun zwei Möglichkeiten: bei Gleichheit muß sich die Porenwachstumsrate entsprechend $a(t)$ adjustieren, oder es gilt die Ungleichheit, d.h. es gilt dann, mit Einschluß des ersten Falls,

$$A^*/A_0 \geq 2.72 \quad (21)$$

Ein a priori Grund für den ersten Fall ist nicht einzusehen. Wir halten dennoch an Gl.(21) fest und benutzen das Gleichheitszeichen für den "nukleationslosen" Fall. In Zusammenfassung: Im Fall abgeschlossener Nukleation, d.h. in Praxis, wenn die Nukleationszeit größenordnungsmäßig kleiner ist als die Lebensdauer, hat das Schädigungsverhältnis den unteren Grenzwert 2.72. Theoretisch, falls A_0 beliebig klein (aber endlich) ist, ist A^*/A_0 nach oben hin unbegrenzt. Aus makroskopischen Untersuchungen, d.h. aus der LAR (rechter Teil der Gl. (18)) sind keine Rückschlüsse zu ziehen auf Schädigungsprozesse. Aus der LAR kann höchstens geschlossen werden, ob während der Lebensdauer im Werkstoff eventuell Vorgänge abliefen, die in der Lebensdauerfunktion τ unberücksichtigt, zur Verlängerung ($A^*/A_0 > 2.72$) oder zur Verkürzung ($A^*/A_0 < 2.72$) der Lebensdauer führten (z.B. in τ unberücksichtigte Gefügeänderung). Allein Untersuchungen der zeitlichen Entwicklung der Schädigung werden Aufschluß geben, ob die Modellgleichung (17a) die Schädigungsprozesse angemessen beschreibt. In diesem Zusammenhang haben BOČEK und HOFFMANN /69/ anhand des A-Modells Dichteänderungen während des Kriechens berechnet und die Ergebnisse mit solchen aus Messungen an Metallen und Legierungen verglichen. Die Meßdaten (die meisten aus dem Bereich großer Schädigungen) konnten im Rahmen plausibler A_0 -Werte mit dem A-Modell in Einklang gebracht werden.

Die Ergebnisse dieser Arbeit über Untersuchungen der Schädigungsentwicklung in Cu, alpha-Fe, AISI 304 und AISI 347 erlauben das A-Modell einem direkten Vergleich mit dem Experiment zu unterziehen.

4.2.2 Vergleich mit Experimenten

Für einen Kriechversuch ist $\tau = t_f(\sigma, T) = t_f f(t)$ und somit folgt aus Gl. (17b) für die Schädigungsfunktion

$$A(t)/A_0 = \exp x \quad (22)$$

wo $x = t/t_f$ die auf die Lebensdauer normierte "Zeit" ist.

Die Schädigung A , definiert als die Flächendichte der Poren in Korngrenzen, kann auf verschiedene Weise ermittelt werden. Die zuverlässigste, weil direkte, aber selten anwendbare Methode ist die Messung des Schädigungswertes A in interkristallinen Bruchflächen. In der Regel wird A jedoch aus anderen Schädigungsgrößen berechnet. So z.B. folgt aus Dichtemessungen

$$A \approx (3/4) V_p d \langle r^2 \rangle / \langle r^3 \rangle ,$$

d.h. um A zu berechnen, müssen außer der gemessenen Porenvolumenfraktion V_p und dem Korndurchmesser d die entsprechenden Radienmittelwerte (ermittelt aus, von V_p unabhängigen, Messungen) bekannt sein. Ist Q_p die gemessene Schädigungsgröße, so ist, da $Q_p = N_v \pi \langle r^2 \rangle$ und $V_p = N_v (4/3) \pi \langle r^3 \rangle$

$$A \approx Q_p d ,$$

wobei in beiden Beziehungen Geometriefaktoren der Kornstruktur eingehen.

In der Abb. 33 sind, für die hier untersuchten Materialien, die aus Experimenten berechneten Schädigungswerte A gegenüber x aufgetragen. Wie ersichtlich, wird, mit Ausnahme von AISI 347, wo A proportional ist zu $\exp x$, die Schädigungsentwicklung nicht durch die Beziehung (22) beschrieben. Die für $x=1$ (Versagen) extrapolierten A -Werte liegen (bis auf Kupfer) in einem relativ schmalen Schädigungsbereich von $2 \cdot 10^{-2}$ bis $7 \cdot 10^{-2}$, was auf die Existenz einer kritischen Schädigung A^x hindeutet.

Abb. 34 verdeutlicht die Schädigungsentwicklung in verschiedenen Materialien.

Aus Abb. 34 ist ersichtlich, daß auch die Schädigungsentwicklung im wechselverformten Kupfer nicht dem durch das A-Modell hervorgesagten Verlauf (s. Gl. (22)) folgt. Ausgenommen den Stahl AISI 347, zeigen alle anderen hier untersuchten Materialien einen gegenüber dem Modell kleineren Schädigungszuwachs. Dies bedeutet, daß die Annahme $\dot{A} \sim A$, die der Modellgleichung (17a) zugrunde liegt, nicht zutrifft. Für Kupfer kann der Zusammenhang zwischen der Schädigungsrate \dot{A} und der Schädigung A anhand von Abb. 17 grob eingesehen werden. Die Multiplikation der Ordinatenwerte mit dem Korndurchmesser d verwandelt die $Q_p(t)$ -Linien in $A(t)$ -Linien. Die aus den Messungen berechnete Linie für 405°C kann etwa durch eine Gerade der Neigung 1 angenähert werden, d.h. die Schädigungsrate \dot{A} ist demzufolge konstant, unabhängig von der Zeit.

Trägt man, wie in Abb. 35 geschehen, die A-Werte für kriechbelastetes (Tabelle 9) und wechselverformtes (Abb. 34) Kupfer gegenüber x doppellogarithmisch auf, liegen die A-Werte annähernd auf parallelen Geraden der Neigung ≈ 1 . Demzufolge ist die Schädigungsentwicklung für beide Verformungsarten die gleiche, obwohl die Schädigungsbereiche (bedingt durch die große Nukleationsrate in wechselverformten Proben) sich um Größenordnungen unterscheiden.

Daraus ist zu schließen, daß zumindest für Kupfer das A-Modell unzutreffend ist. Aufgrund des oben erläuterten empirischen Befundes, muß die Modellgleichung (17a) modifiziert werden, nämlich auf die Weise, daß gilt

$$\dot{A} = \text{const.} / \tau \neq f(x) . \quad (23)$$

Daraus folgt für Gl. (19) die Beziehung

$$\dot{A} = A(\bar{r} / \bar{r} - \bar{a} / \bar{a}) = \text{const.} \quad (24a)$$

bzw.

$$A = \text{const.} / (\bar{r} / \bar{r} - \bar{a} / \bar{a}) . \quad (24b)$$

Für das ursprüngliche A-Modell hingegen gilt in Analogie zu Gl. (24b)

$$\dot{\bar{r}} / \bar{r} = \text{const.} + \dot{\bar{a}} / \bar{a} . \quad (24c)$$

Diese Beziehungen verdeutlichen den hier wiederholt betonten Umstand, daß die Schädigungsentwicklung beide Prozesse beinhaltet, die Nukleation ($\dot{\bar{a}} / \bar{a}$) und das Wachstum ($\dot{\bar{r}} / \bar{r}$) der Poren. Die Schädigungsmodelle müssen letztlich die Kopplung dieser Vorgänge (s. Gl. (24b und 24c)) richtig beschreiben.

Im Zusammenhang mit Gl. (24b) können für Kupfer folgende, aus Messungen abgeleitete Feststellungen getroffen werden:

- i) Die Schädigungsanteile der Nukleation und des Wachstums sind annähernd gleich, so ist für typische Werte $\langle \dot{r} \rangle / \langle r \rangle = 2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ und $|\langle \dot{a} \rangle| / \langle a \rangle = -6 \cdot 10^{-6} \text{ s}$. Ähnliche Verhältnisse gelten für die anderen, hier analysierten, Materialien. Allerdings, im Unterschied zu Kupfer, in dem die Nukleation für $t > t_N$ abklingt, erfolgt in den anderen Materialien Nukleation während der gesamten Lebensdauer.
- ii) Der Abb. 13 entnimmt man, daß der Mittelwert der Porenradien $\langle r \rangle$ nach etwa 10% der Lebensdauer ungefähr zeitlinear zunimmt und folglich der Mittelwert der Porenwachstumsrate $\langle \dot{r} \rangle$ konstant, unabhängig von der Zeit ist. Demzufolge ist

$$\langle \dot{r} \rangle / \langle r \rangle \sim 1/x . \quad (25a)$$

- iii) Aus der Abb. 4 können folgende Feststellungen getroffen werden:

$$\text{Für } t \left\{ \begin{array}{l} < t_N: \langle a \rangle \text{ nimmt stark mit } x \text{ ab, entsprechend wächst } |\langle \dot{a} \rangle| \text{ mit } x \\ > t_N: \langle a \rangle \rightarrow \text{const.}, \text{ folglich } \langle \dot{a} \rangle \rightarrow 0 \end{array} \right.$$

Demzufolge ist für

$$\left. \begin{array}{l} < t_N: |\langle \dot{a} \rangle| / \langle a \rangle \text{ wächst mit } x \\ > t_N: |\langle \dot{a} \rangle| / \langle a \rangle \text{ fällt mit } x \end{array} \right\} t \quad (25b)$$

$$(25c)$$

iv) Aus der Abb. 35 folgt

$$A \sim x \quad (25d)$$

Faßt man die Aussagen der Beziehungen (25a), (25c) und (25d) zusammen, so erfüllen diese, für $t > t_N$, die Modellgleichung (24a). Eine vorläufige Analyse der anderen Materialien ergab, daß die Schädigung nicht der Gl. (24a) folgt. Der wesentliche Grund dafür ist, daß in diesen Fällen das Verhältnis $\dot{a}/\langle a \rangle$ während der gesamten Lebensdauer wächst.

Ausgehend von Gl. (25d) erhält man für $A(x)$ anhand von Gl. (23) die Beziehung

$$A/A_0 = (A^x/A_0 - 1)x + 1, \quad A_0 > 0 \quad (26a)$$

und daraus folgt für $A^x/A_0 \gg 1$, daß

$$A/A_0 \cong (A^x/A_0)x + 1 \quad (26b)$$

Demzufolge ist für gegebenes x die Schädigung A abhängig vom kritischen Schädigungswert A^x . Es erhebt sich die Frage, ob A^x ein von den Versuchsbedingungen abhängiger Materialparameter oder eine "Universalkonstante" ist. Aus der Abb. 35 ist zu schließen, daß A^x von der Verformungsart abhängt. Für kriechbelastete Proben ist $A(x=1) \cong A^x = 2.5 \cdot 10^{-3}$ und für wechselverformte $A^x = 1.8 \cdot 10^{-1}$. Die Abb. 36 zeigt Ergebnisse von Schädigungsuntersuchungen an Kupfer, durchgeführt von YANG et al. /22/ mittels des KWNS Verfahrens und Dichtemessungen. Der Abb. 36 entnimmt man, daß die Porenvolumenfraktion V_p stark von der Temperatur abhängt. Da keine Angaben über Porengrößen vorliegen, kann die $V_p(x)$ Funktion nicht in die entsprechende $A(x)$ Funktion umgerechnet werden. Zweifellos aber überträgt sich diese Temperaturabhängigkeit im gewissen Maße auch auf die Schädigung A . Wie der Abb. 37 zu entnehmen ist, liegen die Verhältnisse am Stahl AISI 347 anders. Hier ist V_p praktisch unabhängig von der Spannung und Temperatur. Die Schädigung in AISI 347, im Unterschied zu den anderen Materialien, folgt qualitativ der Beziehung $A \sim \exp x$ (s. Abb. 33) und folglich sind die Aussagen von Gl. (26b) für diesen Werkstoff unzutreffend.

Die in der Abb. 36 wiedergegebenen Ergebnisse der Schädigungsuntersuchung an Kupfer /22/ zeigen, und dies war der eigentliche Anlaß der Untersuchung, daß Differenzen bestehen, zwischen V_p -Werten aus KWNS- und Dichtemessungen. Der Anwendbarkeit der KWNS Methode ist beschränkt auf Defekte mit Abmessungen von maximal 500 nm. Allerdings sind die Fehlergrenzen in diesem Bereich schon relativ groß. Die Dichtemessungen von YANG et al. /22/ sollten Aufschluß über diese Fehlergrenze geben. Das Ergebnis in Abb. 36 zeigt, was zu erwarten war, nämlich eine mit wachsender Schädigung zunehmende Unterbewertung der Porenvolumenfraktion V_p durch das KWNS Verfahren. Darum wurden an den KWNS-Werten aus der Untersuchung der Porenverteilung von YANG et al. /27/ (s. Abb. 3) Korrekturen angebracht, welche diesen Umstand berücksichtigen.

Die Ergebnisse aus Abb. 36 sind in der Abb. 38 zusammen mit Rechenergebnissen wiedergegeben. Die für 405°C und 455°C berechneten Kurven sind der Abb. 18 entnommen. Die KWNS-Meßergebnisse für 405°C folgen der anhand von KWNS Daten /27/ berechneten Kurve. Die Werte für 455°C hingegen liegen weit über der berechneten Kurve. Letztere wurde, wie in Abschnitt 3.1.4.2 dargelegt, anhand der Annahme errechnet, daß die Aktivierungsenergie für die Porenbildung U_p gleich ist der Aktivierungsenergie des Kriechens. Die oberste Kurve in der Abb. 38 ist den Meßergebnissen durch Anpassung des U_p -Wertes angeglichen worden. Gegenüber dem ursprünglichen U_p -Wert (s. Tabelle 3) ist dieser um den Faktor 3 größer.

4.2.3 Schädigung als Werkstoffkenngröße

Eines der Anliegen der "Schadensforschung" ist die Übertragbarkeit der Mikro-Schädigungsdaten in Makro-Schädigungsmodelle. Offensichtlich am besten dazu angetan sind jene Schädigungsgrößen, die im eindeutigen Zusammenhang stehen mit makroskopisch meßbaren Größen. Die mit der Porenschädigung einhergehende Schwächung eines zug-lasttragenden Querschnitts liefert dafür einen exemplarischen Zusammenhang:

Ist $\phi = \pi R_0^2$ der Querschnitt einer zylindrischen durch die Zuglast L beanspruchte Probe (dieser ist gleich dem Gesamtquerschnitt der normal zur

Probenachse orientierten Korngrenzflächen bzw. deren Projektionen in die Ebene des Schnitts) und ist A die durch Gl. (19) definierte Schädigung, dann gilt für den effektiven, lasttragenden Querschnitt

$$\phi_{ef} = \phi (1 - A) .$$

Ist e die wahre Dehnung, so ist dessen Zeitabhängigkeit gegeben durch

$$\phi_{ef}(t) = \phi_0 [1 - A(t)] \exp \{ -e(t) \} .$$

Daraus folgt für die effektive wahre Spannung

$$\begin{aligned} s_{ef} &= \frac{L}{\phi_0 [1 - A(t)] \exp \{ -e(t) \}} \\ &= \frac{\sigma}{[1 - A(t)] \exp \{ -e(t) \}} . \end{aligned} \quad (27)$$

Setzt man als Versagenskriterium s_{ef} gleich der Zugfestigkeit R_m (Zugversuch mit konstanter Abzugsgeschwindigkeit) so liefert Gl. (27)

$$\ln (R_m / \sigma) = e_f - \ln (1 - A^*) \quad (28)$$

wo e_f die wahre Bruchdehnung und A^* die kritische Schädigung ist. Für $e_f \ll 1$ ist e_f annähernd gleich der nominellen Bruchdehnung ε_f . Diese wird mittels der sog. modifizierten Monkman-Grant-Beziehung /70/ verknüpft mit der minimalen Kriechgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}_m$ und Standzeit t_f , nämlich

$$\dot{\varepsilon}_m t_f / \varepsilon_f = C ,$$

wo C die sog. modifizierte Monkman-Grant-Konstante ist. Verwendet man weiter die nichtmodifizierte Monkman-Grant Beziehung $\dot{\varepsilon}_m t_f \sim 1/n_f$, wo $-1/n_f$ die Neigung ist der Zeitstandlinie im $\log \sigma / \log t_f$ Diagramm, ist schließlich $\varepsilon_f \approx 1/n_f C$. Dies eingesetzt in Gl. (28) gibt

$$A^* = 1 - (\sigma / R_m) \exp (1/n_f C) . \quad (29)$$

Diese Gleichung verknüpft die mikroskopische kritische Schädigung A^* mit den Materialparametern R_m, n_f, C und den Belastungsbedingungen $\sigma(\dot{\varepsilon}, T)$.

Für Materialien geringer Duktilität ist $\exp(1/n_f C) < 1$ und für $\sigma < R_m$ wird die kritische Schädigung beachtliche Werte erreichen. Im Grenzfall spröder Materialien, d.h. $R_m \gg \sigma$ ist $A^x \approx 1$. Wie TOSCANO und BOČEK /71/ abgeschätzt haben, erreichen duktile Materialien (mit typischen Werten $C = 0.3$ und $n_f \approx 8$) Schädigungswerte $A^x \approx 10^{-3}$ bis 10^{-2} . Für diesen Fall ($A^x \ll 1$) (mit $n_f C = 2.4$), führt bereits eine Zugspannung $\tau = 0.66 R_m$ zum Versagen des Werkstoffs (im Kriechversuch). Mit zunehmendem A^x wird diese Spannung verringert.

Im diesem Beispiel erscheint die kritische Schädigung als mittelbare Materialkenngröße, deren "Zuverlässigkeit" von Annahmen und Werten abhängt, durch die sie ausgedrückt wird. Keine Information liefert dieses "Verfahren" über die Schädigungsentwicklung. Wie BOČEK und HOFFMANN gezeigt haben /69/, beeinflusst die Kavitationsschädigung die Form der Kriechkurve; zur praktischen Nutzung, d.h. zur experimentellen Ermittlung der $A(t)$ -Funktion, im Sinne des obigen Anliegens, ist dieser Effekt allerdings ungeeignet.

Ein für praktische Zwecke hoffnungsvolleres Verfahren ist die rechnerische Ermittlung der A -Werte aus empirischen Beziehungen, z.B. der Form von Gl. (26a). Zwar ist die Erstellung solcher Beziehungen mit erheblichen experimentellem Aufwand verbunden, doch lohnenswert ist die Mühe insbesondere dann, wenn solche Beziehungen spezifisch sind für Materialgruppen.

Die offensichtlich für reines Kupfer zutreffende Beziehung (26a) enthält drei voneinander unabhängige Parameter: die Standzeit $t_f(\sigma, T)$ bzw. im Fall nicht-stationärer Belastungsbedingungen die Lebensdauerfunktion τ , ferner A_0 und A^x . Wie aus Gl. (26b) folgt, ist für größere Belastungszeiten der A_0 -Wert für die Berechnung von A unerheblich. Im Unterschied zu A_0 kann der A^x -Wert aus Messungen zuverlässlich bestimmt werden. Sinnvollerweise wäre A^x in praktischer Anwendung als "Auslegungsgröße" aufzufassen. Auf Umrechnungsbeziehungen zwischen A und anderen Schädigungsgrößen (s. Abschnitt 4.2.2) beruhende Inspektionsverfahren können mittels gängiger Verfahren, z.B. durch Dichtemessungen, die berechneten Schädigungswerte kontrollieren.

5. Zusammenfassung

Es war die Aufgabe dieser Arbeit die Entwicklung der Kavitationsschädigung in Kupfer zu analysieren, die Ergebnisse mit solchen von anderen Materialien sowie mit phänomenologischen Schädigungsmodellen zu vergleichen. Die Analyse beruhte in der analytischen Nachbildung von experimentellen Porenverteilungsfunktionen. Letztere wurden von anderen Autoren mittels der KWNS Methode an kriechverformtem Kupfer bestimmt. Die Berechnung der Verteilungskurven erfolgte anhand verschiedener, aus der Literatur bekannter, Wachstumsmodelle sowie empirischer Nukleationsfunktionen. Die Beurteilung dieser Modelle bzw. Funktionen - als Teilaufgabe dieser Untersuchung - erfolgte anhand des Vergleichs zwischen experimentellen und berechneten Verteilungsfunktionen.

Die Analyse der Wachstumsmodelle erbrachte keine grundlegend neuen Erkenntnisse. In den meisten Fällen (analysiert wurden neben Cu auch α -Fe, AISI 304 und AISI 347) konnten die berechneten Verteilungskurven durch das Wachstumsmodell von HULL und RIMMER an die experimentellen Kurven angepaßt werden.

Die wesentlichen Erkenntnisse dieser Analyse, bedeutsam für das Verständnis des Schädigungsmechanismus betreffen vor allem den Nukleationsvorgang. So zeigen Untersuchungen an gekrochenem als auch an wechselverformtem Kupfer, daß bereits nach sehr kurzen Belastungszeiten eine Schädigung vorliegt, bestehend aus Poren mit unterschiedlichen Radien. Ferner konnte anhand von Rechnungen demonstriert werden, daß berechnete Verteilungskurven mit experimentellen in Einklang zu bringen waren, wenn eine Porenverteilung ab initio (sog. Nukleationsverteilung) vorausgesetzt wurde. Eine weitere Feststellung betrifft die Spannungsabhängigkeit der Schädigungsgrößen. Entgegen den Bestrebungen die Spannungsabhängigkeit der Lebensdauer t_f modellmäßig alleine mittels der Spannungsabhängigkeit der Porenwachstumsrate zu erklären, wird hier die Ansicht vertreten, daß der Wachstums- und Nukleationsmechanismus zur Spannungsabhängigkeit von t_f beitragen und dafür liefert die Arbeit auch ein triftiges Argument. Der Vergleich der Nukleationsraten im gekrochenen bzw. wechselverformten Kupfer zeigt, daß die Rate in wechselverformten Proben, unter sonst vergleichbaren Bedingungen, um das 10^4 -fache größer ist als in einsinnig verformten Proben. Darüberhinaus zeigen diese Proben nicht die erwartete starke Temperaturabhängigkeit der Nukleationsrate. Beides wird erklärt durch die mit der Wechselverformung verbundene hohe lokale Nicht-Gleichgewichtskonzentration von Leerstellen.

Der Vergleich der Verteilungsfunktionen in Cu, α -Fe, AISI 304 und AISI 347 zeigt, daß wesentliche Unterschiede bestehen im Nukleationsverhalten dieser Materialien. Während im kriechverformten (und vermutlich auch im wechselverformten) Kupfer die Nukleation nach relativ (zur Lebensdauer) kurzer Belastungszeit zum Erliegen kommt, erfolgt in den anderen Materialien die Nukleation während der gesamten Lebensdauer.

Im weiteren wurden die Ergebnisse der Analyse verglichen mit Aussagen des sog. phänomenologischen A-Schädigungsmodells. Diesem Modell, welches auf der Annahme beruht, daß die Schädigungsrate proportional ist zur Schädigung, folgen qualitativ nur die Ergebnisse am AISI 347. Die experimentell im kriech- und wechselverformten Kupfer beobachtete Schädigungsentwicklung erfolgt langsamer als vom A-Modell verlangt. Die Schädigungsrate ist in diesem Fall konstant, unabhängig von der Zeit und somit auch unabhängig von der Schädigung. Dementsprechend muß das A-Modell modifiziert werden.

Abschließend folgt eine Überlegung zur Übertragbarkeit der Mikro-Schädigungsdaten in Makro-Schädigungsmodelle. Als möglicher Anwendungsfall wird ein Zugversuch mit konstanter Abzugsgeschwindigkeit exemplarisch behandelt und aufgezeigt, daß die Schädigung u.U. mittels anderer makroskopischen Materialkenngrößen meßbar ist.

Danksagung

Mein Dank gilt vor allem dem Kernforschungszentrum Karlsruhe und den Comision Nacional de Energia Atomica, Universidad Tecnologica Nacional, Universidad Nacional de Rosario aus Argentinien dafür, daß sie mit meinem Aufenthalt in Karlsruhe diese Arbeit ermöglicht haben.

Herrn Prof.Dr. M. Boček danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit. Ferner danke ich meinen Kollegen vom IMF-II, besonders den Herren T. Kleiser, C. Petersen, D. Rodrian, H. Schneider und W. Schweiger für die freundliche Unterstützung, die sie mir jederzeit zukommen ließen.

Meiner Frau danke ich von ganzem Herzen für ihr aufmunterndes Verständnis und ihren tatkräftigen Beistand.

Symbole und Kürzel

a	halber Mitte-zu-Mitte Porenabstand
\bar{a}	arithmetischer Mittelwert von a
$\overline{a^2}$	arithmetischer Mittelwert der Quadrate von a
a_0	ursprünglicher Wert von a
a^*	kritischer Wert von a
A	Schädigung
A_0	Anfangsschädigung
A^*	kritische Schädigung
$A(t)$	Schädigungsfunktion (phänomenologische)
\dot{A}	Schädigungsrate
b	Potenz der Nukleationsfunktion in Gl. (14)
BR	Wachstumsmodell von Beere' und Roberts /58/
C	modifizierte Monkman-Grant Konstante
CA	Wachstumsmodell von Chen und Argon /61/
d	Korndurchmesser
D	Wachstumsmodell von Dyson /57/
D_{gb}	Korngrenzen-Diffusionskoeffizient
D_s	Oberflächen-Diffusionskoeffizient
E	Dehnungsmodul
e	wahre Dehnung
e_f	wahre Bruchdehnung
$F(r)$	Radienfunktion
$\langle F \rangle$	Mittelwert der Radienfunktion
$\langle \dot{F} \rangle$	Mittelwert der zeitlichen Änderung der Radienfunktion
$f(r,t)$	Porenradien-Verteilungsfunktion zum Zeitpunkt t
$G(t)$	Schädigungsfunktion (mikroskopisch)

$\dot{G}(t)$	zeitliche Änderung der Schädigungsfunktion
$g(a,t)$	Porenabstand-Verteilungsfunktion
H	Wachstumsmodell von Hancock /56/
HR	Wachstumsmodell von Hull und Rimmer /1/
k	Boltzmann-Konstante
KN	Konstante in der Nukleationsfunktion Gl. (13)
KWNS	Kleinwinkel-Neutronenstreuung
KG	Korngrenze
L	Last
LAR	Lebensanteilregel
m	Spannungsexponent der Nukleationsfunktion Gl. (13)
MN	Wachstumsmodell von Martinez und Nix /62/
n	Spannungsexponent der Fließgleichung
$-1/n_f$	Neigung der Zeitstandlinie im $\log \sigma$ vers. $\log t_f$ Diagramm
N	Zahl der Poren (entweder N_q oder N_v , sonst unspezifiziert)
\dot{N}	Nukleationsrate
N_0	Konstante in der Nukleationsfunktion Gl. (14)
N_f	Konstante in der Nukleationsfunktion Gl. (13)
N_q	Zahl der Poren pro Flächeneinheit
N_v	Poren-Volumenkonzentration (Zahl der Poren pro Volumeneinheit)
$N(t)$	Nukleationsfunktion (entweder N_q oder N_v , sonst unspezifiziert)
P	hydrostatischer Druck
p	Index für Pore
Q_p	Gesamtquerschnitt der Poren pro Volumeneinheit
Q_p^*	kritischer Q_p -Wert
R	universelle Gaskonstante
R_0	Probenradius
r	Porenradius
\dot{r}	Porenwachstumsrate

r_0	Anfangs-Porenradius
r^0	Abschneideradius der Porenverteilungsfunktion $f(r,t)$
r^*	kritischer Radius
\bar{r}	arithmetischer Mittelwert der Porenradien
$\overline{r^2}$	arithmetischer Mittelwert der Quadrate der Porenradien
$\langle r \rangle$	Mittelwert der Porenradien, gemäß Gl. (3) mit $F(r) = r$
$\langle \dot{r} \rangle$	Mittelwert der Porenwachstumsrate
$\langle r^2 \rangle$	Mittelwert von r^2 gemäß Gl. (3) mit $F(r) = r^2$
$\pi \langle r^2 \rangle$	Mittelwert der Porenquerschnitte
$\langle r^3 \rangle$	Mittelwert von r^3 gemäß Gl. (3) mit $F(r) = r^3$
$4/3\pi \langle r^3 \rangle$	Mittelwert der Porenvolumen
$\overline{r^2/a^2}$	Flächendichte der Poren
REM	Raster-Elektronenmikroskopie
s_{ef}	effektive wahre Spannung
SB	Wachstumsmodell von Speight und Beeré /55/
T	Temperatur
TEM	Transmissions-Elektronenmikroskopie
t	Zeit
t_0	Inflexionspunkt der $N(t)$ -Funktion in Abb.2
t_f	Lebensdauer
t_f^*	Zeit zur kritischen Schädigung
$t_f(\sigma, t)$	Standzeit für σ, T
t_N	Konstante in der Nukleationsfunktion Gl. (13) (auch als Nukleationszeit bezeichnet)
U^*	Aktivierungsenergie der kritischen Schädigung
U_c	Aktivierungsenergie des Kriechens
U_f	Aktivierungsenergie des Bruchs
U_{gb}	Aktivierungsenergie der Korngrenzendiffusion

U_p	Aktivierungsenergie der Porenbildung
U_q	Aktivierungsenergie der Schädigung ermittelt aus $Q_p(T)$
U_{sd}	Aktivierungsenergie der Selbstdiffusion
U_v	Aktivierungsenergie der Schädigung ermittelt aus $V_p(T)$
V	Porenvolumen
\dot{V}	Porenvolumen-Wachstumsrate
V_p	Porenvolumenfraktion (Gesamtporenvolumen pro Volumeneinheit)
V_p^*	kritischer V_p -Wert
w	Korrekturfaktor
$x=t/t_f$	auf die Lebensdauer normierte "Zeit"
γ	spezifische Oberflächenenergie
δ	Dicke der Korngrenze
ε	nominale Dehnung
ε_f	Bruchdehnung
$\dot{\varepsilon}$	nominale Dehngeschwindigkeit
$\dot{\varepsilon}_m$	minimale Kriechgeschwindigkeit
λ	Diffusionslänge
σ	Nennspannung
σ_N	Normalspannung zur Korngrenze
$\tau(\sigma, T, t)$	Lebensdauerfunktion
ϕ	Probenquerschnitt
ϕ_{ef}	effektiver (tragender) Probenquerschnitt
2ψ	Kapilarwinkel
Ω	Atomvolumen

Tabelle 1:

Kavitationsuntersuchungen in einphasigen Metallen

Material	Behandlung	Belastungsart	Temperatur °C	Methode	Ziel	Poren- verteilung	Ref.
Kupfer		K**	400/500	L	DE	Nein	/1/
Kupfer		K	400	D	g	Nein	/11/
Kupfer		K		D		Nein	/8/
Kupfer		K	700	D	n	Nein	/12/
Kupfer		K	440/600	L	A(ϕ)	Nein	/13/
Kupfer		LCF	360/550	D,L	g	Nein	/18/
Kupfer	H ₂ -Behandl. Vorverform.	K	400/450 500	D	g	Nein	/23/
Kupfer		WV 17 Hz	405/486 567	NKWS	n/g	Ja	/25/
Kupfer		K WV	405/455	NKWS	n/g	Ja	/22/

Material	Behandlung	Belastungsart	Temperatur °C	Methode	Ziel	Poren- verteilung	Ref.
Kupfer		K	405/455	NKWS D	n/g	Ja	/27/
Kupfer		K	600	L	n/g	Ja	/29/
Kupfer	H ₂ -Behandl. Vörverform.	K	400/450 500	D	g	Nein	/23/
Kupfer		WV 17 Hz	405/486 567	NKWS	n/g	Ja	/25/
Kupfer		K WV	405/455	NKWS	n/g	Ja	/22/
Kupfer		K	405/455	NKWS D.	n/g	Ja	/27/
Kupfer		K	600	L	n/g	Ja	/29/
Kupfer 0.5% Sb		K	650	REM	A(ϕ)	Nein	/28/

Material	Behandlung	Belastungsart	Temperatur °C	Methode	Ziel	Porenverteilung	Ref.
Cu,Zn, α -Brass 76/21		K	427	REM	n/g	Nein	/26/
Cu, Mg, Mg-0.8%Al Ni-0.1%Pd		K	400/700 300 2/5 503	D	Vergl. mit Theorie	Nein	/20/
α -Fe		K	700	REM	n/g	Ja	/14/
Silver	mit H ₂ O- Blasen	K	200/550	REM	g	Nein	/15/
Nickel	mit Gas- blasen	K*	500/550	REM	WR f(σ ,t)	Nein	/17/
Nickel		WV	500/590	NKWS REM TEM	Vergl. von Methoden	Ja	/24/

Kavitationsuntersuchungen in einphasigen Metallen

Legende:

<u>Versuchsart:</u>	K	Kriechen
	K^{\times}	Rohrinnendruck-Versuche
	$K^{\times\times}$	mit überlagertem hydrostatischem Druck
	$\dot{\epsilon}$	Konstante Dehnungsgeschwindigkeit
	LCF	low cycle fatigue
	W	Wechselverformung
<u>Mess-Methode:</u>	D	Dichte-Messung
	L	Lichtmikroskopie
	NKWS	Neutronen-Kleinwinkel-Streuung
	REM	Raster-Elektronen-Mikroskopie
	TEM	Transmissionselektronen-Mikroskopie
<u>Ziel:</u>	$A(\phi)$	Schädigung (ϕ ... Orientierung, ϵ ... Dehnung, σ ... Spannung)
	DE	Druckeinfluß
	n	Nukleation
	g	Wachstum
	BA	Einfluß der Belastungsart
	PE	Einfluß von Ausscheidungen
	\dot{g}	Wachstumsrate

Tabelle 2:

Kavitationsuntersuchungen in
mehrphasigen Metallen u. Legierungen

Material	Bemerkungen	Belastungsart	Temperatur °C	Methode	Ziel	Poren- verteilung	Ref.
20Cr/25Ni S.S.	Aussch. 820C, 20 St.	K	750	D	g	Nein	/30/
95% Cu, 2.8% Al, 1.8% Si, 4% Co		K	650 700 750	TEM	PE	Nein	/31/
Mg-Al-Si Legierung		K	350	L	n/g	Nein	/32/
Nimonic 80 A		K,Zug, Druck Torsion	750	L	A(ϕ) A(ϵ)	Nein	/33/
Nimonic 80 A		K	750	L	Poren- dichte	Nein	/34/
2.25 Cr- 1Mo S.S	ferritisch	K	565	L	n/g	Nein	/35/

Material	Bemerkungen	Belastungsart	Temperatur °C	Methode	Ziel	Poren- verteilung	Ref.
2.25 Cr- 1Mo S.S	id.	K	565	REM	BA	Nein	/40/
AISI 304	1050 C/1St. 775 C/40St.	K	600/700	L	n A(σ) A(ϕ)	Nein	/36/
AISI 304	id.	K	600/700	REM	n/g	Ja	/38/
AISI 304	id.	K	600/700	REM	n/g	Ja	/39/
AISI 347		K	550/650	REM	n/g	Ja	/37/
Al-Zn-Mg- CU Legie- rung	super- plastisch	$\dot{\epsilon}$	516	D L	BA, DE	Nein	/41/
Low alloy Steel		K	550/650	REM	$\dot{g}(\sigma)$	Nein	/42/
Astroloy	vorverformt	K	750	Replika, TEM	n/g A(ϕ) PE	Nein	/43/

Tabelle 3: Verwendete Werte und Beziehungen

Material	Größe	Symbol	Wert	Einheit	Ref. u. Bem.
Kupfer	Temperatur	T	678	K	
	Nennspannung	σ	27.6	MPa	
	nomielle Dehngeschwindigkeit	$\dot{\epsilon}$	3.5×10^{-7}	1/s	
	spezifische Oberflächenenergie	γ	1.7	J/m ²	
	Korngrenzen-Diffusions-Koeffizient	D_{gb}	9.7×10^{-14}	m ² /s	
	Dicke der Korngrenze	δ	4×10^{-10}	m	
	Atomvolumen	Ω	1.18×10^{-29}	m ³	
	Max. Anzahl von Poren pro Volumeneinheit	N_f	2.8×10^{14}	1/m ³	Gl. (13)
	Konstante in der Nukleationsfunktion	t_N	4.0×10^4	s	Gl. (13)
	idem	K_N	1.5×10^4	s	Gl. (13)
	idem	N_O	6.3×10^9	1/m ³	Gl. (14)
	idem	b	0.92	(*)	Gl. (14)
	Aktivierungsenergie für Porenbildung	U_p	172	kJ/mol	
	Aktivierungsenergie des Kriechens	U_c	172	kJ/mol	
	Aktivierungsenergie der Korngrenzendiffusion	U_{gb}	104	kJ/mol	
	Nukleationsradius "	s. Text, S. 18, Gl. 15-16 s. Text, S. 19			Abb. 6-7 Abb. 11

(*) Die Zeit muß in Sekunden gegeben werden.

Verwendete Modelle: Matrix-Plastizität (Hancock, H)

Tabelle 3: (Forts.) Verwendete Werte und Beziehungen

Seite 2

behindertes Wachstum (Dyson, D)	/57/
Diffusions-Wachstum (Hull und Rimmer, HR)	/1/
Diffusions-Wachstum (Speight und Beeré, SB)	/55/
gekoppelte Mechanismen (Beeré und Roberts, BR)	/58/
gekoppelte Mechanismen (Chen und Argon, CA)	/61/
gekoppelte Mechanismen (Martinez und Nix, MN)	/62/

Tabelle 4

(x) Andere Modelle scheiden aus (s. Text)
 (xx) Wachstumsrate wurde mit Faktor $w = 0.3$ reduziert

	1. Näherung		2. Näherung	
	ANNAHME	ERGEBNIS	ANNAHMEN	ERGEBNIS
Nukleationsfunktion $N(t)$	Gl.(14)/27/ Abb.4	Keine Verschiebung Abb.6	Gl.(13) Abb.4	K-Verschiebung Abb. 11
	Gl.(13) Abb.4	Verschiebung nur f. lange Zeiten		
Abhängigkeit d. Nukleationsrate v. kritischen Radius	$r_c = 2\gamma / (\sigma \cos\theta)^2$ ----- $\sim \exp[r_c(0)/r_c(\theta)]$	K-Form wird für kurze Zeiten schlecht beschrieben	Nukleationsverteil. ist Teil einer Gauss-Verteilung	Gute Beschreibung der K-Form, nicht aber der K-Verschiebung
Wachstums-Modelle	B.R. /58/ Gl.10 (x)	Schnelleres Wachstum als experimentell beobachtet	B.R. /58/ Gl.10 korrig. (xx)	Gute Beschreibung der Kurvenform u. Verschiebung Abb.11

Tabelle 5

Scheinbare Aktivierungsenergien U_i			
Temperaturabhängigkeit	Symbol	U_i [kJ/mol]	Referenzen und Bemerkungen
Nukleationsrate \dot{N}	U_p	450 155	/27/ geschätzt /12/ gemessen
Selbstdiffusion	U_s	257	/73/
Kriechrate	U_c	170 113 121 93 117	aus /27/ berechnet /75/ /8/ /21/ /74/
Kriechbruch	U_f	105 70	/1/ /21/
Gesamt-Porenquerschnitt pro Volumeneinheit	U_q	170 (*) 240 (**)	
Porenvolumenfraktion	U_v	121 180 (*) 280 (**)	/8/

x) diese Arbeit, Anfangsschädigung

xx) diese Arbeit, kritische Schädigung

Tabelle 6: Verwendete Werte und Beziehungen

Material	Größe	Symbol	Wert	Einheit	Ref. und Bem.
α -Fe	Temperatur	T	973	K	/14/
	Nennspannung	σ	9.3	MPa	/14/
	nominelle Dehn- geschwindigkeit	$\dot{\epsilon}$	7.8×10^8	1/s	/14/
	spezifische Ober- flächenenergie	γ	2.2	J/m ²	/81/
	$D_{gb} \times \delta$		5.1×10^{-24}	m/s	/77/
	Atomvolumen	Ω	1.1×10^{-29}	m ³	/82/
	Aktivierungsenergie der Korngrenzendif- fusion	U_{gb}	174	kJ/mol	/77/

Die Nukleationsfunktion wurde mit einem Polynom beschrieben. /14/

Verwendete Modelle:

Matrix-Plastizität (Hancock, H) /56/

behindertes Wachstum (Dyson, D) /57/

Diffusions-Wachstum (Hull und Rimmer, HR) /1/

Diffusions-Wachstum (Speight und Beeré, SB) /55/

gekoppelte Mechanismen (Beeré und Roberts, BR) /58/

gekoppelte Mechanismen (Chen und Argon, CA) /61/

gekoppelte Mechanismen (Martinez und Nix, MN) /62/

Tabelle 7: Verwendete Werte und Beziehungen

Material	Größe	Symbol	Wert	Einheit	Ref. und Bem.
AISI 304	Temperatur	T	973	K	
	Nennspannung	σ	63	MPa	
	nomielle Dehn- geschwindigkeit	$\dot{\epsilon}$	3.2×10^{-7}	1/s	
	spezifische Ober- flächenenergie	γ	2.0	J/m ²	
	$D_{gb} \times \delta$		2.2×10^{-22}	m/s	
	Atomvolumen	Ω	1.2×10^{-29}	m ³	
	Max. Anzahl von Poren pro Korn- grenzenflächen- einheit	N_f	8.2×10^9	1/m ³	Gl. (13)
	Konstante in der Nukleationsfunk- tion	t_N	5.0×10^5	s	Gl. (13)
	idem	K_N	1.8×10^8	s	Gl. (13)
	Aktivierungsener- gie der Korngren- zendiffusion	U_{gb}	159	kJ/mol	

Verwendete Modelle:

Matrix-Plastizität (Hancock, H)	/56/
behindertes Wachstum (Dyson, D)	/57/
Diffusions-Wachstum (Hull und Rimmer, HR)	/1/
Diffusions-Wachstum (Speight und Beeré, SB)	/55/
gekoppelte Mechanismen (Beeré und Roberts, BR)	/58/
gekoppelte Mechanismen (Chen und Argon, CA)	/61/
gekoppelte Mechanismen (Martinez und Nix, MN)	/62/

Tabelle 8: Verwendete Werte und Beziehungen

Material	Größe	Symbol	Wert	Einheit	Ref. u. Bem.
AISI 347	Temperatur	T	823	K	/37/
	Nennspannung	σ	277.2	MPa	/37/
	nominelle Dehngeschwindigkeit	$\dot{\epsilon}$	1.53×10^{-8}	1/s	/37/
	spezifische Oberflächenenergie	γ	2.0	J/m ²	/81/
	Korngrenzen-Diffusions-Koeffizient	D_{gb}	1.45×10^{-14}		/37/
	Dicke der Korngrenze	δ	5×10^{-10}	m	/37/
	Atomvolumen	Ω	1.2×10^{-29}	m ³	/37/
	Max. Anzahl von Poren pro Volumeneinheit	N_f	6.28×10^{15}	1/m ³	Gl. (13)
	Konstante in der Nukleationsfunktion	t_N	5.8×10^6	s	
	Konstante in der Nukleationsfunktion	K_N	6.0×10^5	s	

verwendete Modelle:

Matrix-Plastizität (Hancock, H)	/56/
behindertes Wachstum (Dyson, D)	/57/
Diffusionswachstum (Hull und Rimmer, HR)	/1/
Diffusionswachstum (Speight und Beeré, SB)	/55/
gekoppelte Mechanismen (Beeré und Roberts, BR)	/58/
gekoppelte Mechanismen (Chen und Argon, CA)	/61/
gekoppelte Mechanismen (Martinez und Nix, MN)	/62/

Tabelle 9:

Schädigungsgrößen für Kupfer

Zeit [10 ⁴ s]	$x=t/t_f$ [s/s]	N_V [10 ¹⁴ /m ³]	$\langle r \rangle$ [10 ⁷ m]	$\langle r^2 \rangle$ [10 ⁻¹⁴ m ²]	$\langle r^3 \rangle$ [10 ⁻²⁰ m ³]	Q_{p3} [m ² /m ³]	V_{p3} [m ³ /m ³]	$A=Q_{p2}d$ [m ² /m ²]
1.4	0.055	0.36	2.0	4.6	1.0	5.2	1.6×10^{-6}	1.6×10^{-4}
2.2	0.07	0.74	2.0	4.4	1.0	10.3	3.1×10^{-6}	3.1×10^{-4}
7.7	0.39	2.1	2.2	5.6	1.4	36.2	1.3×10^{-5}	1.1×10^{-3}
16	0.8	2.8	2.7	7.9	2.3	69.5	2.8×10^{-5}	6.7×10^{-3}

Tabelle 10:

Schädigungsgrößen für α -Eisen

Zeit [10^4 s]	$x=t/t_f$ [s/s]	$N_{q,2}$ [$10^8/m^2$]	$\langle r \rangle$ [10^{-6} m]	$\langle r^2 \rangle$ [$10^{-12}m^2$]	$\langle r^3 \rangle$ [$10^{-18}m^3$]	A [m^2/m^2]	V_p [m^3/m^3]
8.3	0.08	3.1	1.7	3.4	7.5	3.3×10^{-3}	3.3×10^{-5}
51	0.51	8.8	2.7	9.1	34.1	2.5×10^{-2}	4.3×10^{-4}
94	0.94	12.8	3.5	15.1	72.8	6.1×10^{-2}	1.3×10^{-3}

Tabelle 11:

Schädigungsgrößen für AISI 304

Zeit [10^4 s]	$x=t/t_f$ [s/s]	N_q [$10^8/m^2$]	$\langle r \rangle$ [10^{-6} m]	$\langle r^2 \rangle$ [$10^{-12} m^2$]	$\langle r^3 \rangle$ [$10^{-18} m^3$]	A [m^2/m^2]	v_p [m^3/m^3]
6.6	0.12	2.9	1.0	1.3	1.9	1.2×10^{-3}	5.4×10^{-5}
12.6	0.23	8.2	1.4	2.6	5.8	6.8×10^{-3}	4.4×10^{-4}
26.3	0.48	17.4	1.5	3.1	7.4	1.7×10^{-2}	1.2×10^{-3}
50.0	0.91	41.9	1.3	2.4	5.6	3.2×10^{-2}	2.2×10^{-3}

Tabelle 12:

Schädigungsgrößen für AISI 347

Zeit [10^6 s]	$x=t/t_f$ [s/s]	N_V [$10^{14}/m^3$]	$\langle r \rangle$ [10^{-7} m]	$\langle r^2 \rangle$ [$10^{-14}m^2$]	$\langle r^3 \rangle$ [$10^{-20}m^3$]	Q_p [m^2/m^3]	V_p [m^3/m^3]	$A=Q_p d$ [m^2/m^2]
1.8	0.3	0.22	2.5	7.9	2.9	5.5	2.7×10^{-6}	6.6×10^{-5}
2.9	0.48	0.90	2.8	9.3	3.5	26.3	1.3×10^{-5}	3.1×10^{-4}
4.0	0.67	2.69	3.2	13.1	6.4	110.7	7.2×10^{-5}	1.3×10^{-3}
5.8	0.97	31.4	4.0	20.2	11.6	1 993.0	1.5×10^{-3}	2.3×10^{-2}

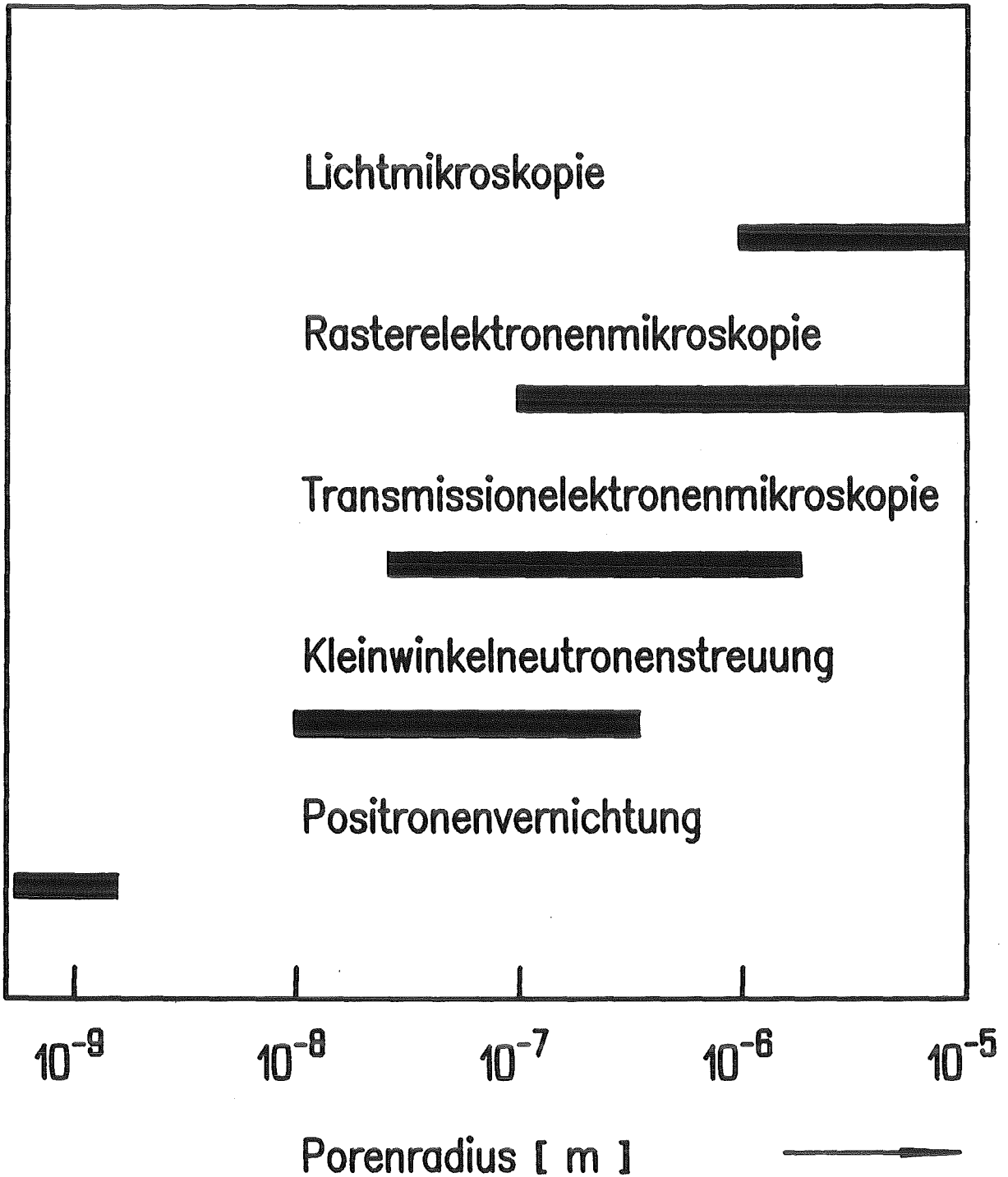


Abb. 1 – Untersuchungsmethoden zum Studium der Kavitationsschädigung.

a) Nukleationsfunktion $N(t)$

b) Verteilungsfunktion $f(r,t)$

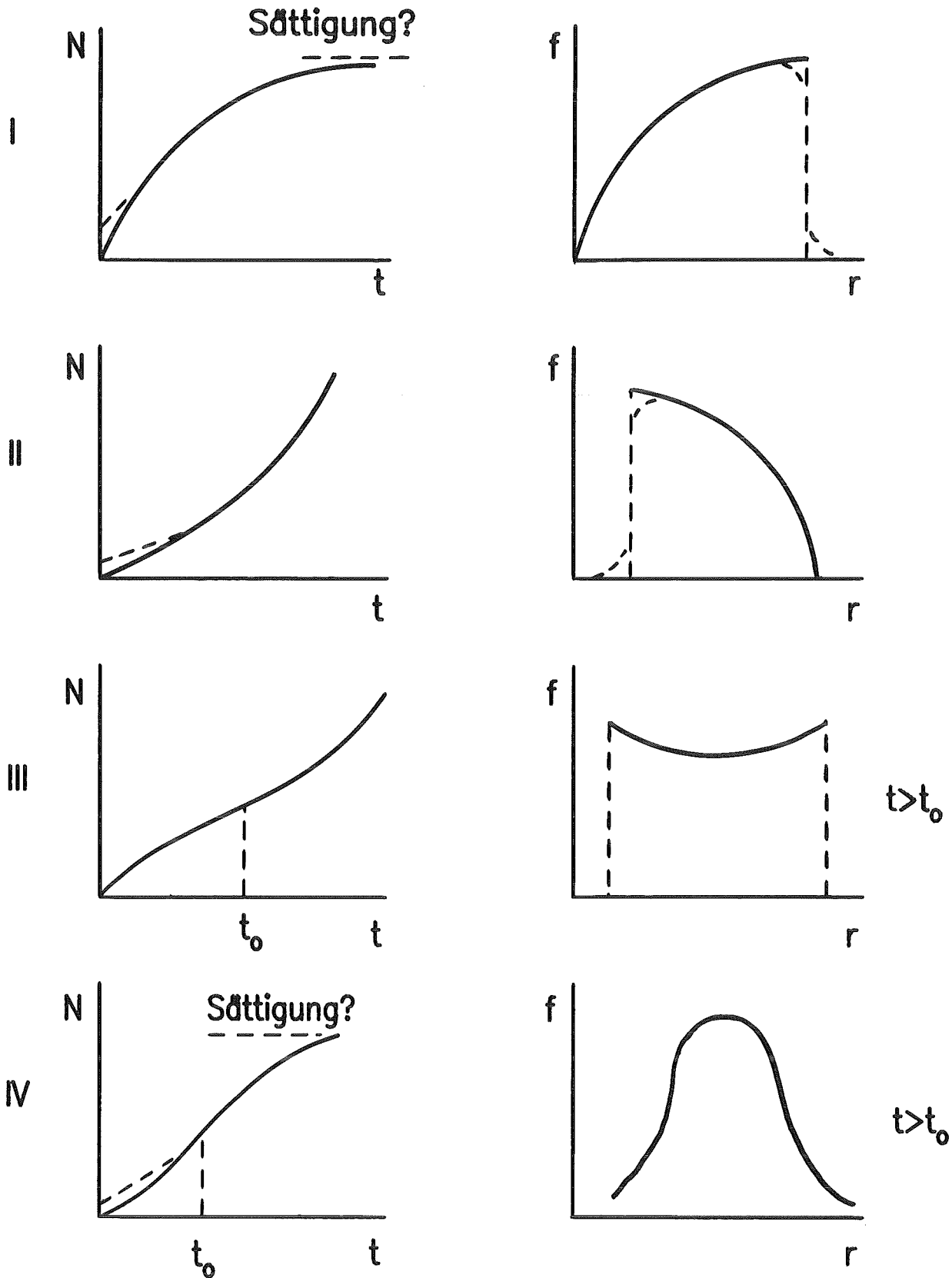


Abb. 2 – Schematische Darstellung von Nukleationsfunktionen $N(t)$ und den daraus abgeleiteten Porenverteilungsfunktionen $f(r,t)$.

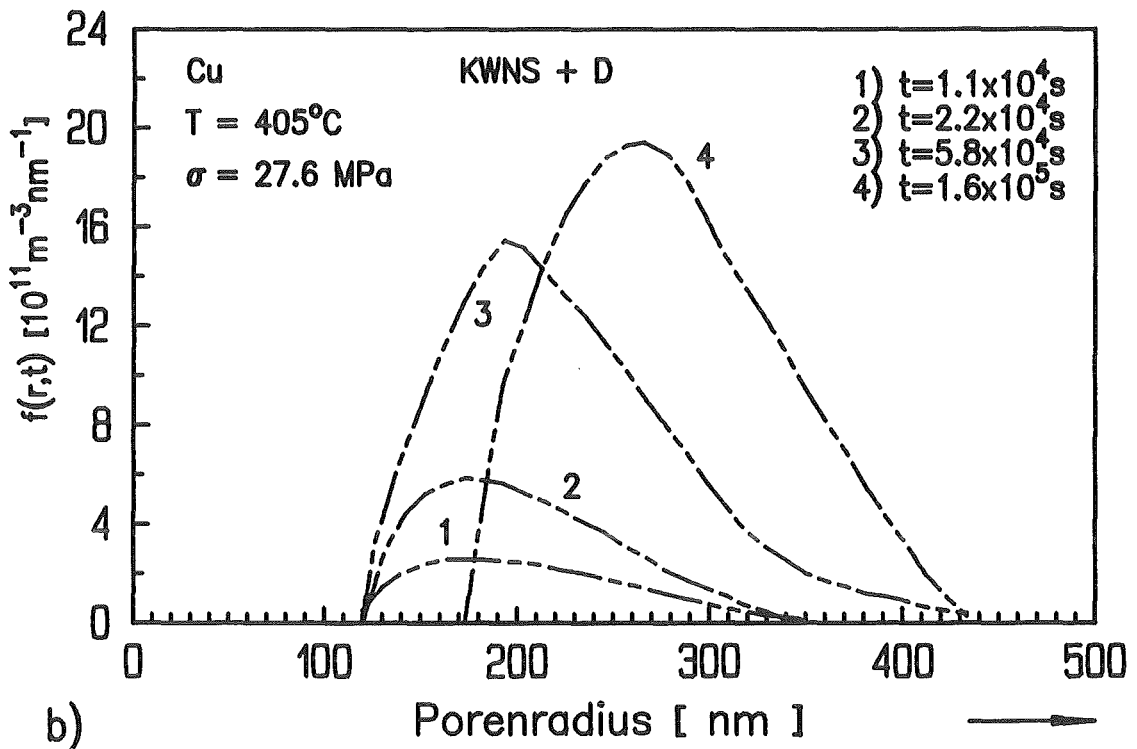
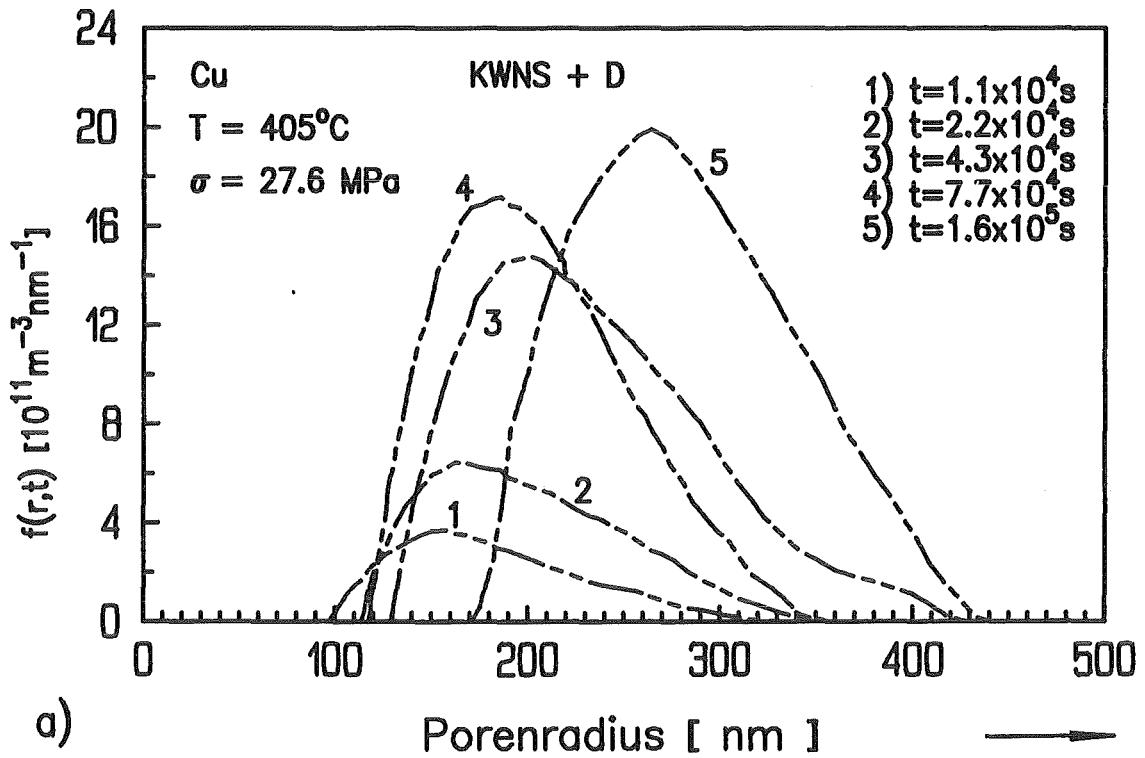


Abb.3 – Porenverteilungsfunktionen aus KWNS-Experimenten an kriechverformtem Kupfer. a) aus [27]. b) gleich wie a), Kurve 3 gemittelt aus den Kurven 3 und 4 in Abb.3a (aus [22]). Die Kurven für lange Zeiten wurden durch Dichte Messungen korrigiert.

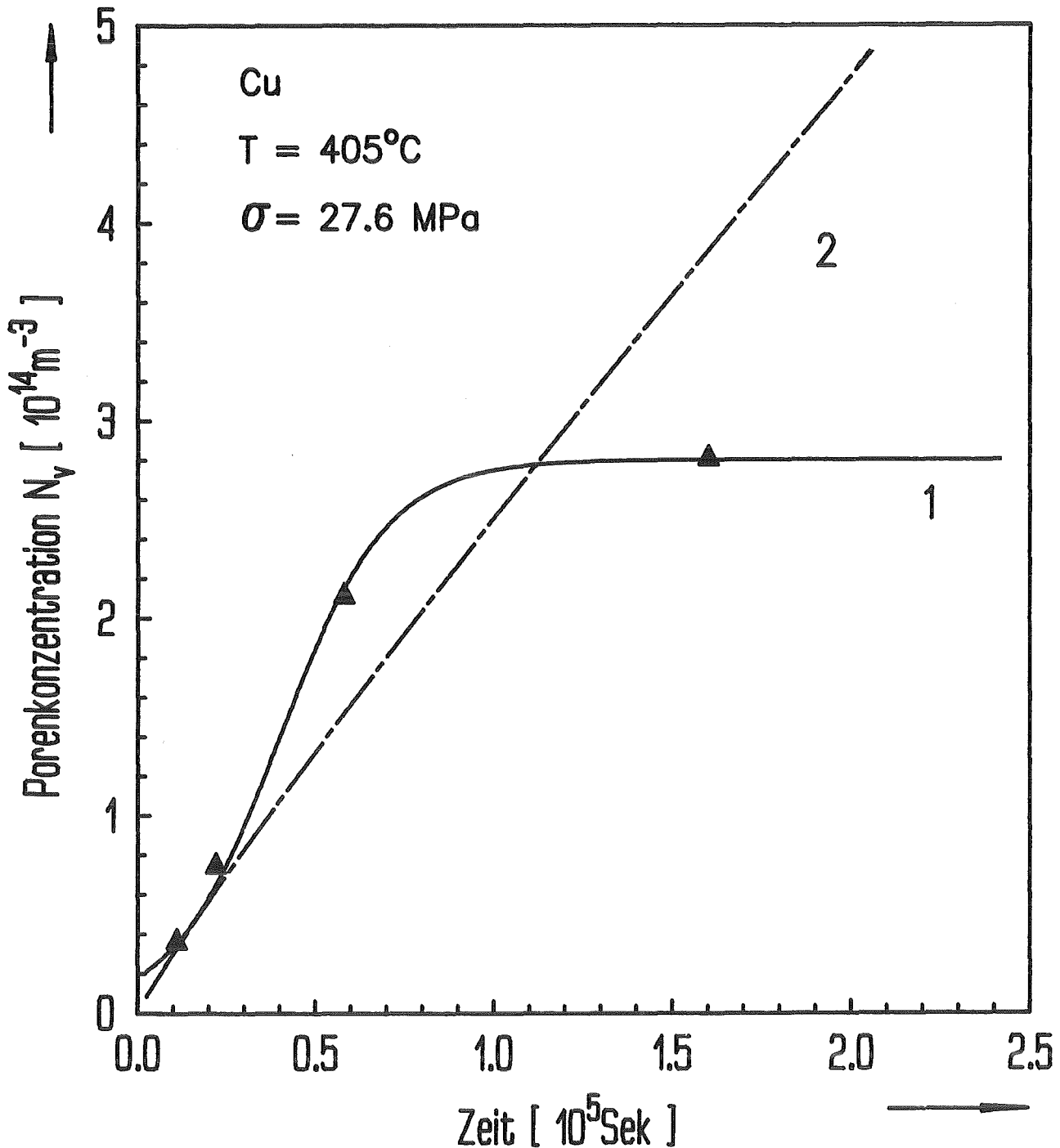


Abb.4 – Nukleationsfunktionen $N(t)$ für Kupfer.

Kurve 1 berechnet gemäß Gl.(13) mit:

$$N_f = 2.8 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}, t_N = 4 \times 10^4 \text{ sek}, K_N = 1.5 \times 10^4 \text{ sek};$$

Kurve 2 aus Yang et al [27] gemäß Gl.(14) mit:

$$N_0 = 6.3 \times 10^9 \text{ m}^{-3}, b = 0.92$$

Messwerte durch Dreiecke gekennzeichnet.

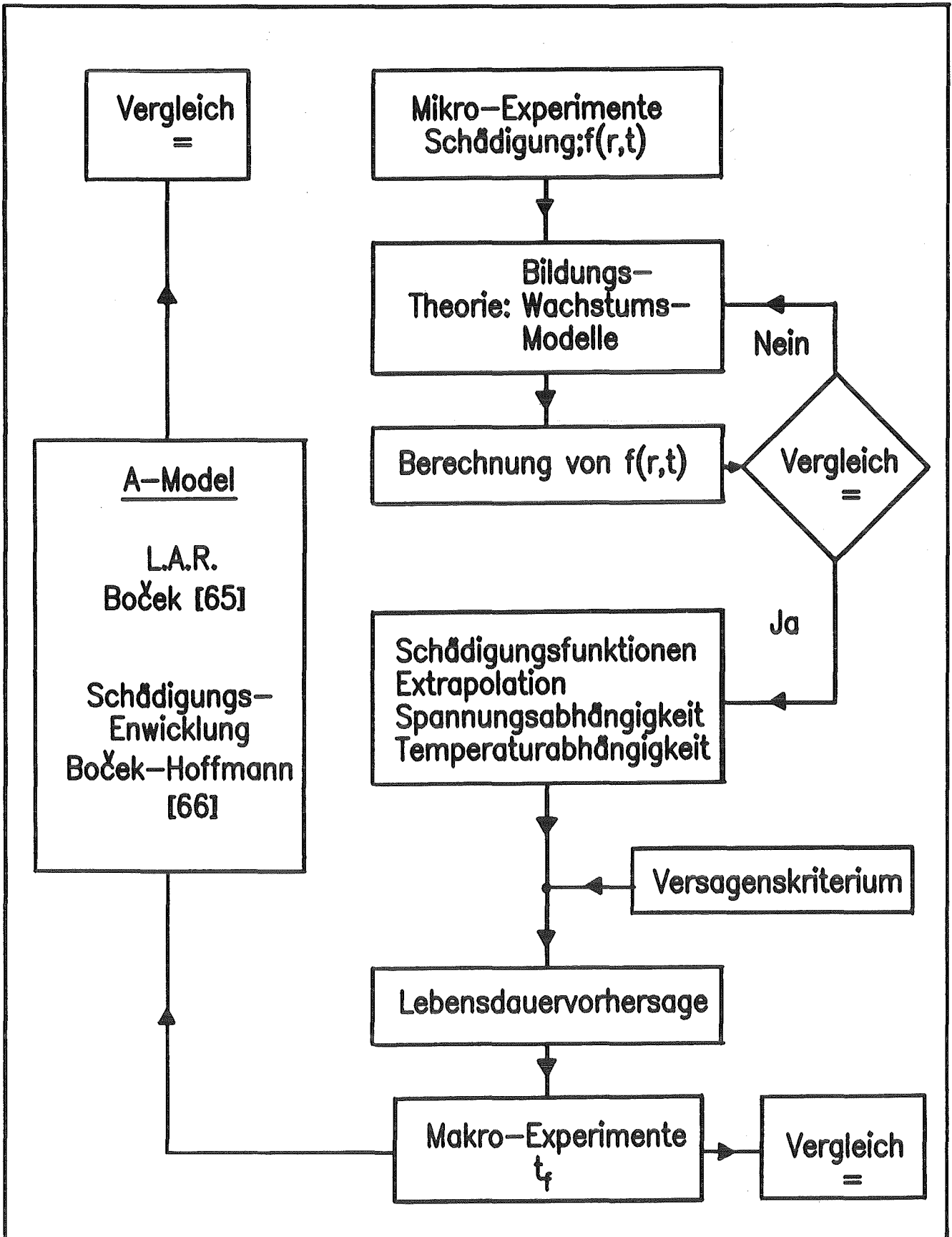


Abb. 5 – Schematische Darstellung des Analysenablaufs.

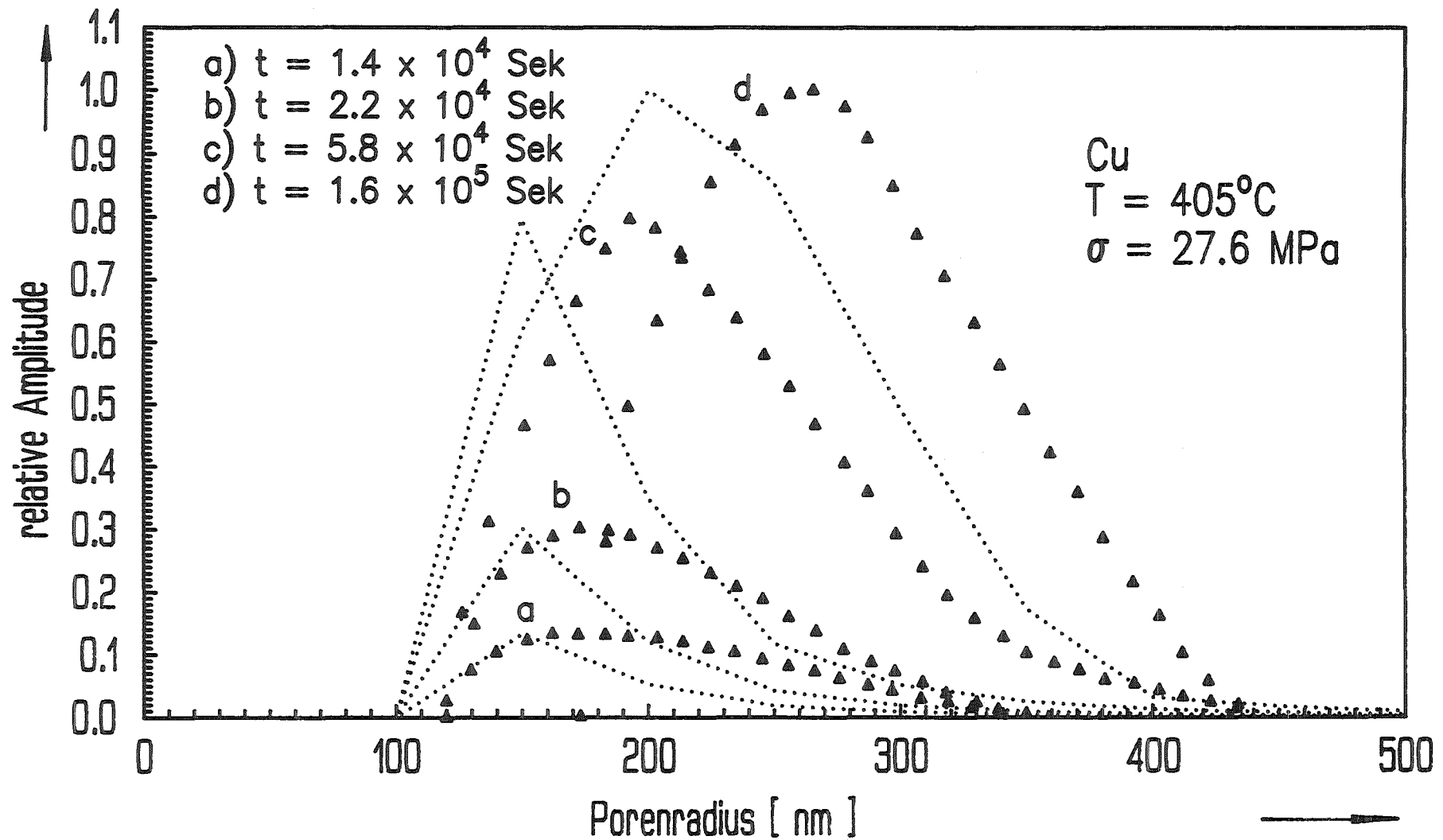


Abb.6 – Berechnete Verteilungsfunktionen $f(r,t)$ für Daten aus Abb.3b.
 1. Näherung, $N(t)$ gemäß Gl.(14). Experimentelle Werte durch Dreiecke
 gekennzeichnet. (Kurven normiert auf experimentelle Maximalwerte).

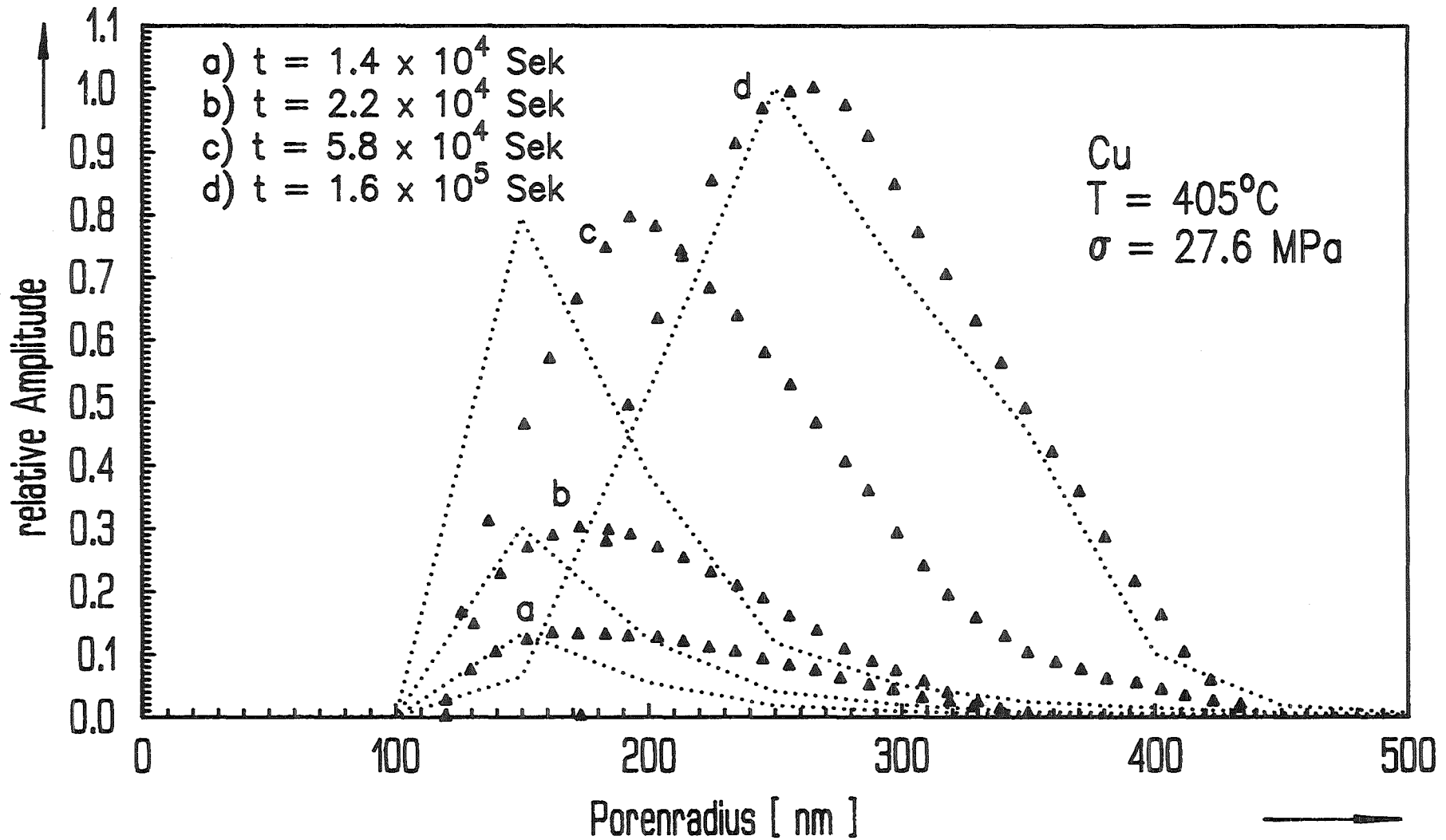


Abb.7 – Berechnete Verteilungsfunktionen $f(r,t)$.
 1. Näherung, $N(t)$ gemäß Gl.(13), sonst wie Abb.6.
 (Kurven normiert auf experimentelle Maximalwerte.)

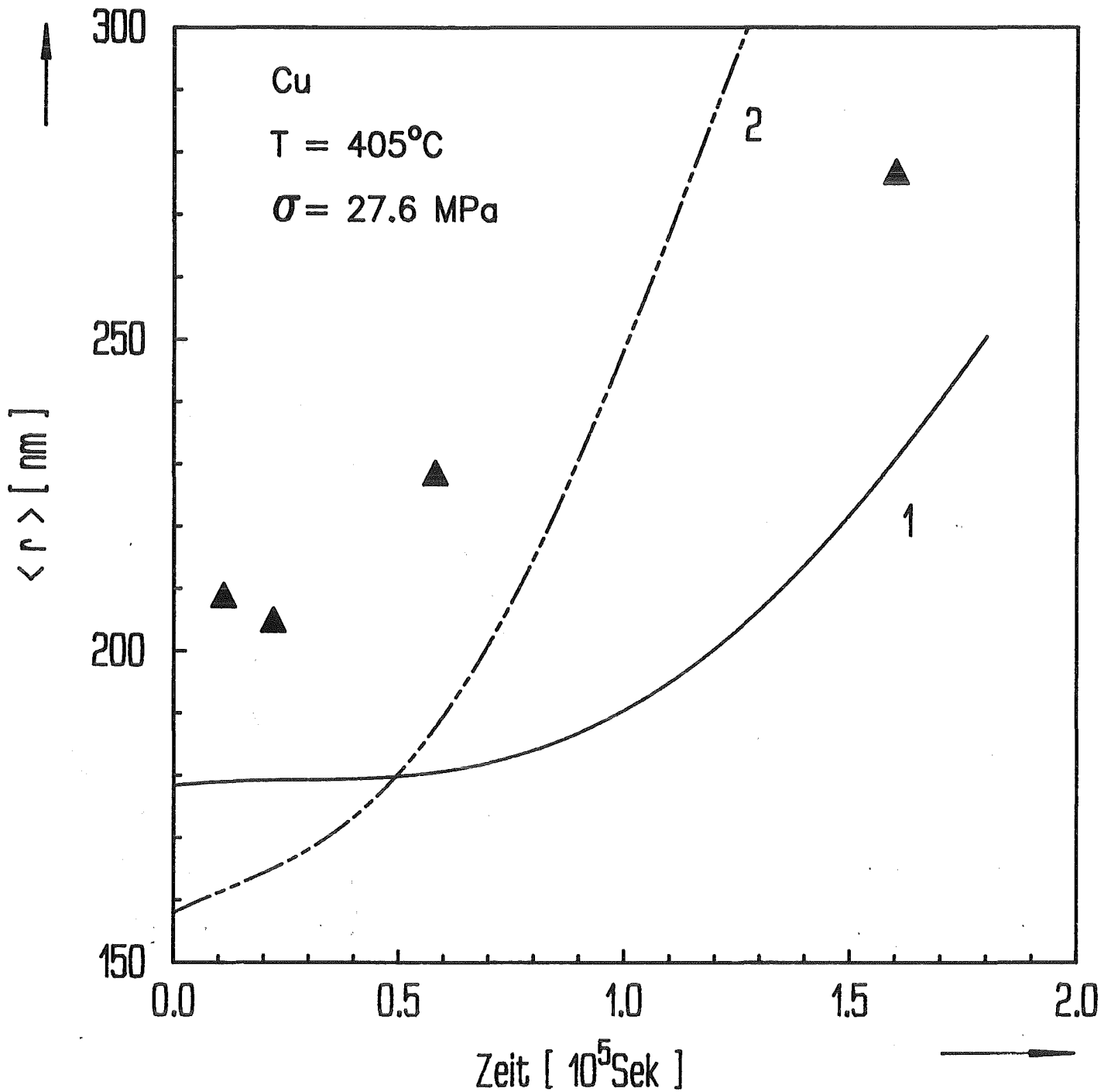


Abb.8 – Mittelwert der Porenradien als Funktion der Belastungszeit.

Kurve 1, $N(t)$ gemäß Gl.(14). Kurve 2, $N(t)$ gemäß Gl.(13). Experimentelle Werte aus [22] durch Dreiecke gekennzeichnet.

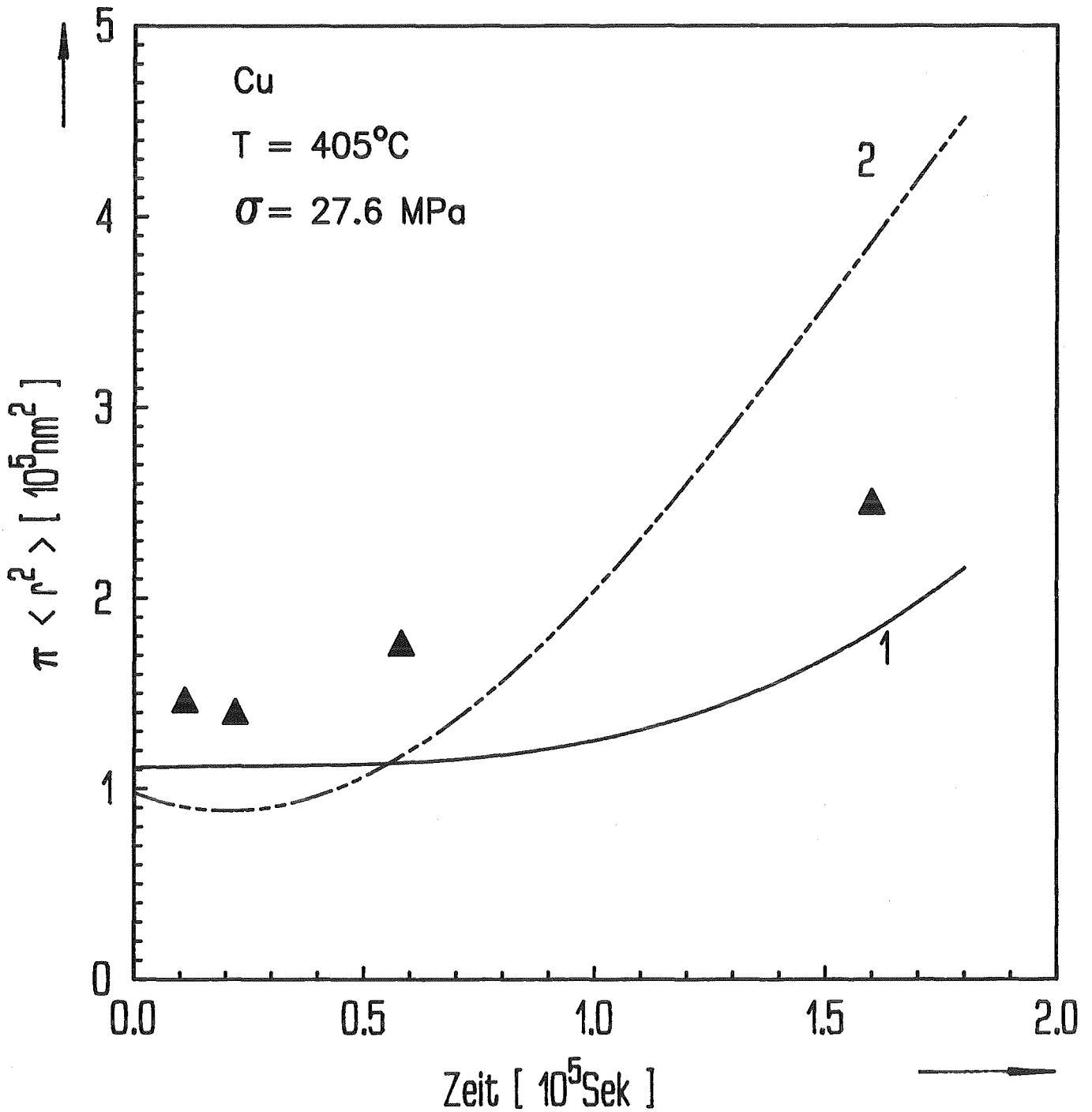


Abb.9 – Mittelwert der Porenquerschnitte als Funktion der Belastungszeit.
Kurve 1, $N(t)$ gemäß Gl.(14). Kurve 2, $N(t)$ gemäß Gl.(13).
Experimentelle Werte aus [22] durch Dreiecke gekennzeichnet.

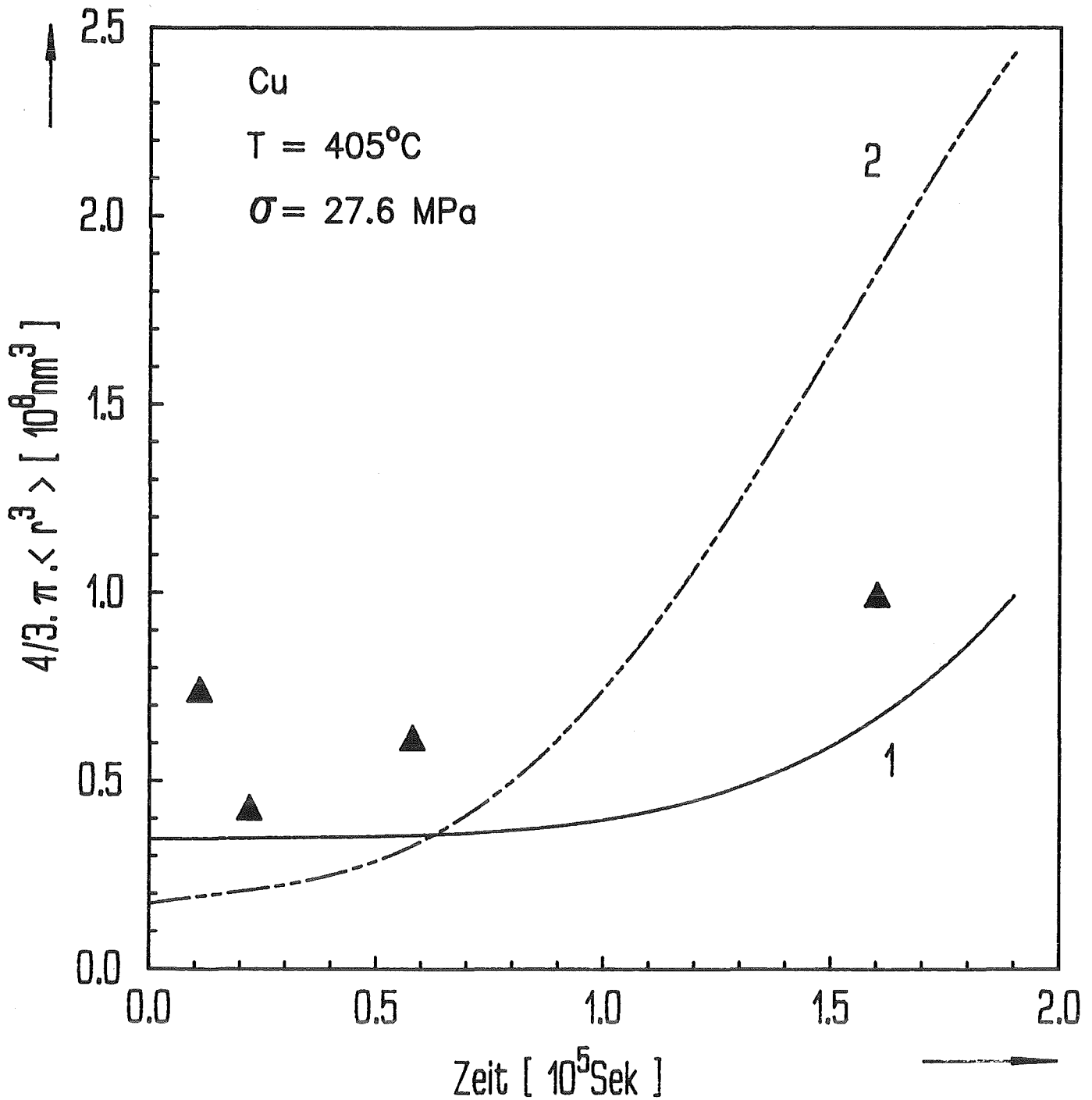


Abb.10 – Mittelwert der Porenvolumen als Funktion der Belastungszeit.

Kurve 1, $N(t)$ gemäß Gl.(14). Kurve 2, $N(t)$ gemäß Gl.(13). Experimentelle Werte aus [22] durch Dreiecke gekennzeichnet.

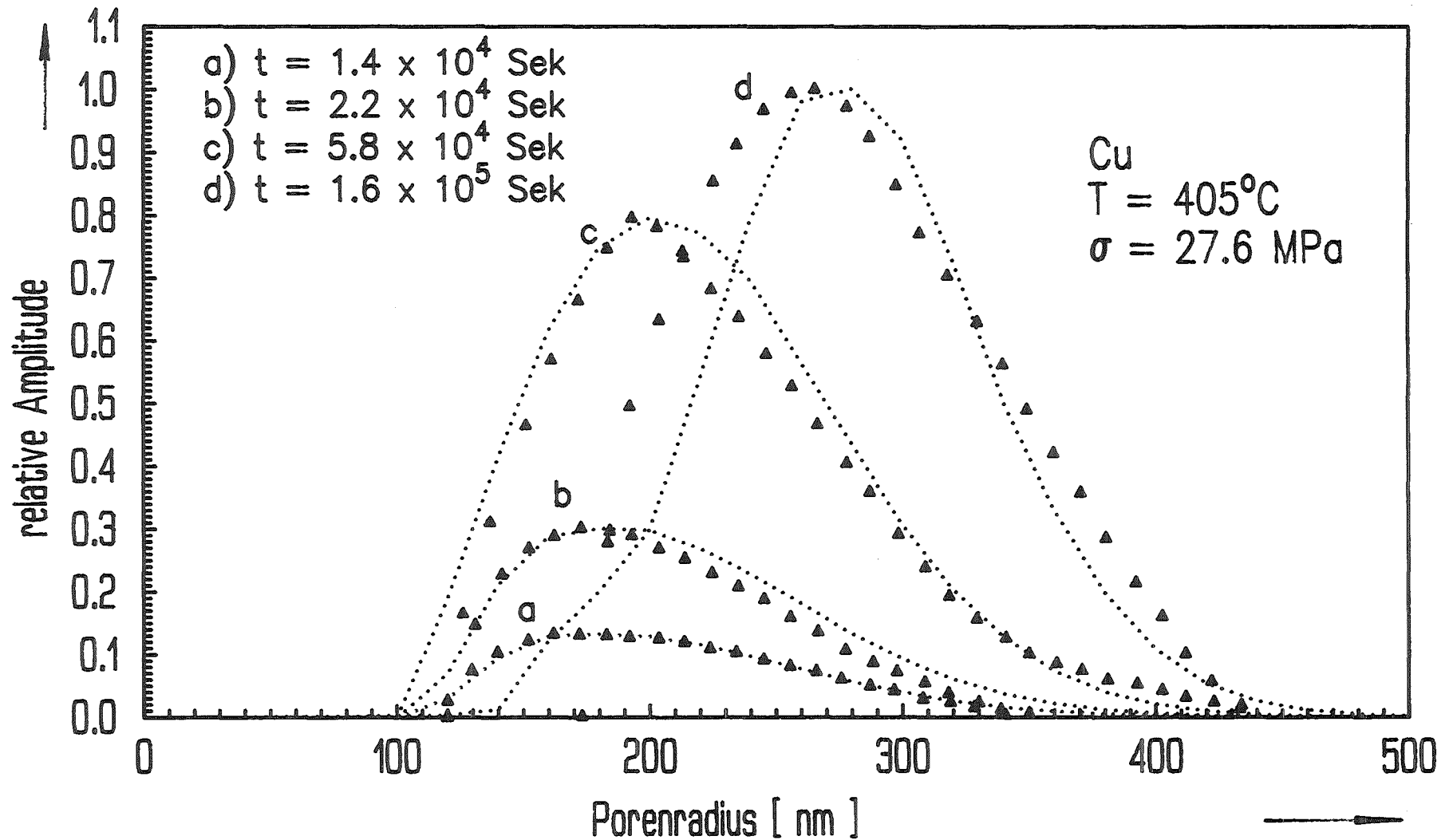


Abb.11 – Porenverteilungsfunktionen.Rechnungen im Vergleich mit experimentellen Werten aus [22] (Dreiecke). Nukleationsfunktion $N(t)$ gemäß Gl.(13).(Kurven normiert auf experimentelle Maximalwerte).

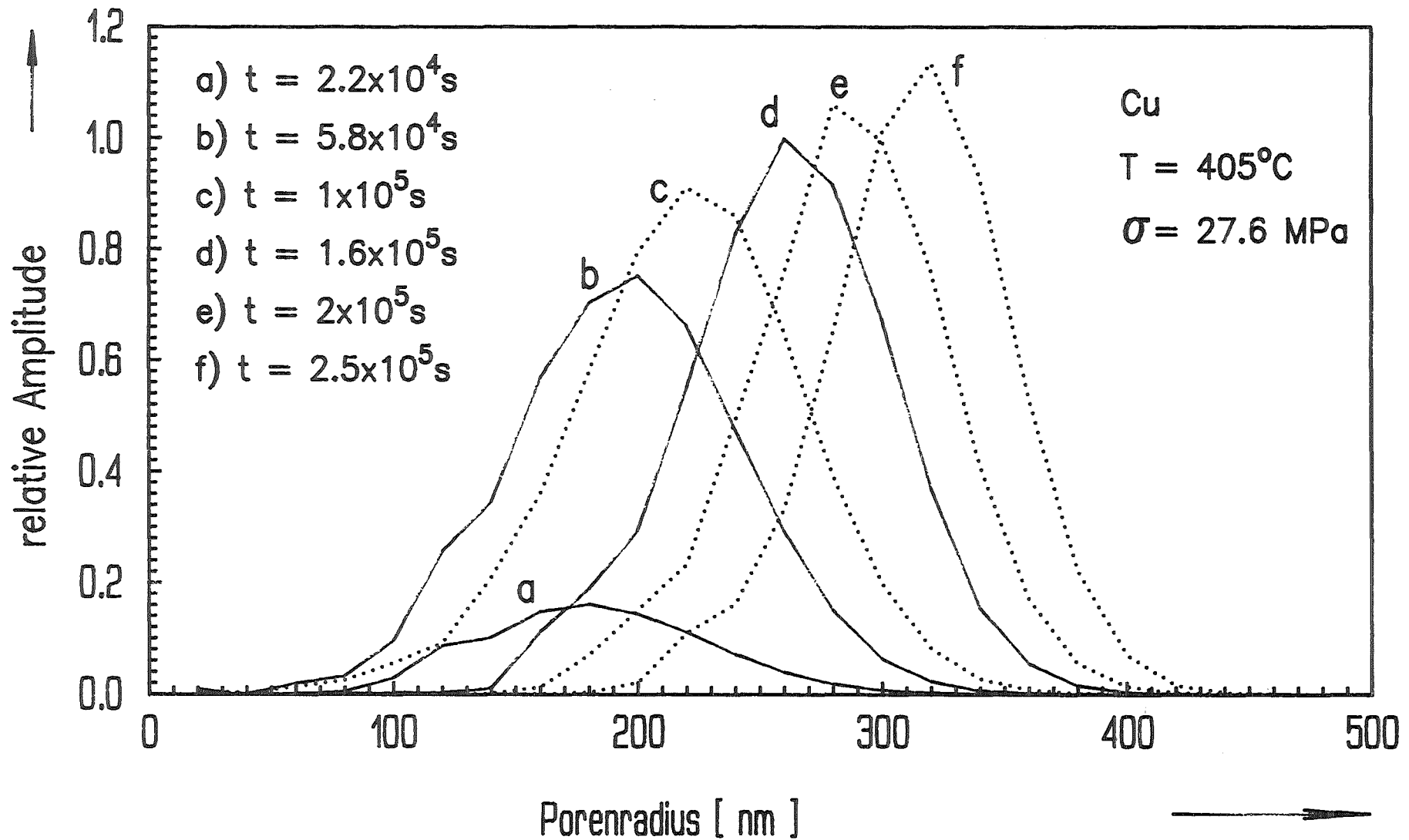


Abb.12 – Berechnete Verteilungsfunktionen.

Kurven a,b und d können mit denen in [22] und in Abb.11 verglichen werden.

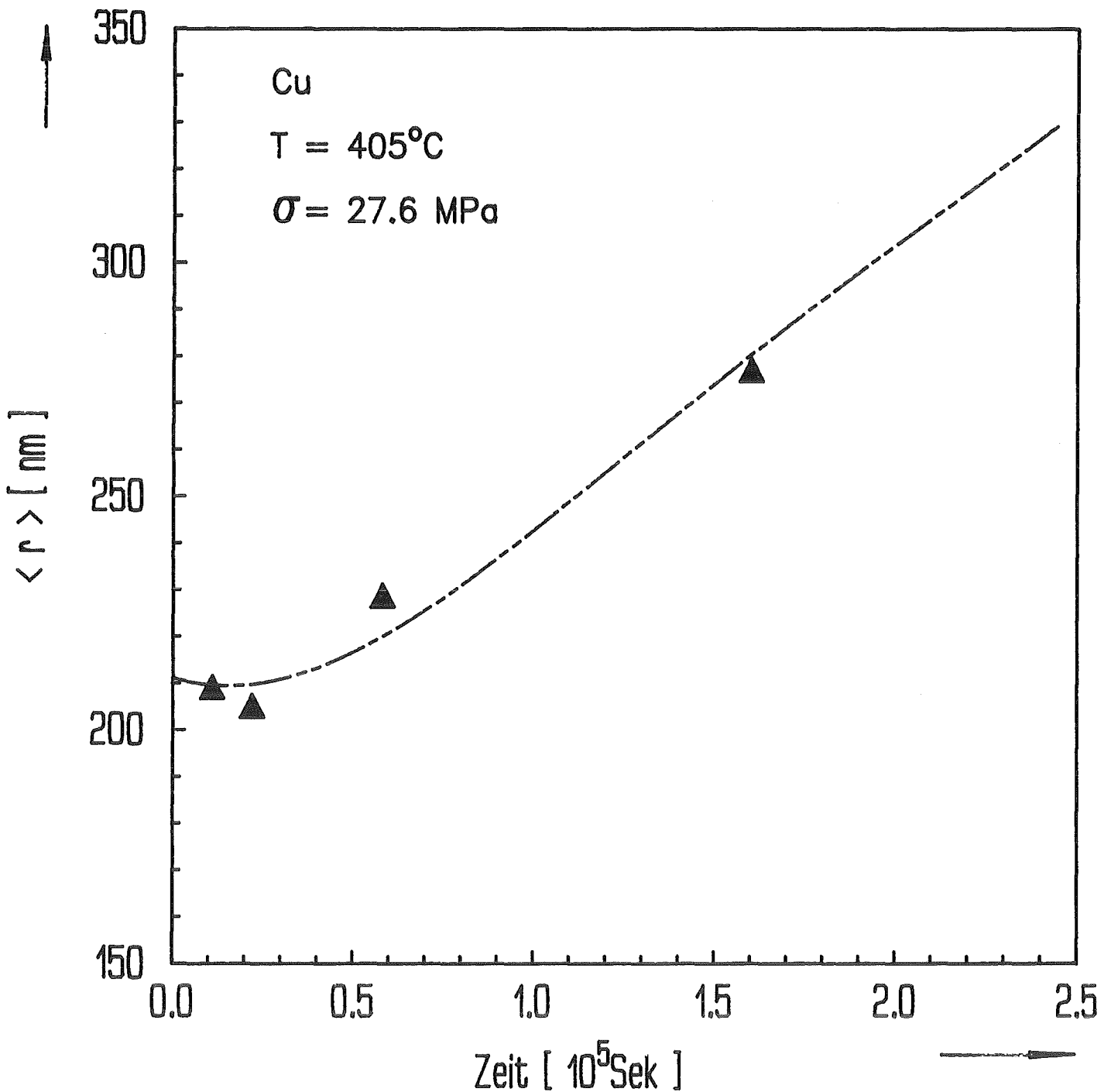


Abb.13 – Mittelwerte der Porenradien als Funktion der Belastungszeit.

Kurve berechnet mittels Daten aus Abb.11.

Experimentelle Werte aus [22] durch Dreiecke gekennzeichnet.

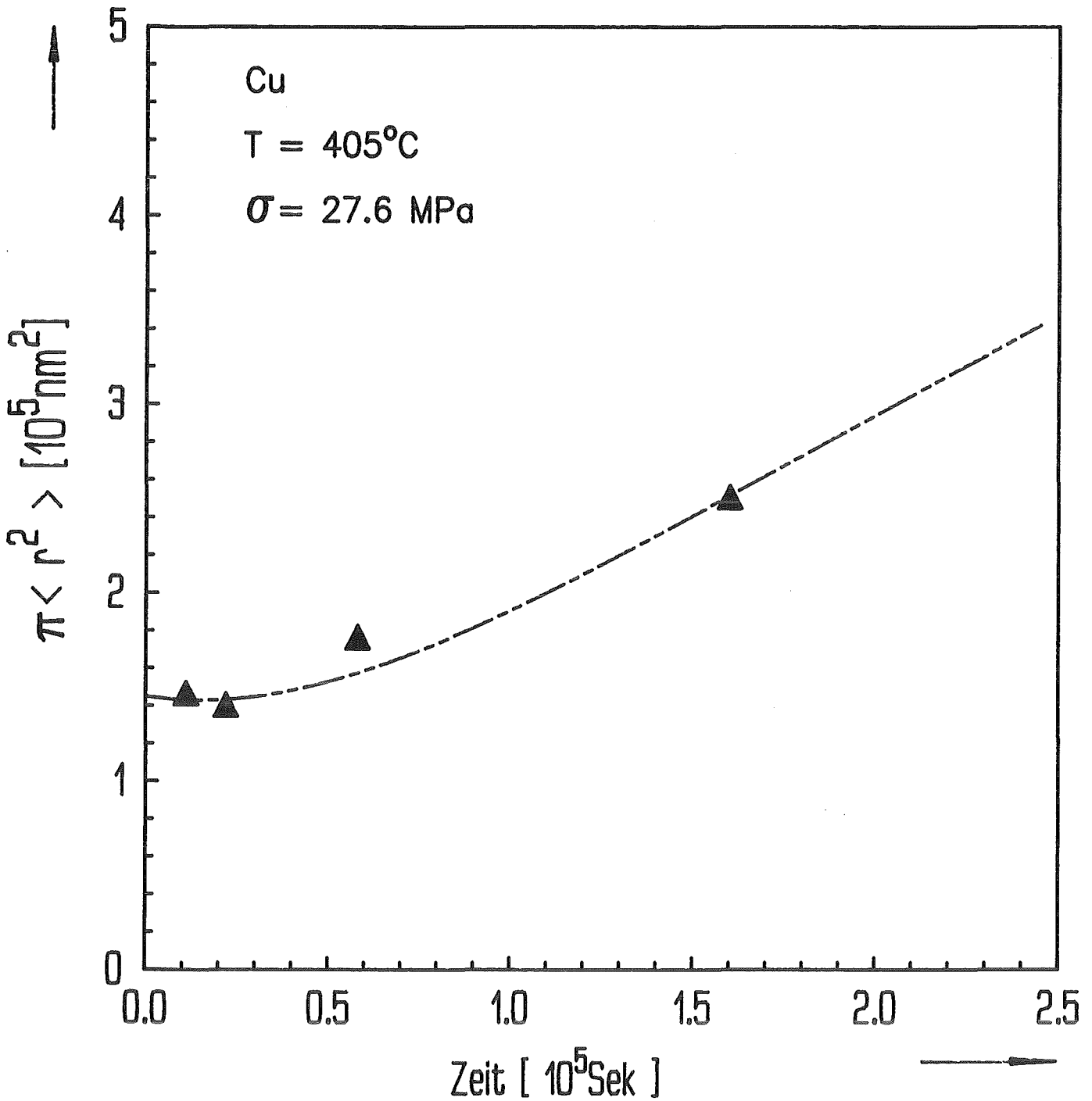


Abb.14 – Mittelwerte der Porenquerschnitte als Funktion der Belastungszeit.

Kurve berechnet mittels Daten aus Abb.11.

Experimentelle Werte aus [22] durch Dreiecke gekennzeichnet.

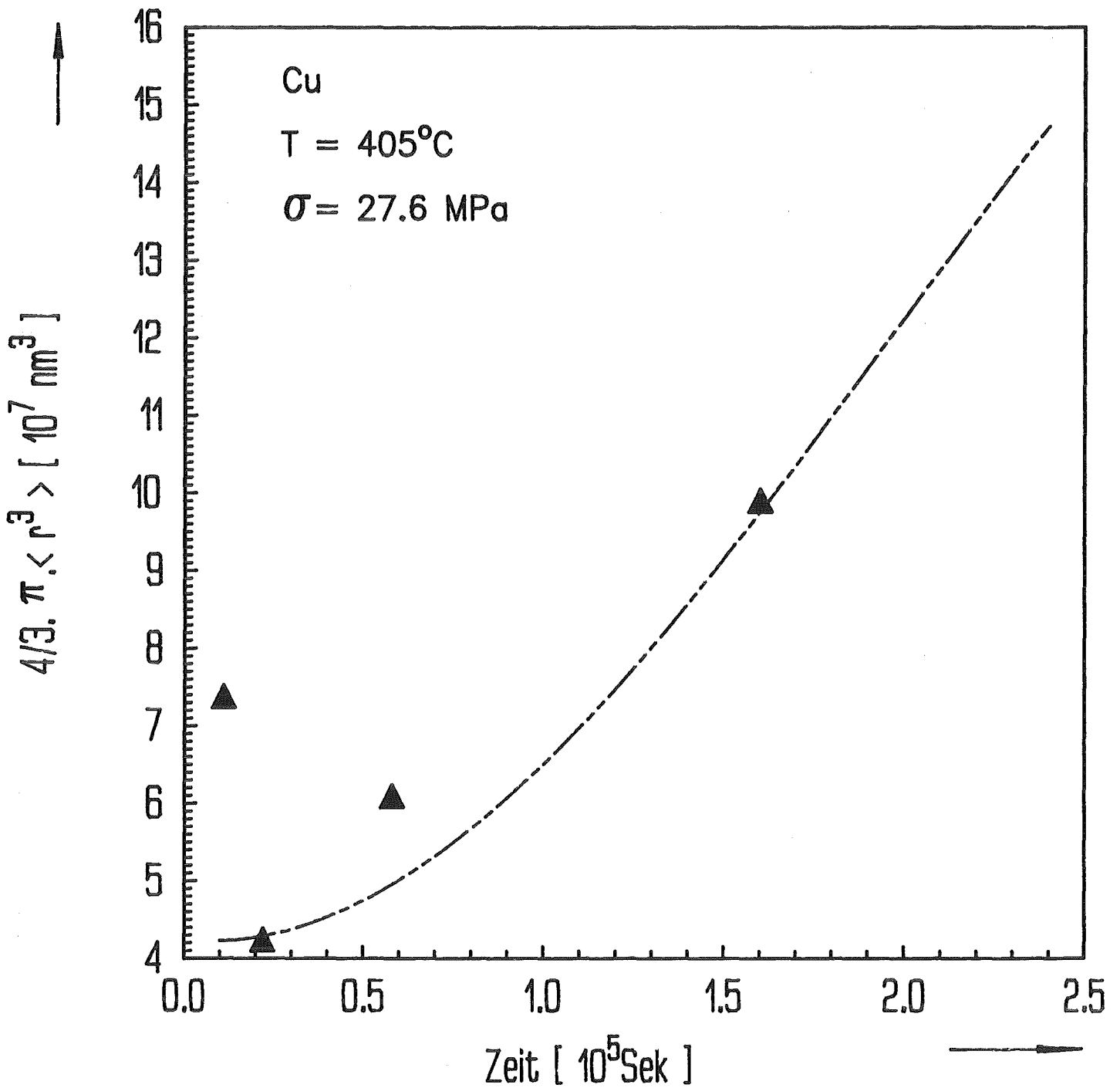


Abb.15 – Mittelwerte der Porenvolumen als Funktion der Belastungszeit.

Kurve berechnet mittels Daten aus Abb.11.

Experimentelle Werte aus [22] durch Dreiecke gekennzeichnet.

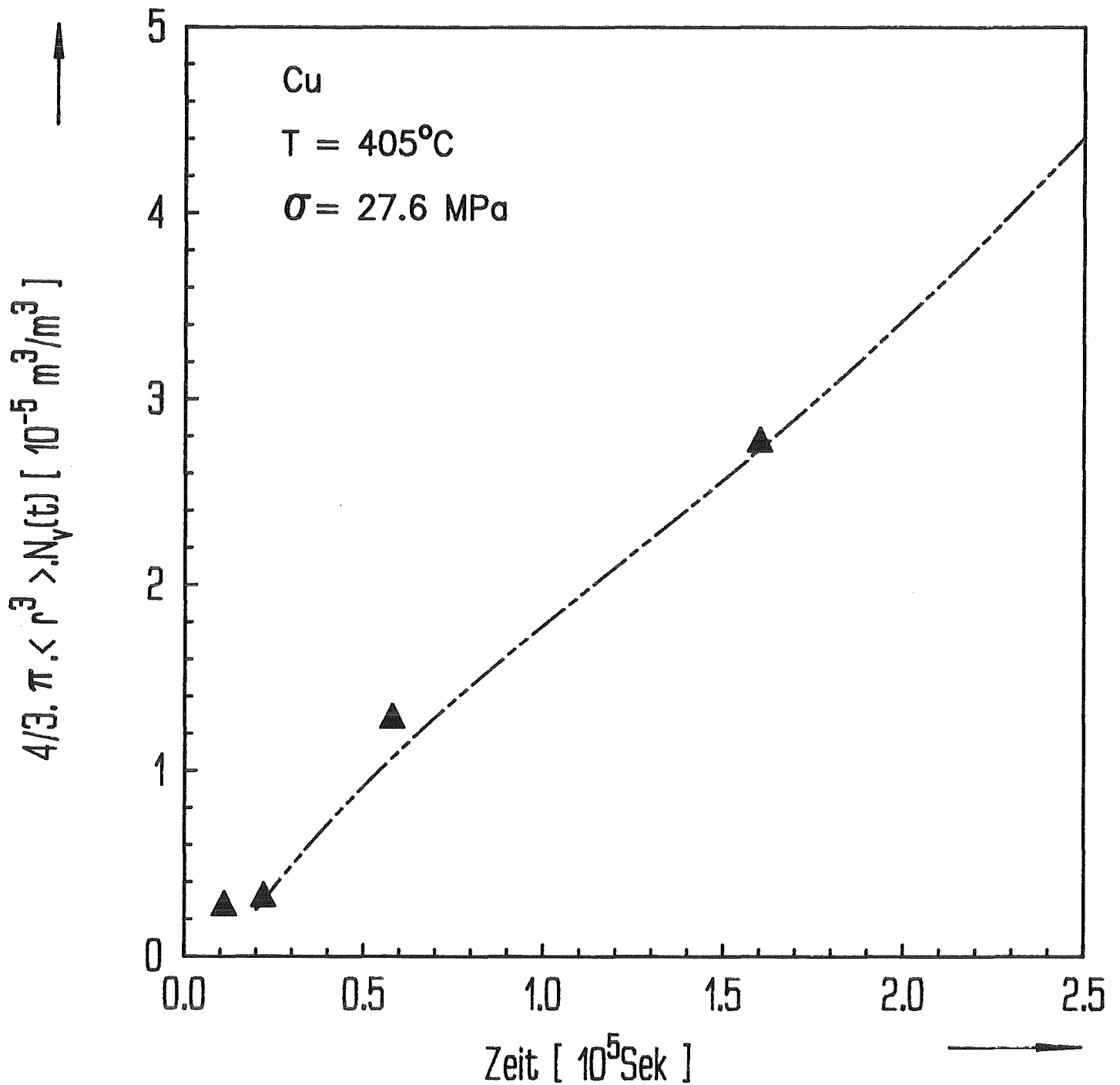


Abb.16 – Porenvolumenfraktion als Funktion der Belastungszeit.

Kurve berechnet mittels Daten aus Abb.11.

Experimentelle Werte aus [22] durch Dreiecke gekennzeichnet.

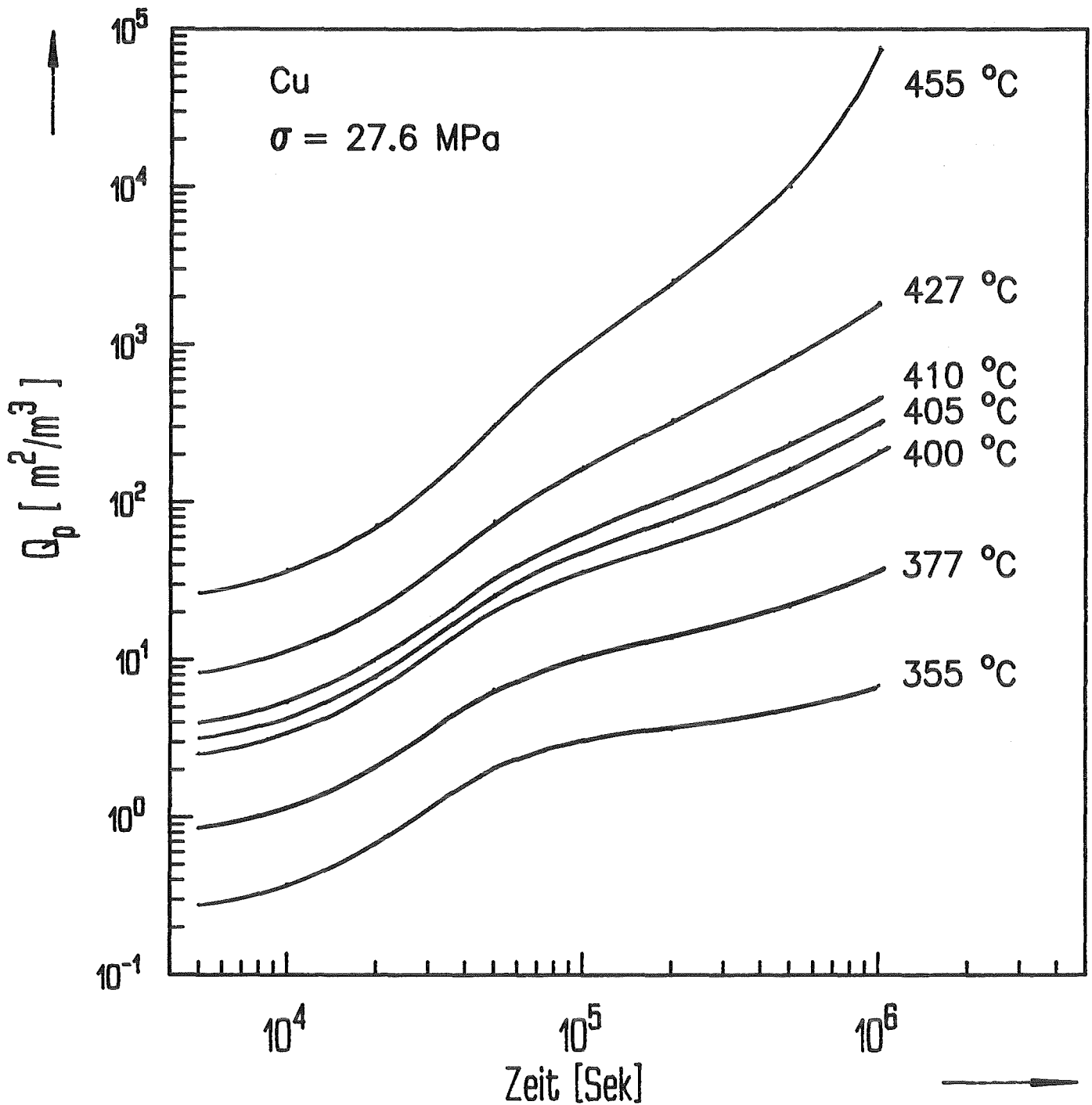


Abb.17 – Gesamtporenquerschnitt (pro Volumeneinheit) als Funktion der Belastungszeit für verschiedene Temperaturen.
Kurve für $T=405^\circ\text{C}$ folgt aus Messungen an Kupfer ($\sigma = 27.6 \text{ MPa}$); die restlichen Kurven wurden berechnet.

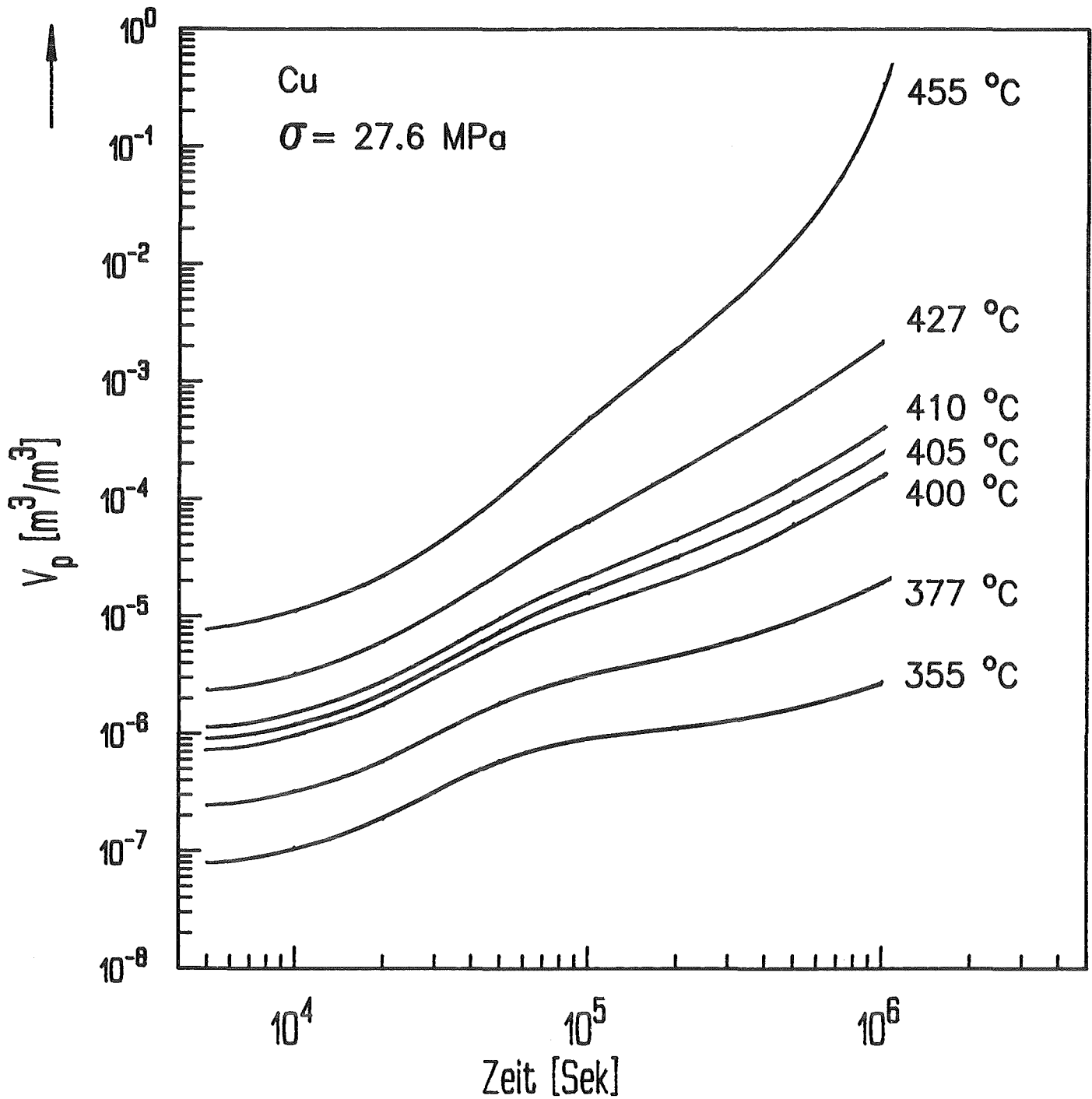


Abb.18 – Porenvolumenfraktion als Funktion der Belastungszeit für verschiedene Temperaturen.
(Erläuterungen s. Abb.17)

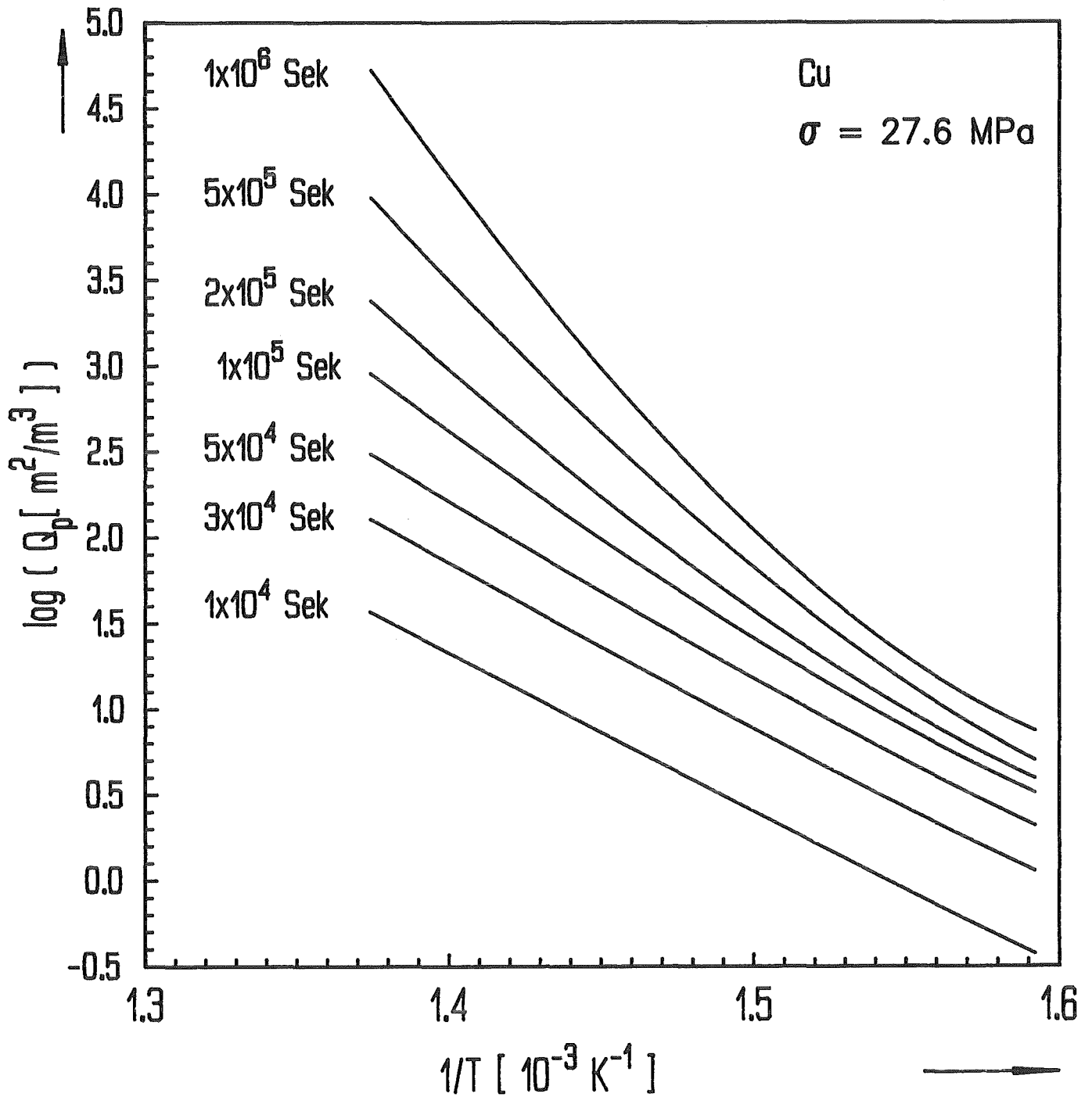


Abb.19 – Die Temperaturabhängigkeit von Q_p .
(aus Abb.17).

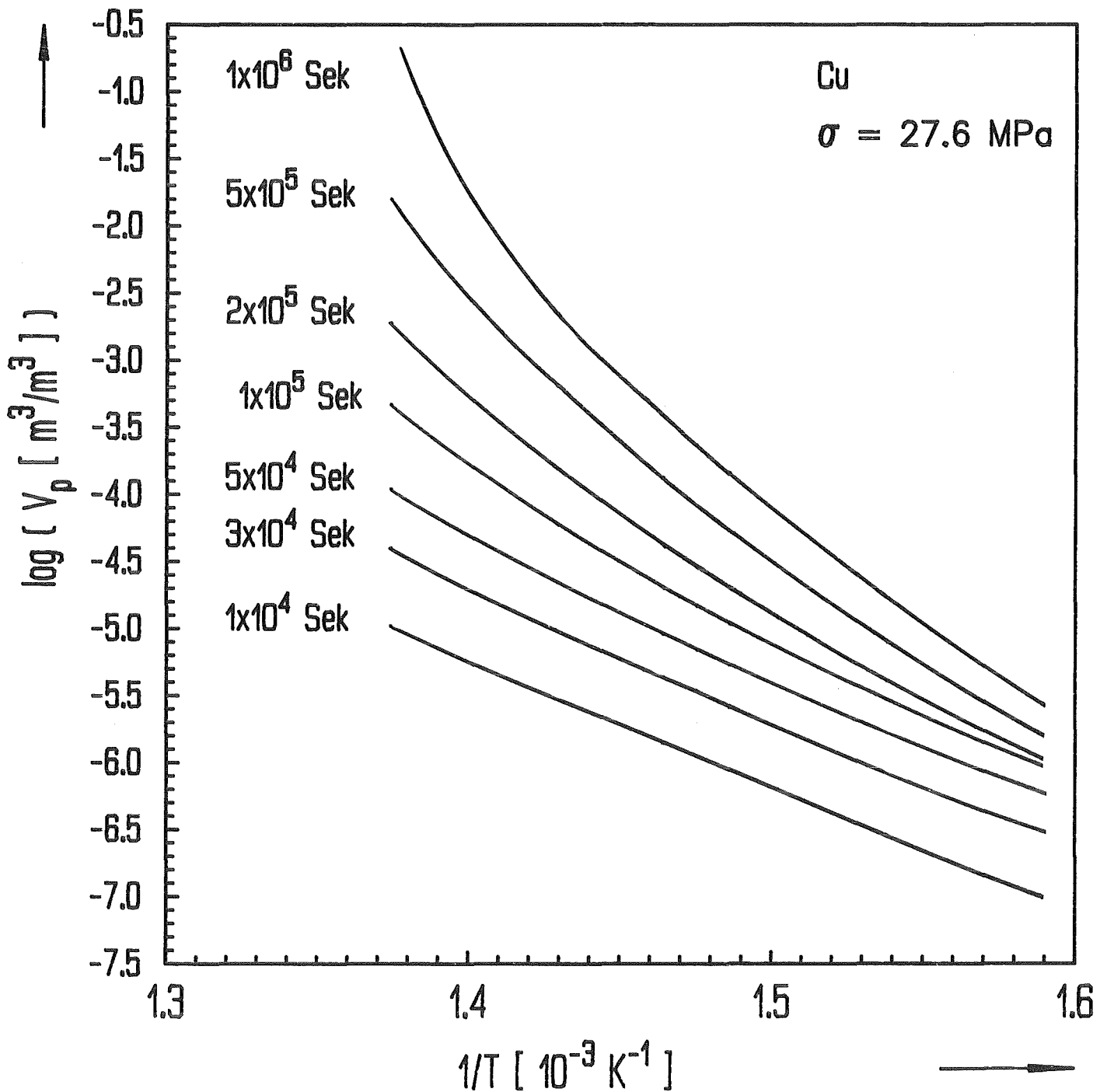


Abb.20 – Die Temperaturabhängigkeit von V_p .
(aus Abb.18).

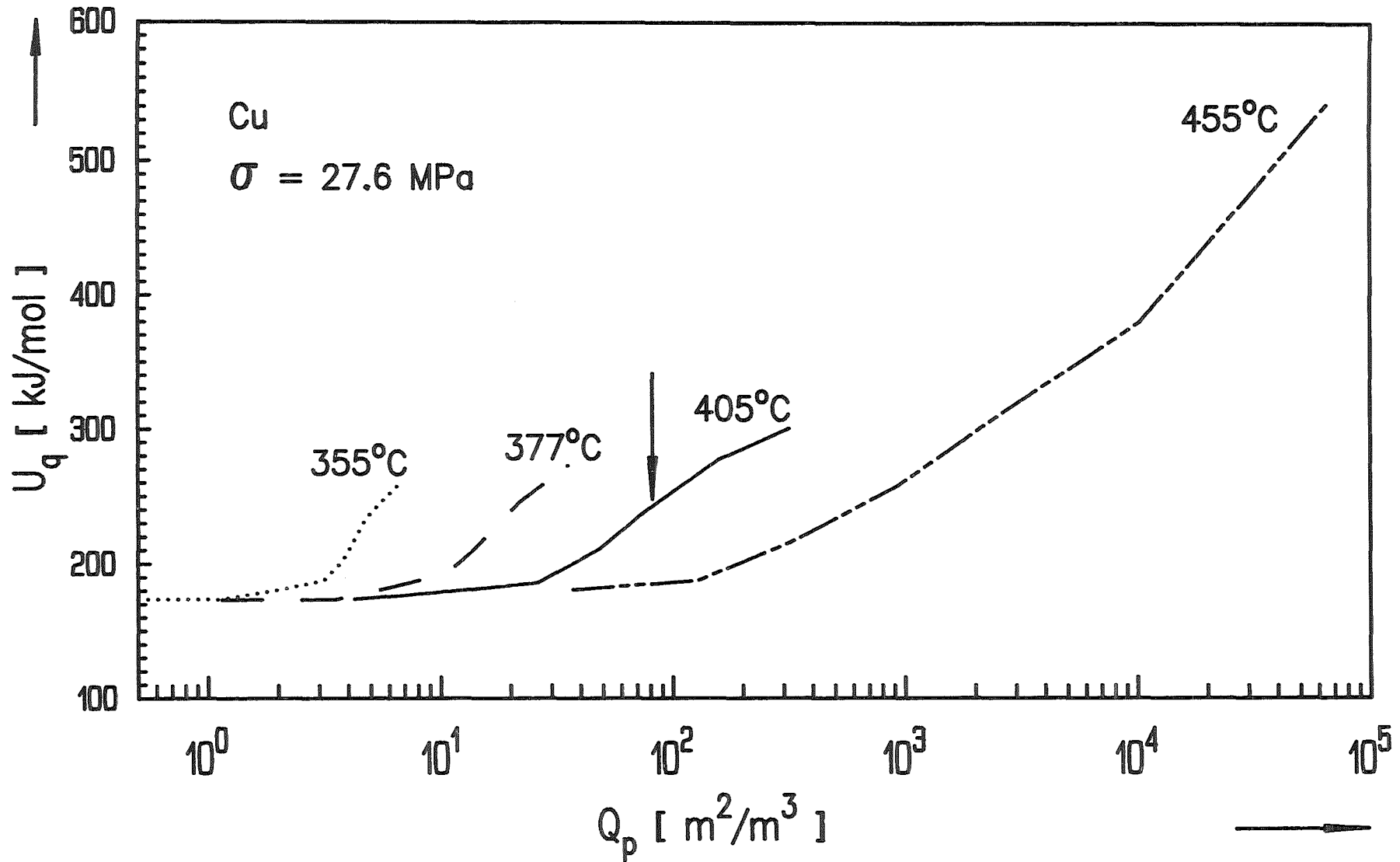


Abb.21a – Die scheinbare Aktivierungsenergie U_q als Funktion von Q_p .
 (Pfeil bezeichnet geschätzten kritischen Schädigungswert für die
 originale, aus Messungen abgeleitete Kurve) (s.Abb.23).

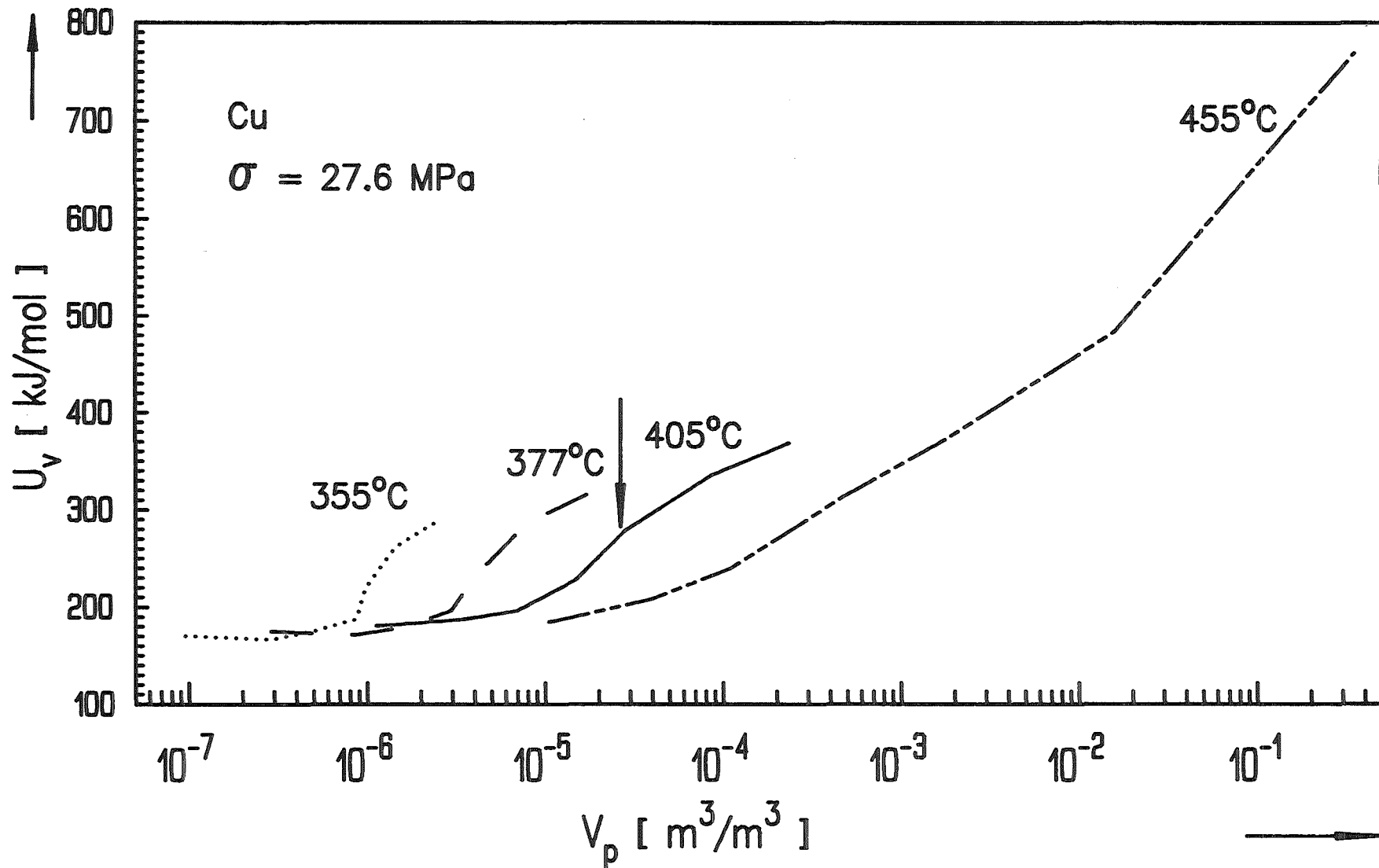


Abb.21b – Die scheinbare Aktivierungsenergie U_v als Funktion von V_p .
 (Pfeil bezeichnet geschätzten kritischen Schädigungswert für die
 originäre, aus Messungen abgeleitete Kurve) (s. Abb.23).

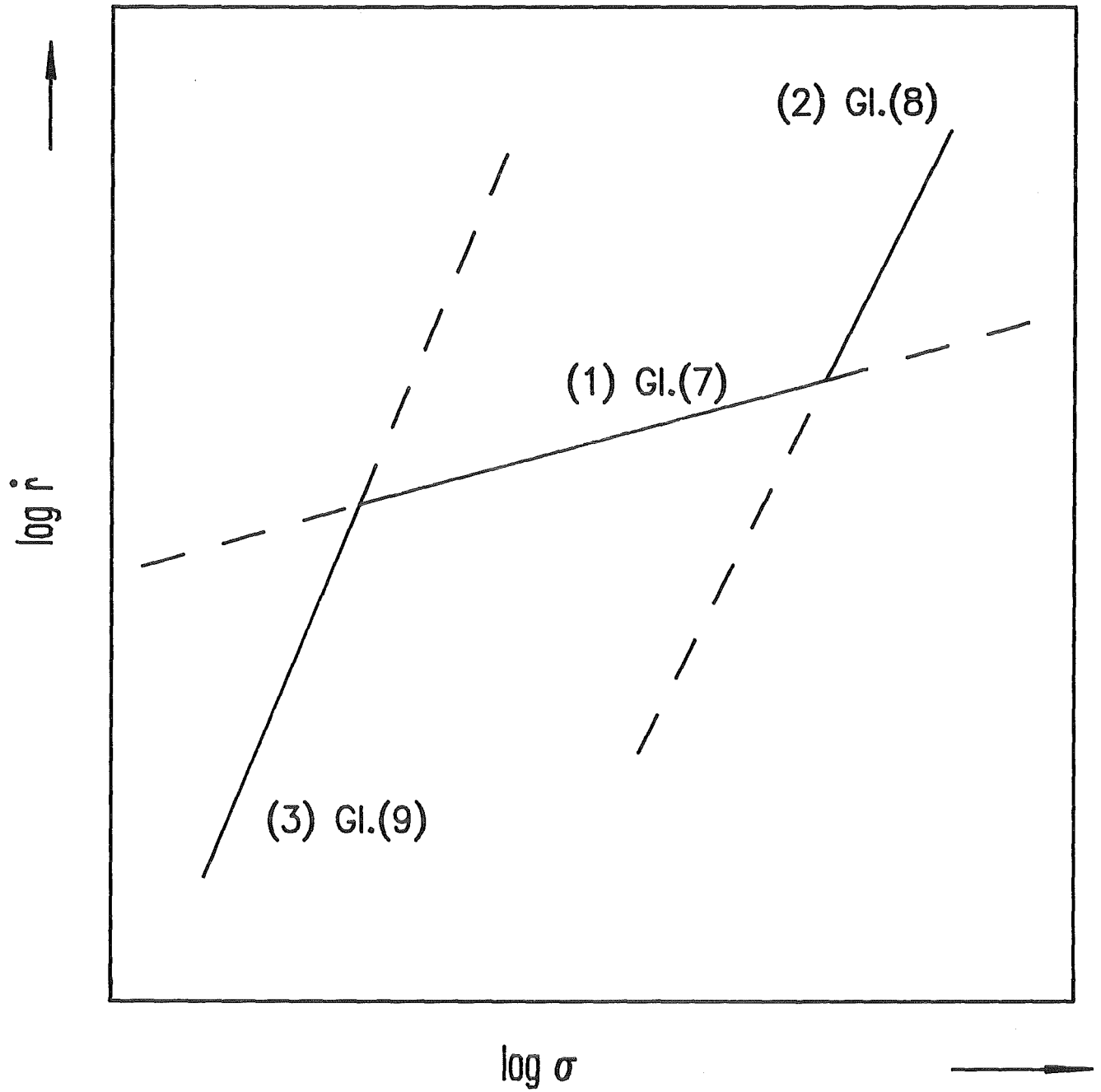


Abb.22 – Schematische Darstellung der Spannungsabhängigkeit der Porenwachstumsrate (s. Text).

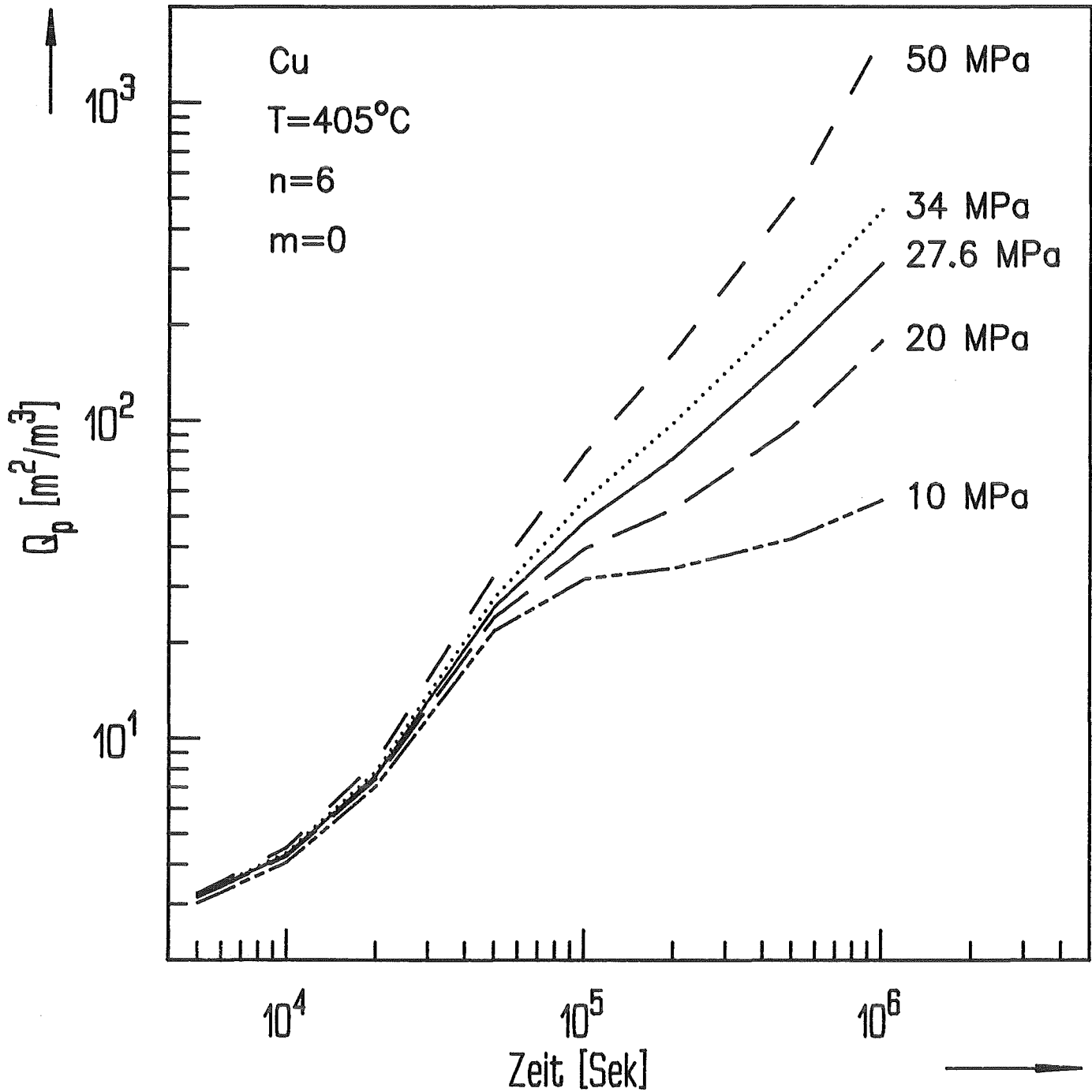


Abb.23a – Gesamtporenquerschnitt (pro Volumeneinheit) als Funktion der Belastungszeit für verschiedene Spannungen.

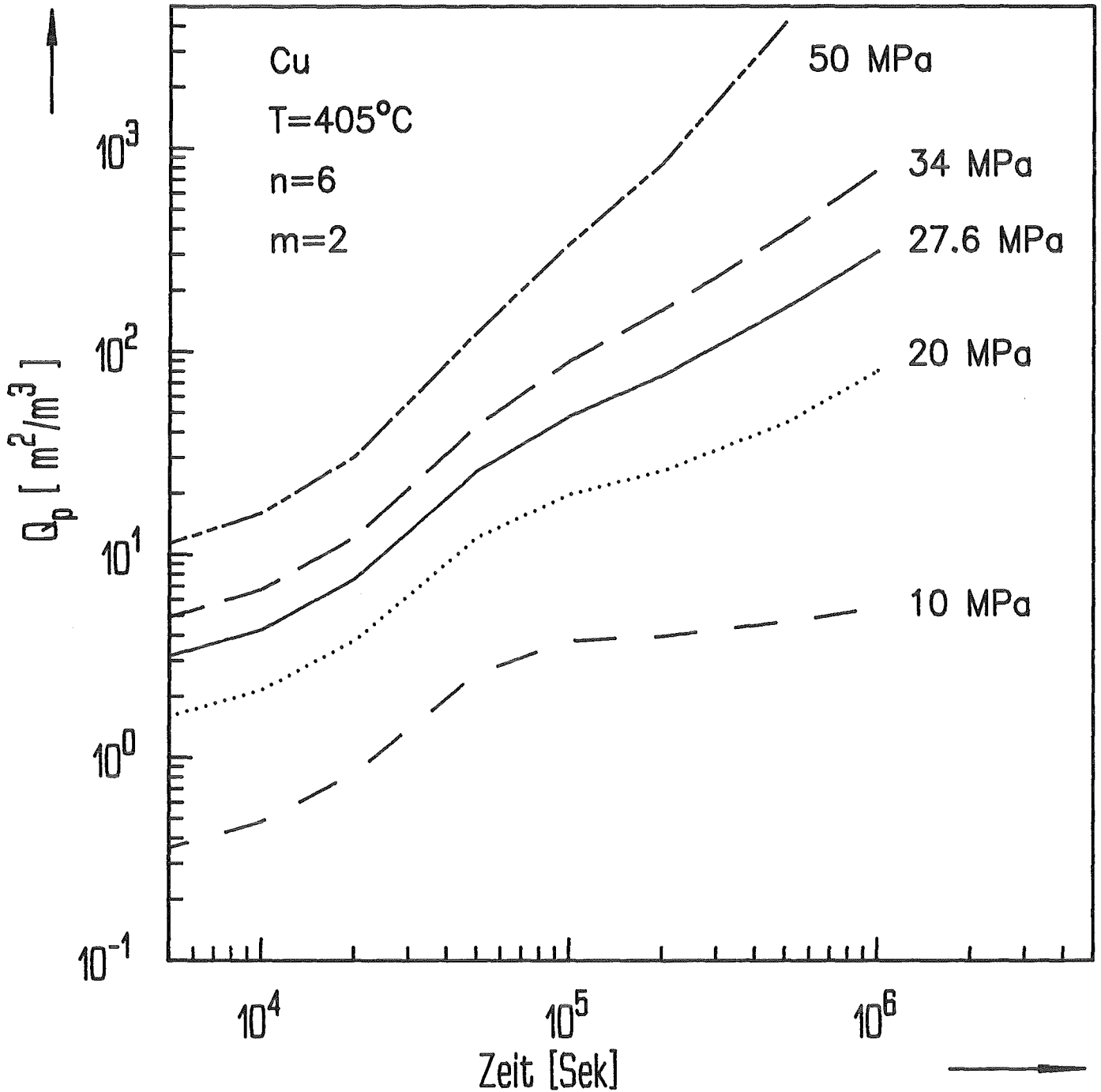


Abb.23b – Der Gesamtporenquerschnitt (pro Volumeneinheit) als Funktion der Belastungszeit für verschiedene Spannungen.

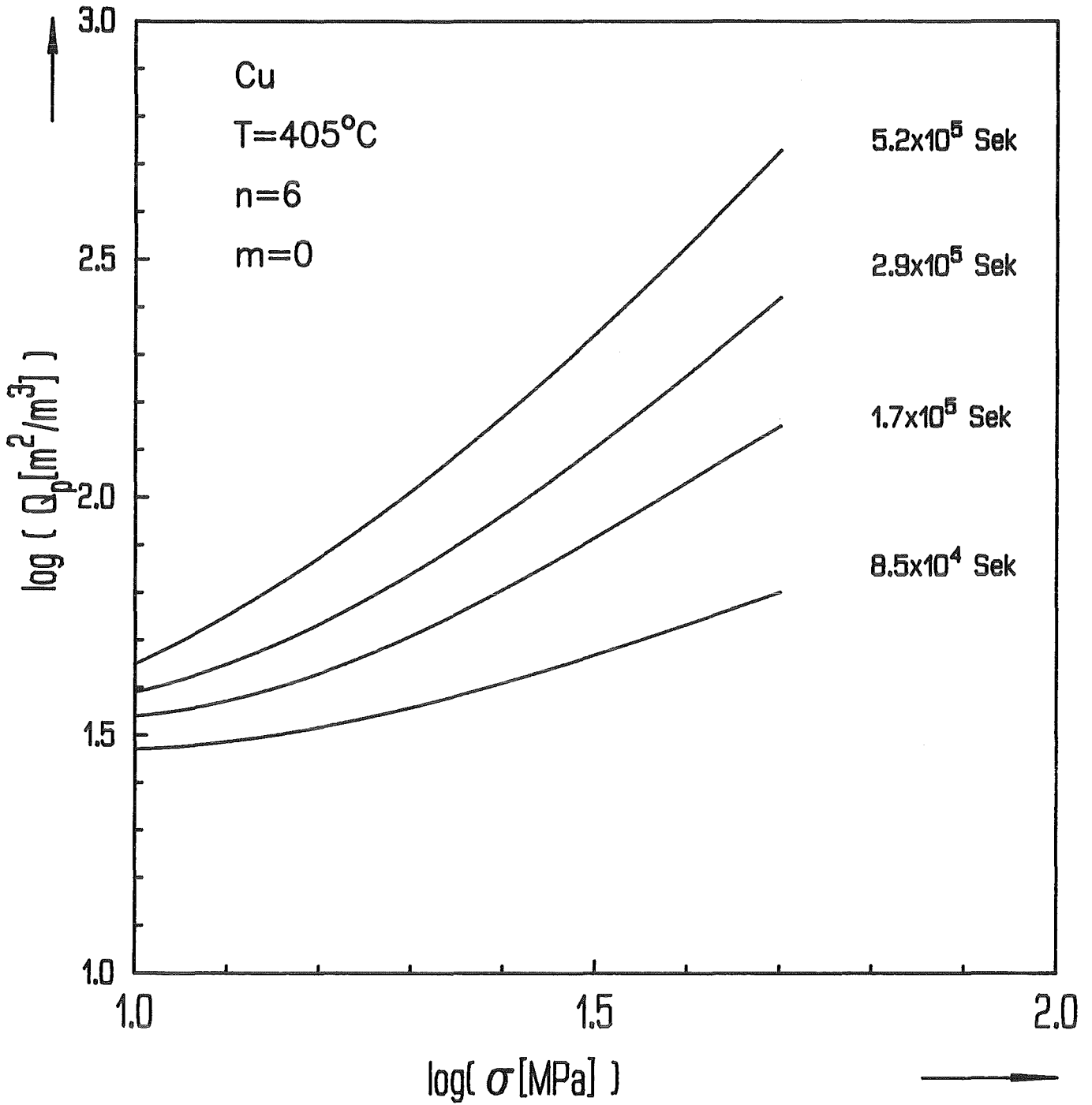


Abb.24a – Die Spannungsabhängigkeit von Q_p .

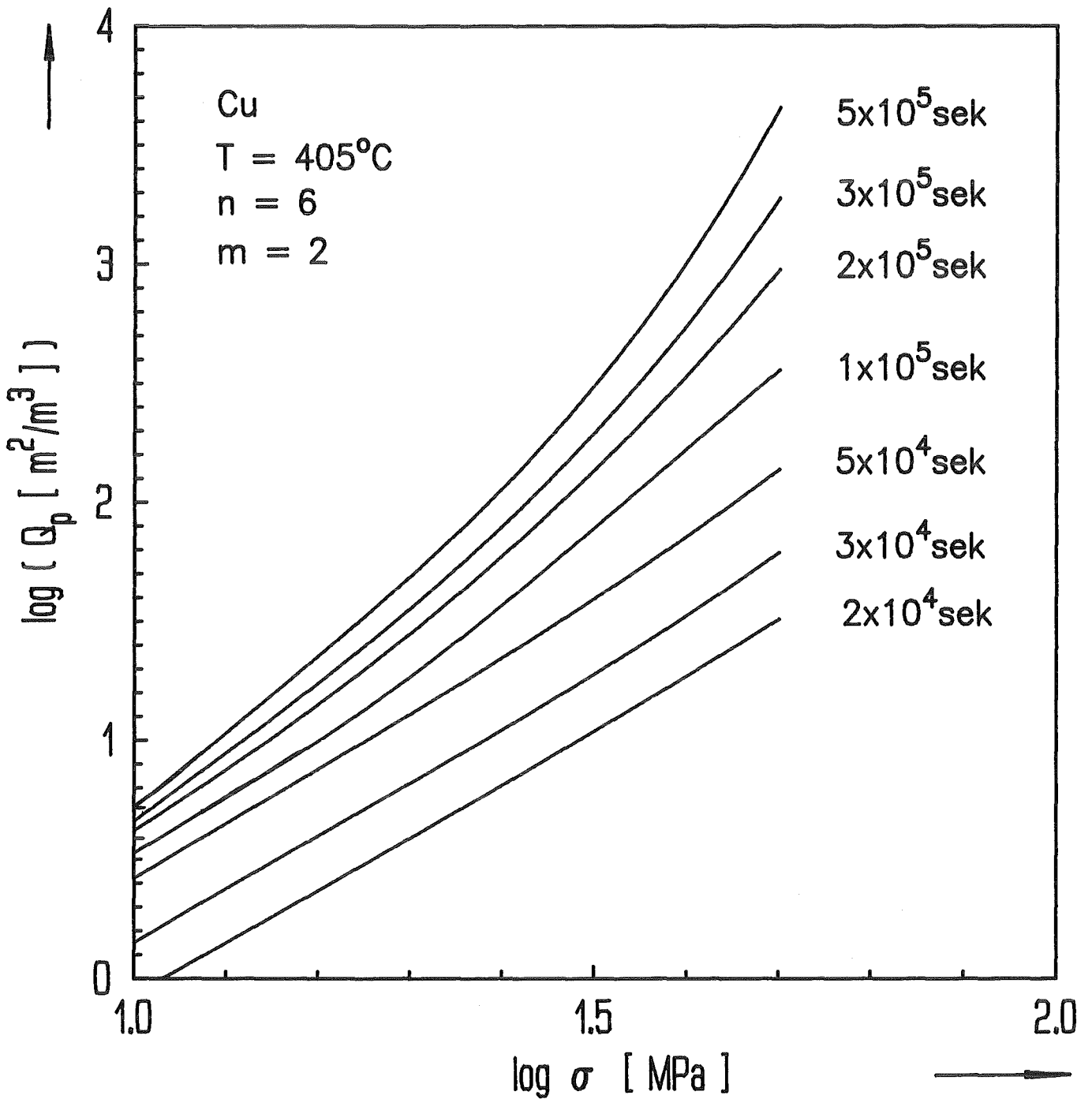


Abb.24b – Die Spannungsabhängigkeit von Q_p .

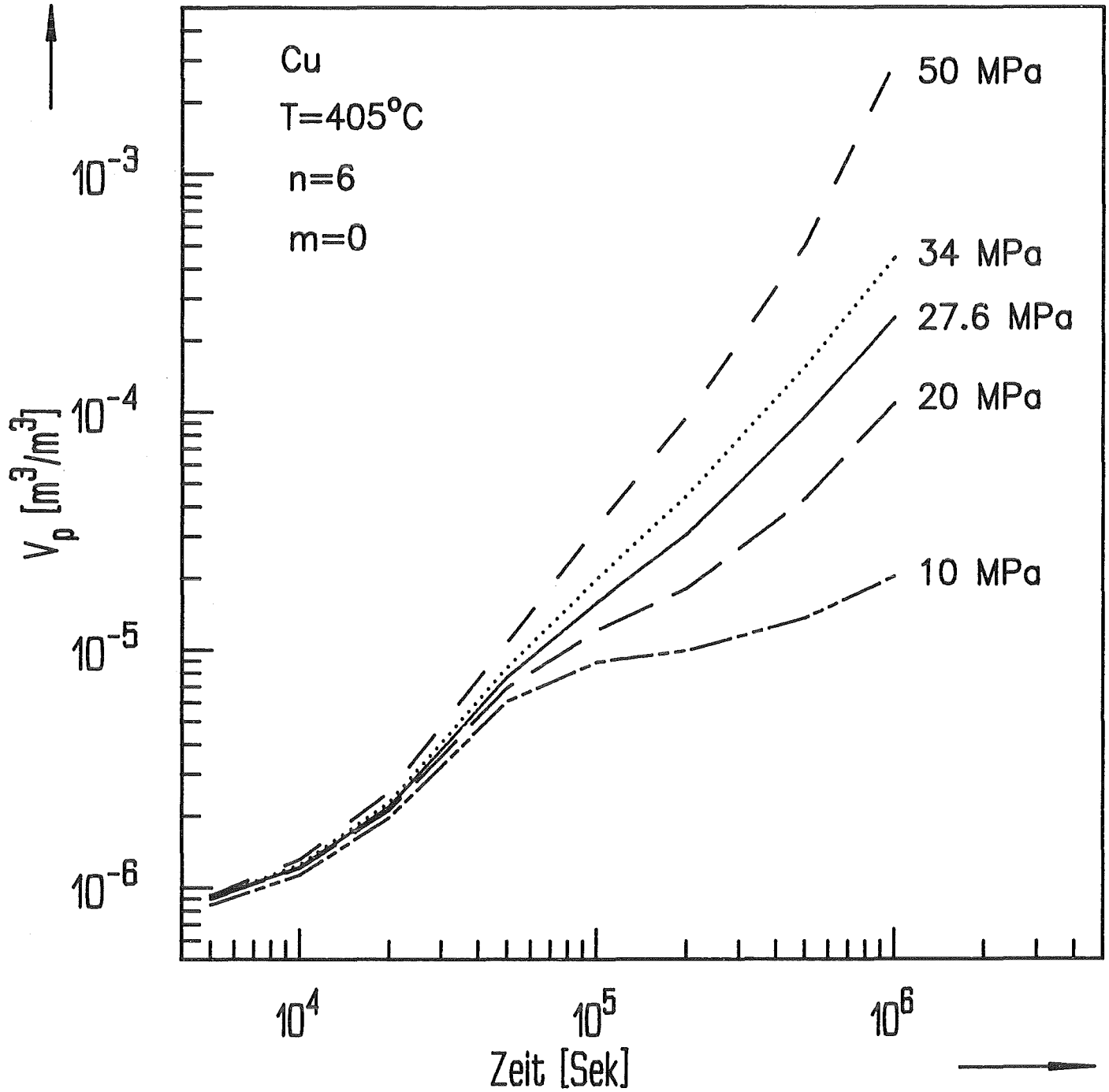


Abb.25a – Die Porenvolumenfraktion als Funktion der Zeit für verschiedene Spannungen.

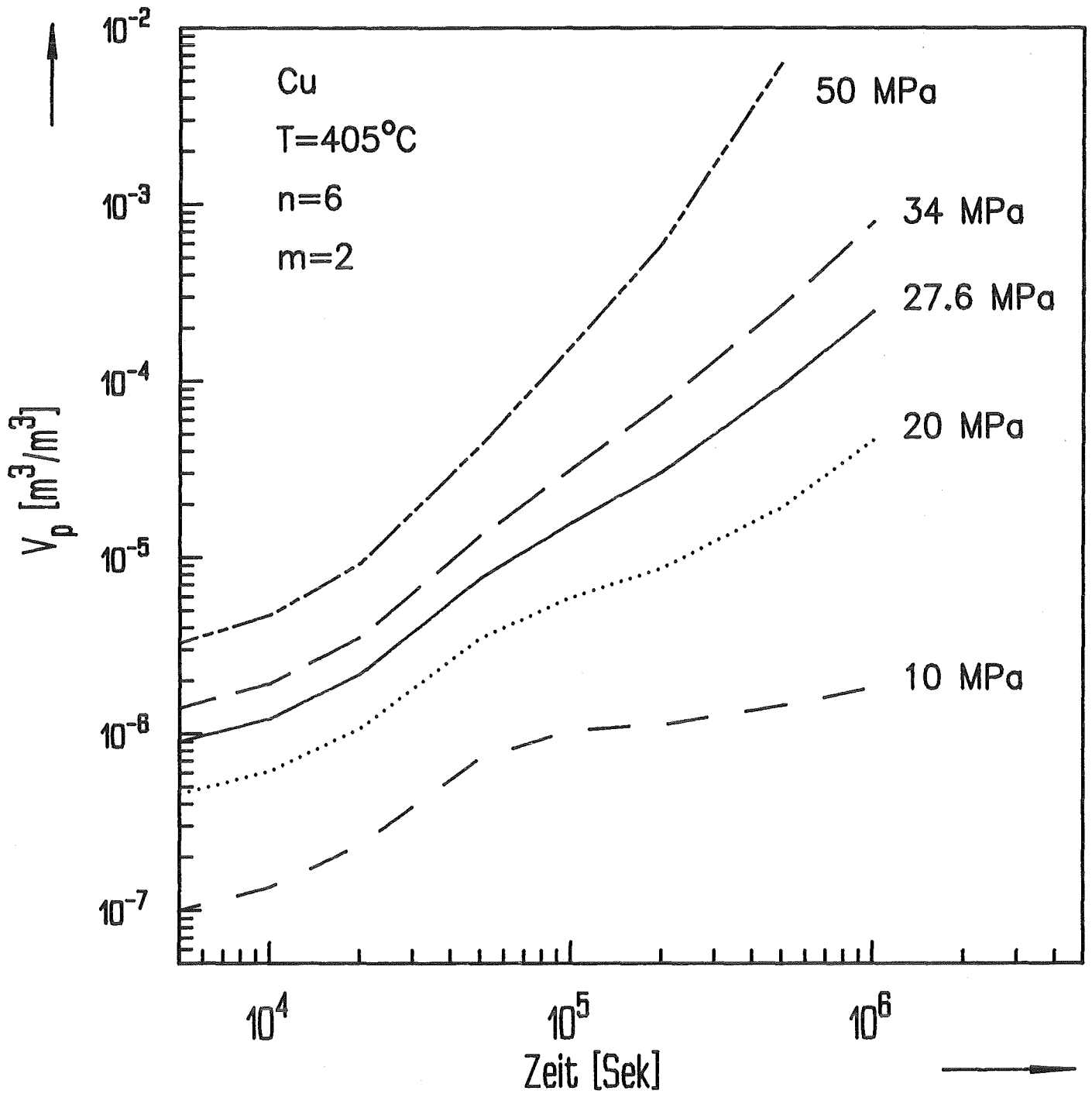


Abb.25b – Die Porenvolumenfraktion als Funktion der Zeit für verschiedene Spannungen.

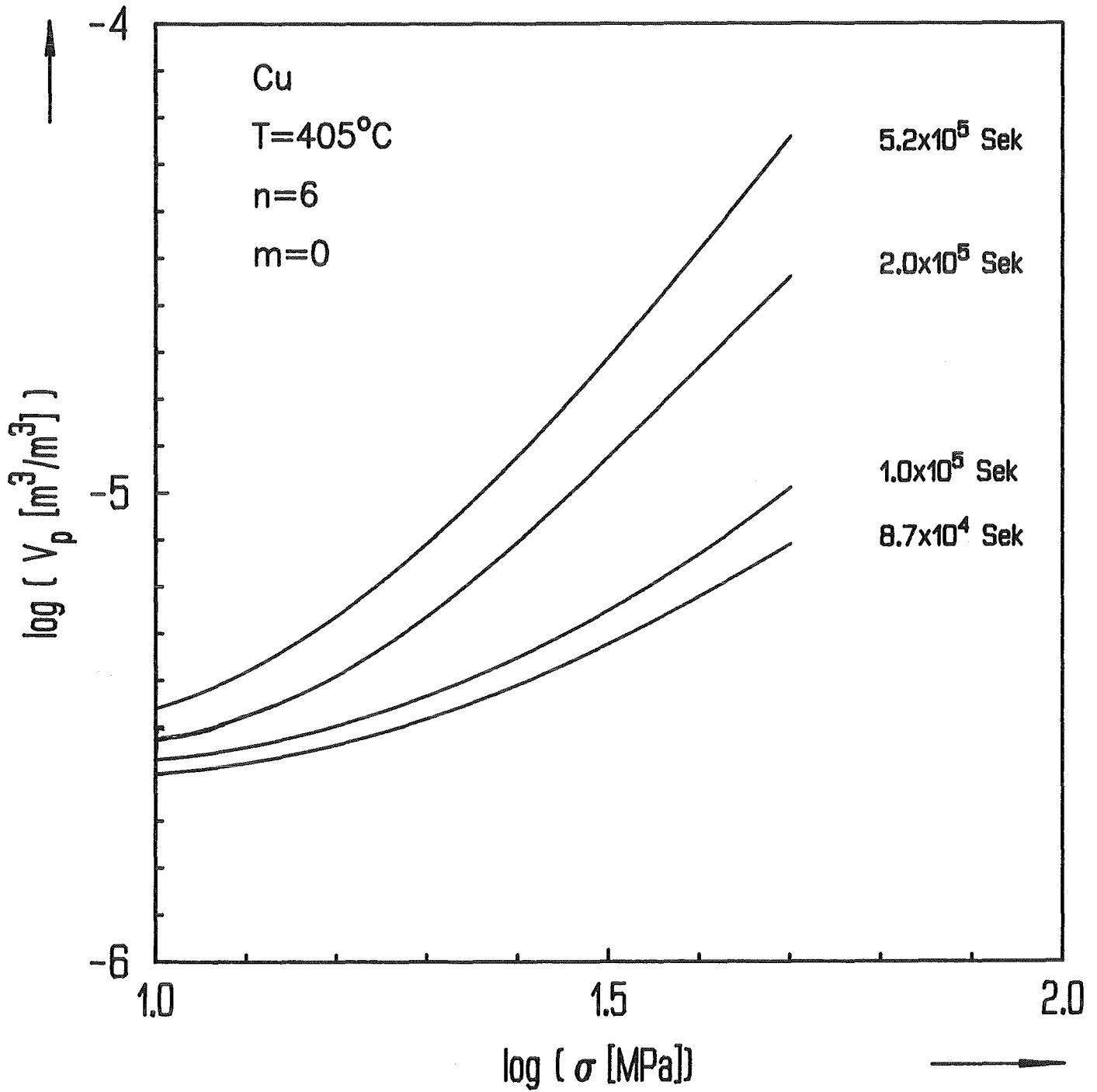


Abb.26a – Die Spannungsabhängigkeit von V_p .

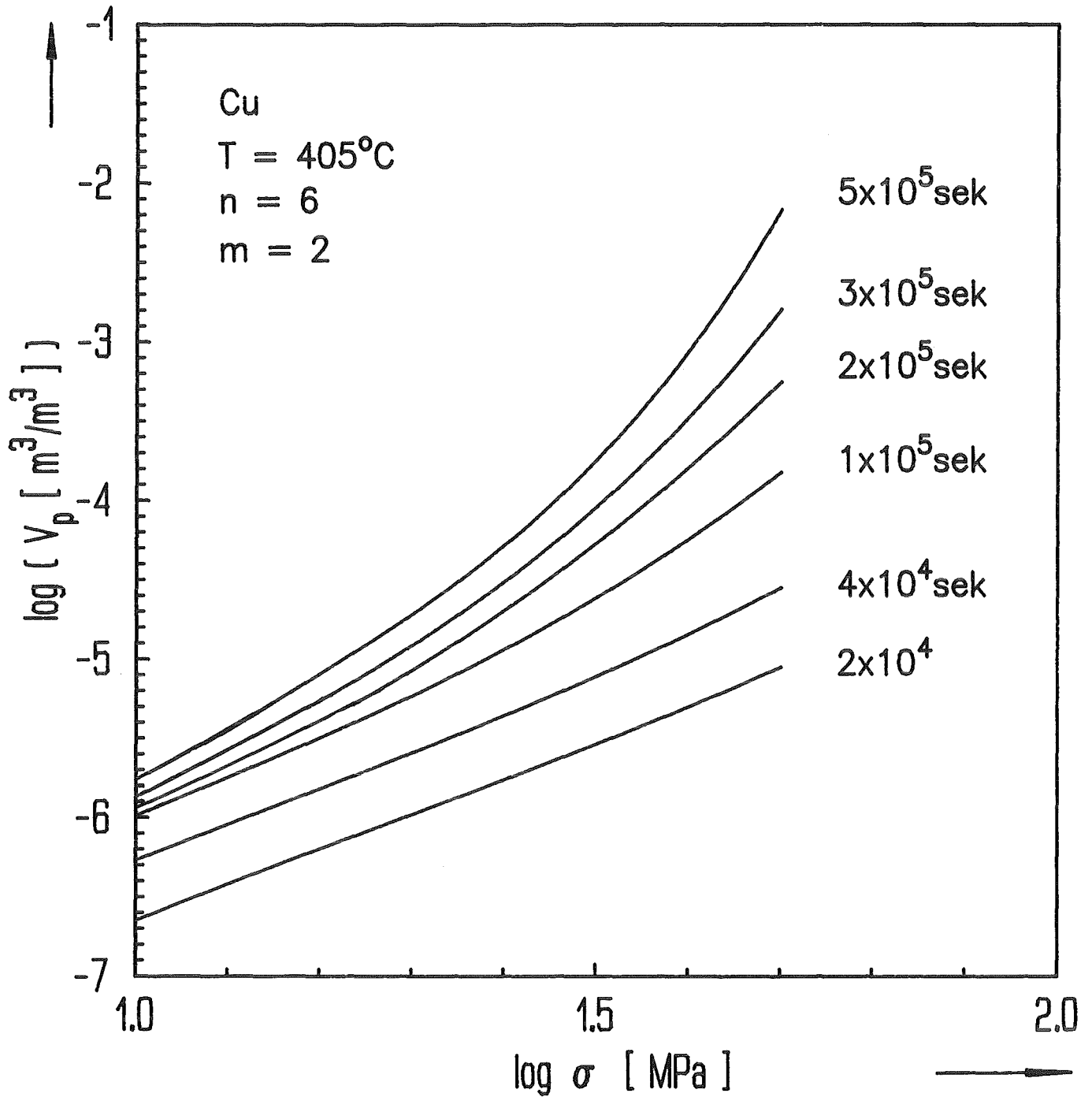


Abb.26b – Die Spannungsabhängigkeit von V_p.

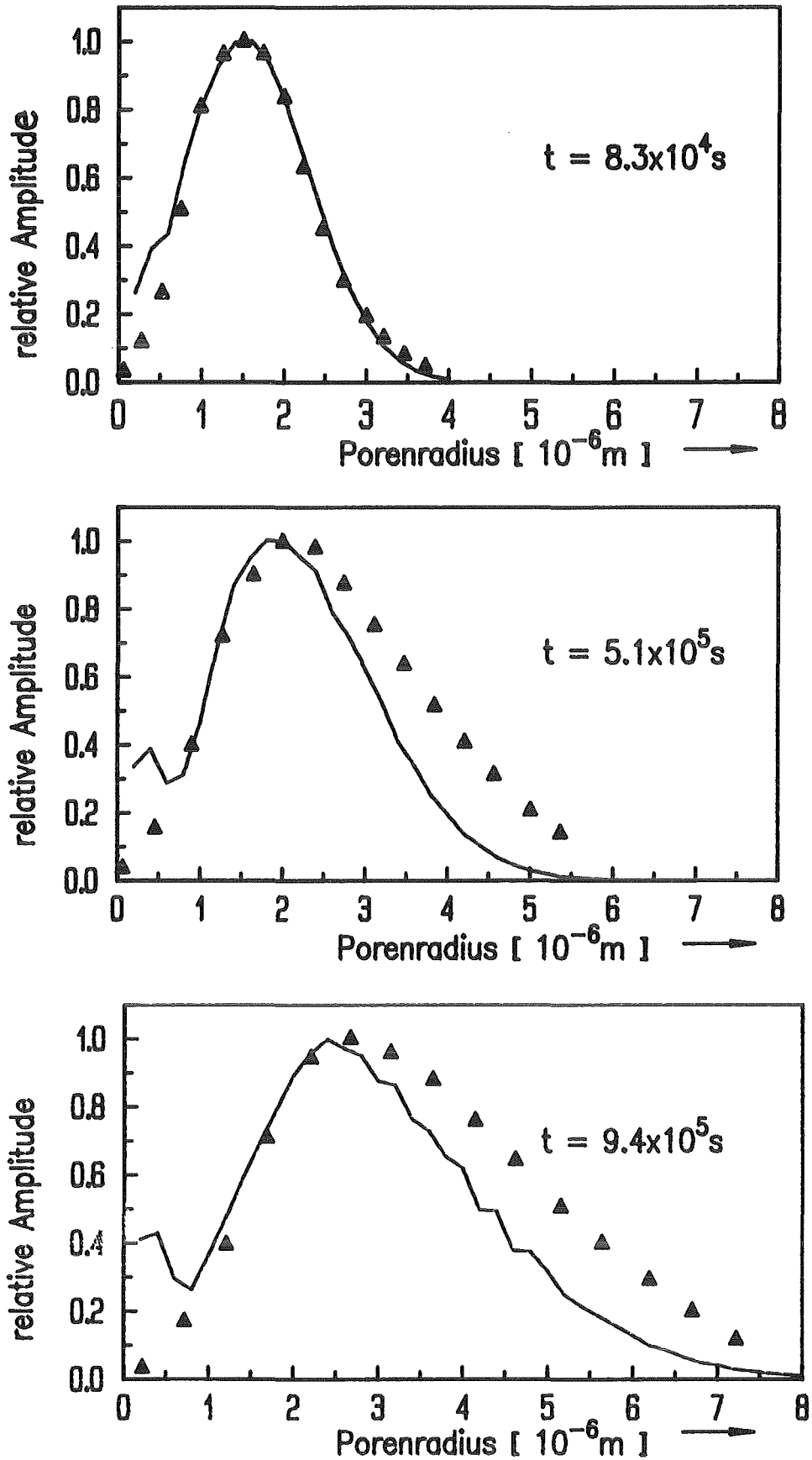


Abb.27 – Verteilungsfunktionen für α -Eisen für verschiedene Belastungszeiten. Experimente [14] ($\sigma = 9.3$ MPa; $T = 700^\circ\text{C}$) durch Dreiecke und Rechnungen durch Linien gekennzeichnet.

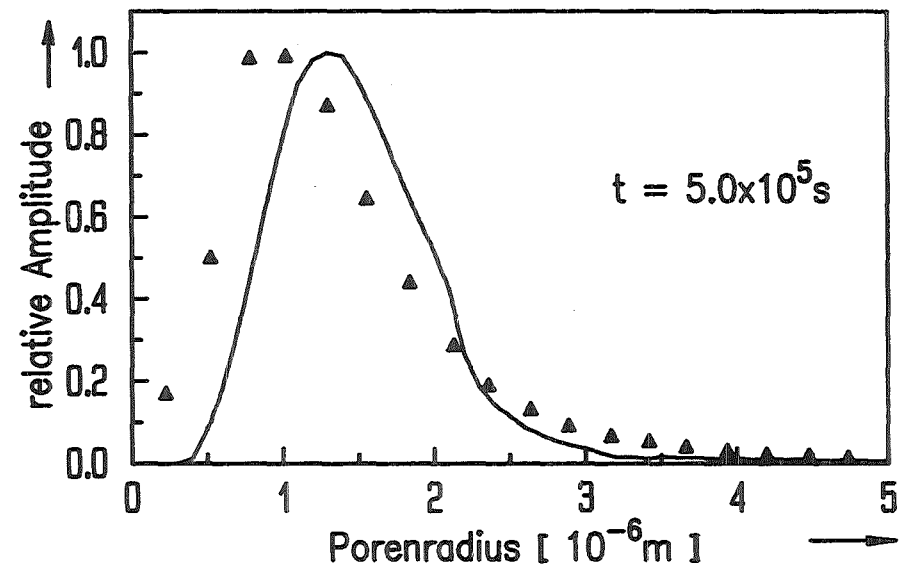
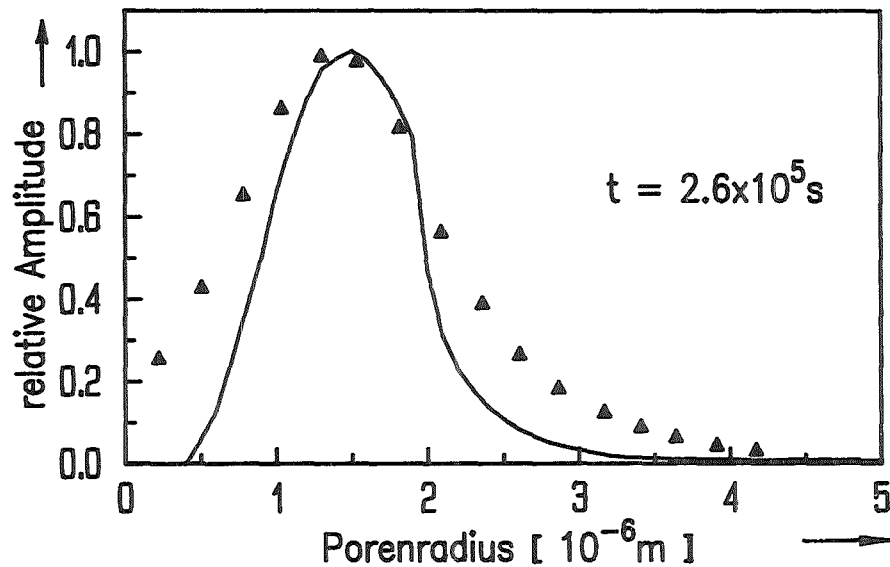
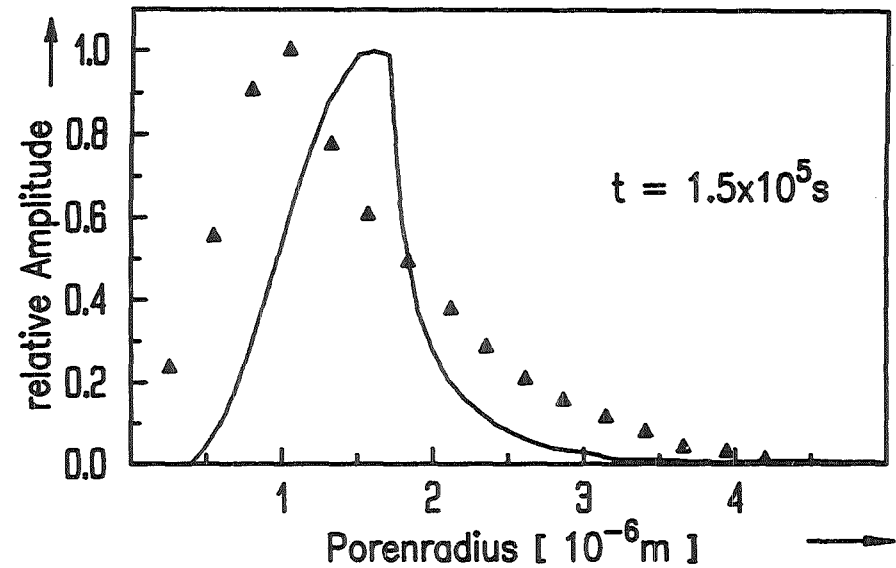
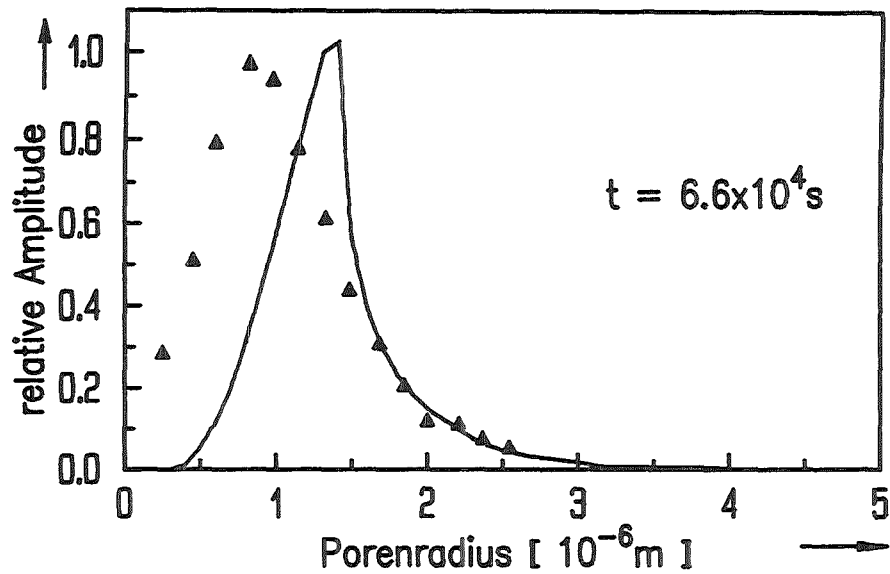


Abb.28 – Verteilungsfunktionen für AISI-304 für verschiedene Belastungszeiten. Experimente [38] ($\sigma=63\text{MPa}$; $T=700^\circ\text{C}$) durch Dreiecke und Rechnungen durch Linien gekennzeichnet.

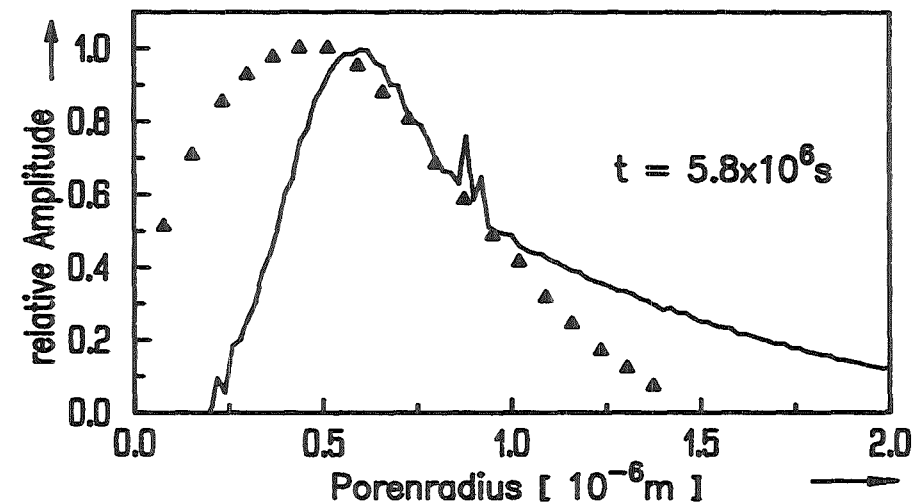
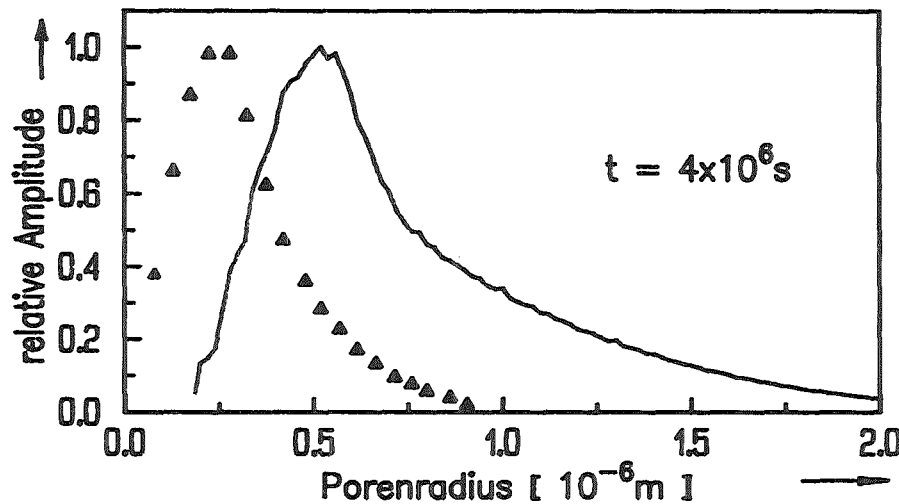
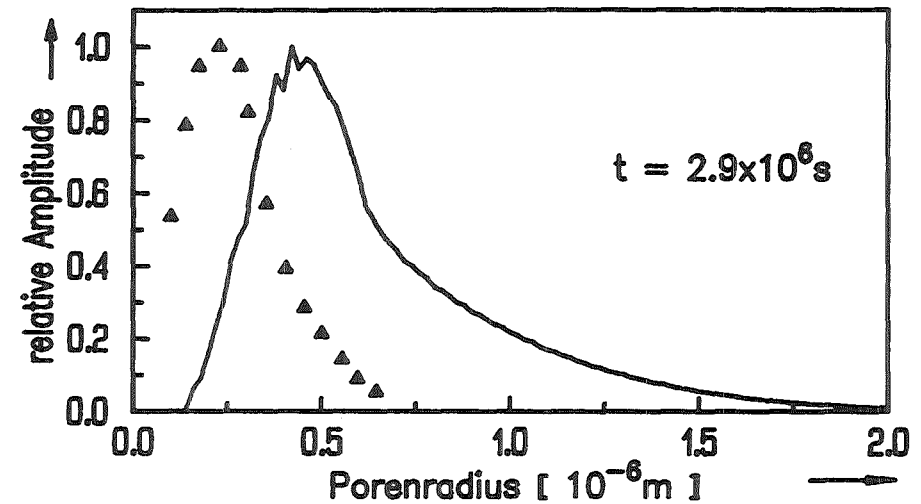
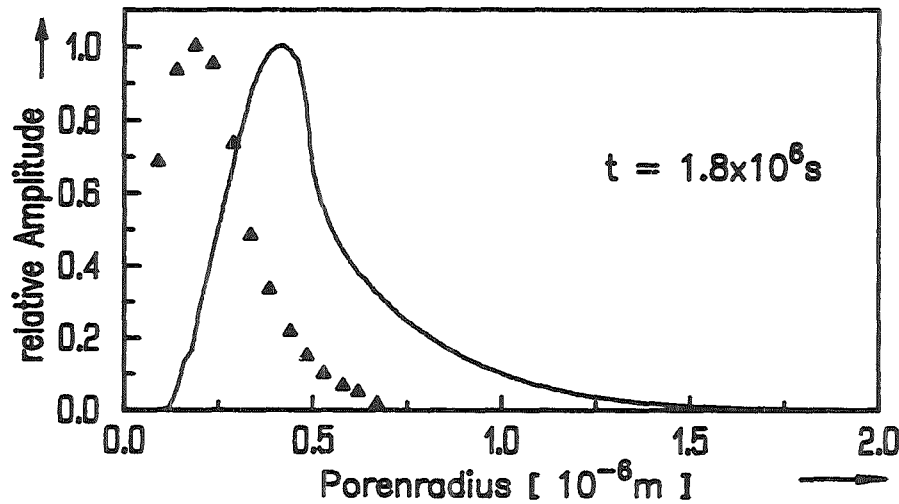


Abb.29 – Verteilungsfunktionen für AISI-347 für verschiedene Belastungszeiten. Experimente [37] ($\sigma = 277 \text{ MPa}$; $T = 550^\circ \text{ C}$) durch Dreiecke und Rechnungen durch Linien gekennzeichnet.

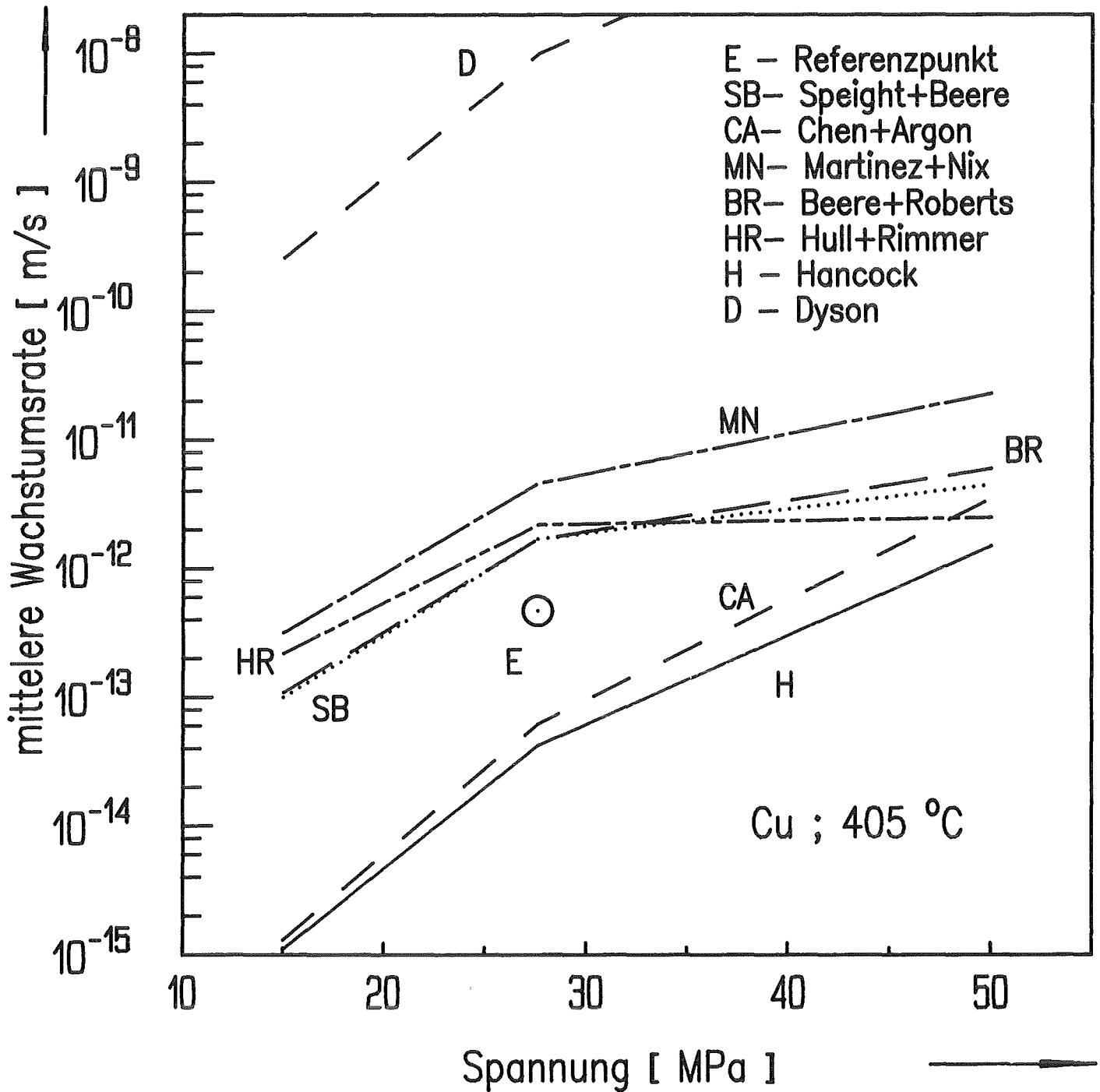


Abb. 30a – Zur Ermittlung der Wachstumsfunktion.

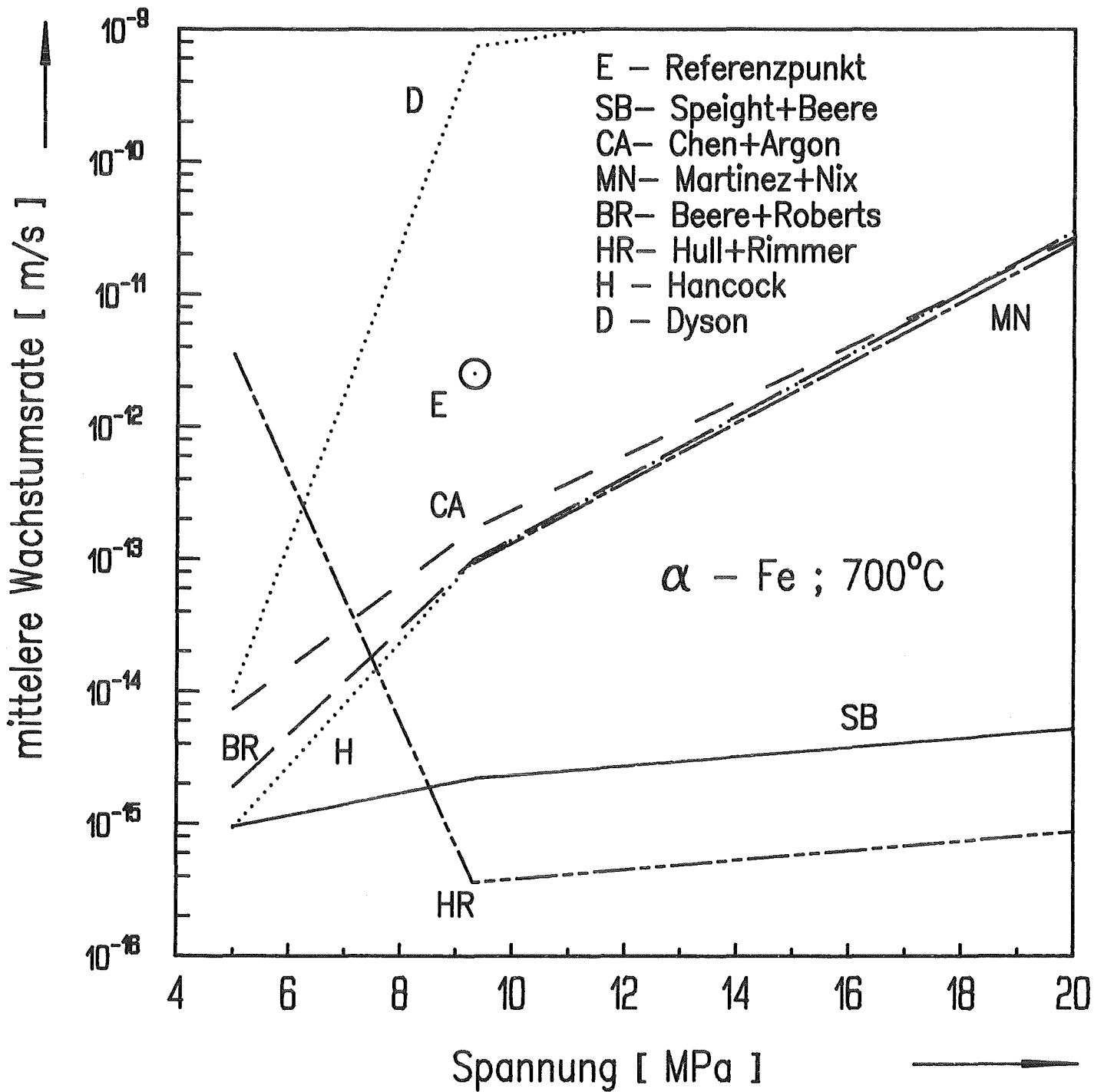


Abb. 30b – Zur Ermittlung der Wachstumsfunktion.

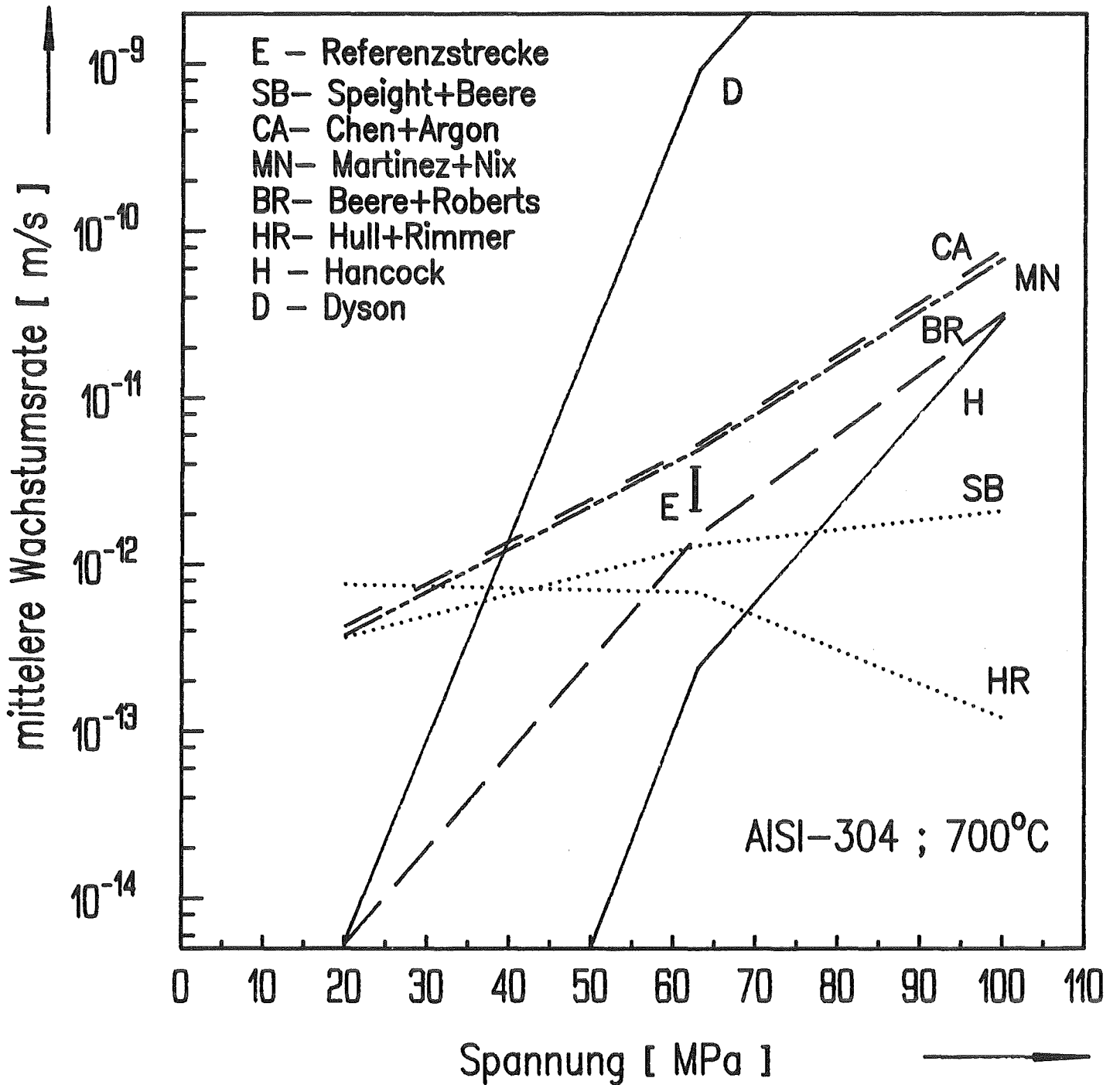


Abb. 30c - Zur Ermittlung der Wachstumsfunktion.

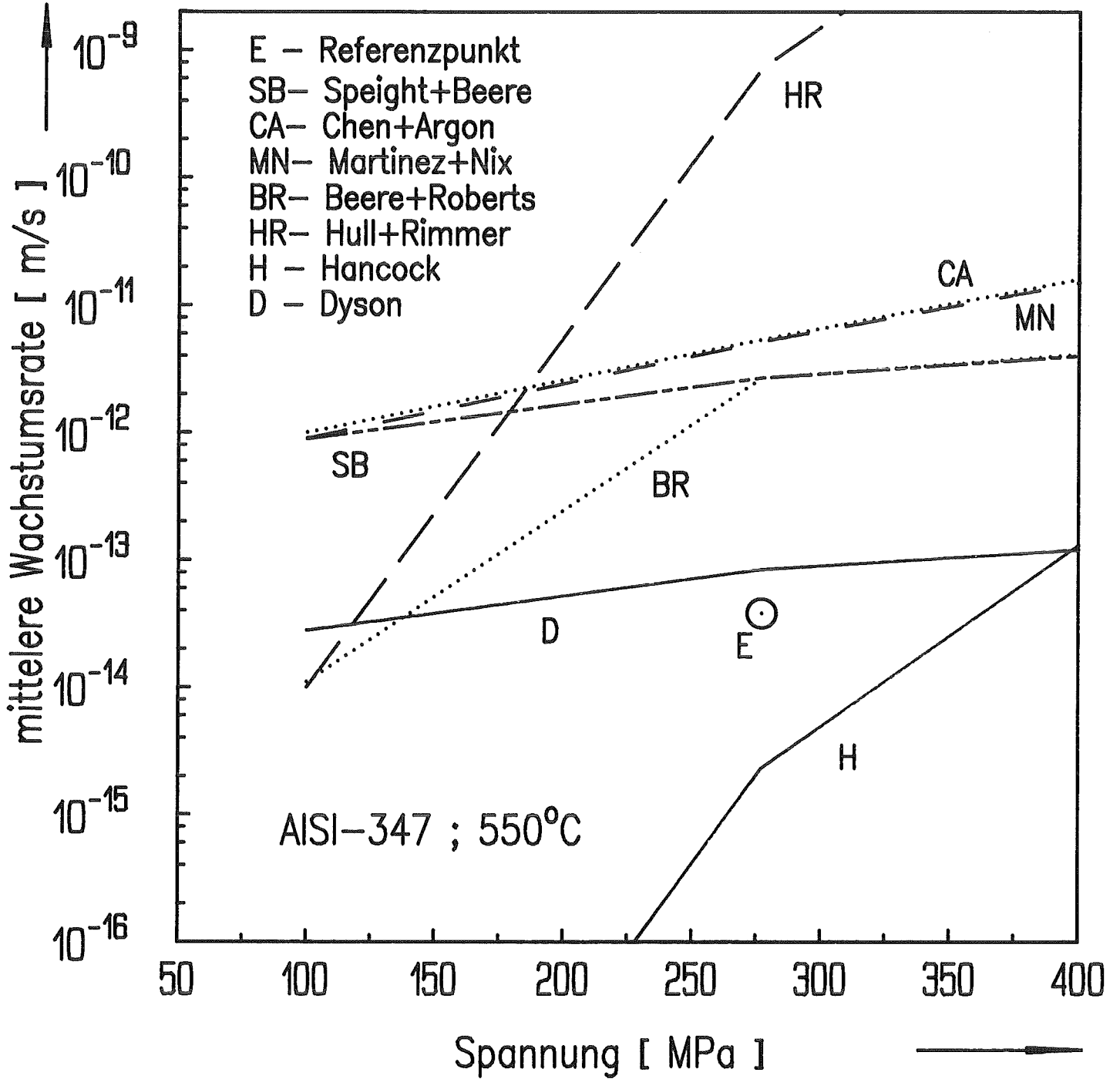


Abb. 30d - Zur Ermittlung der Wachstumsfunktion.

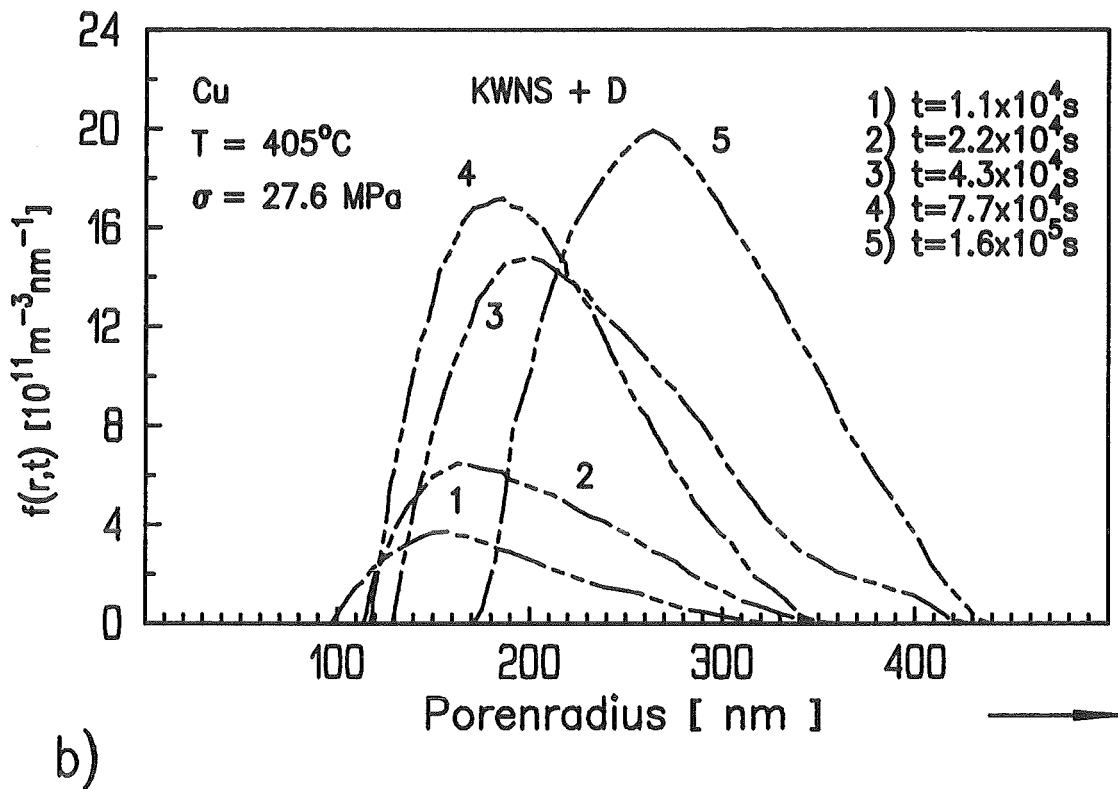
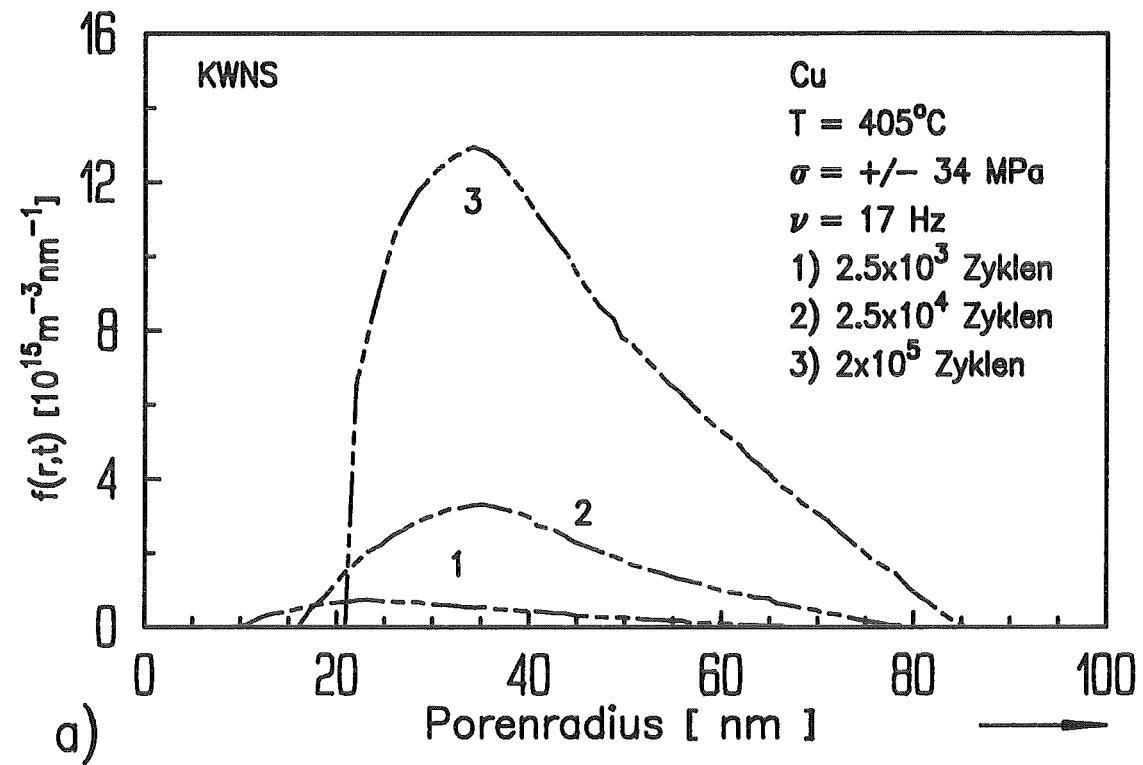


Abb.31 – Einfluß der Verformungsart auf die Schädigung.
a) $f(r,t)$ -Kurven für wechselverformtes Cu [25].
b) $f(r,t)$ -Kurven für Kriechverformtes Cu [27].

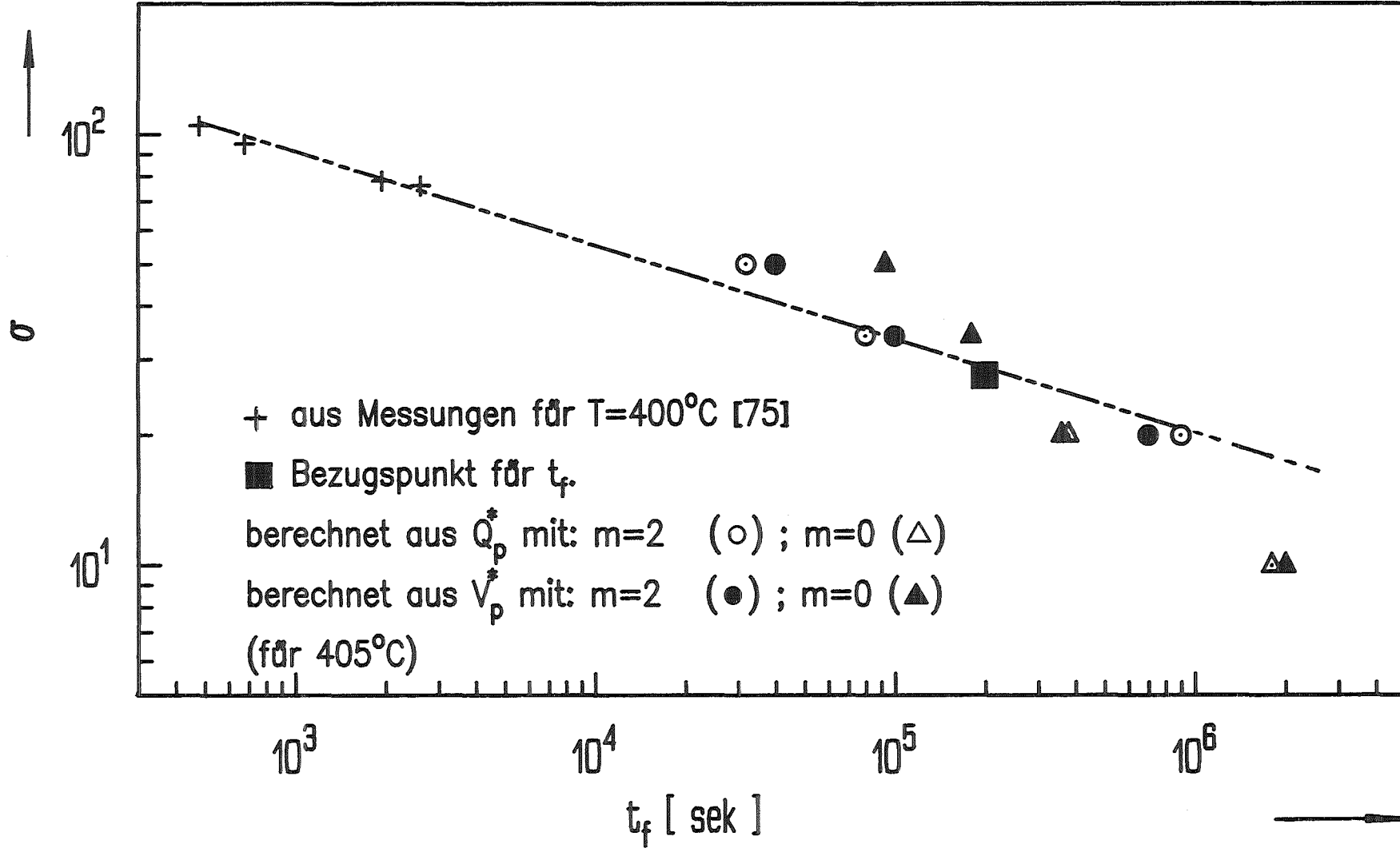


Abb.32 – Zeitstanddiagramm für Kupfer.

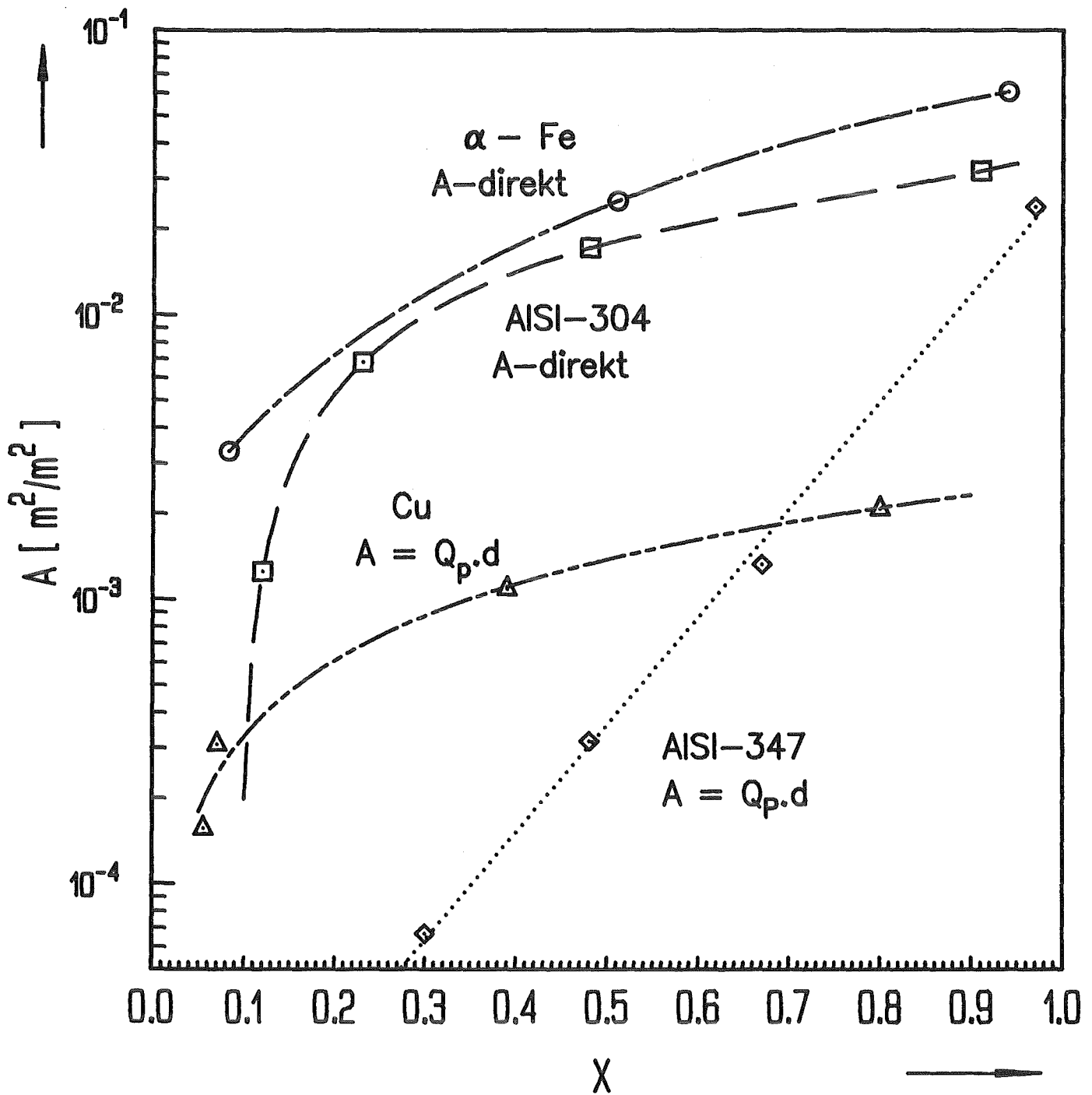


Abb.33 – Experimentelle Schädigungsfunktionen $A(x)$ in semilogarithmischer Darstellung (Vergleich zum A-Modell).

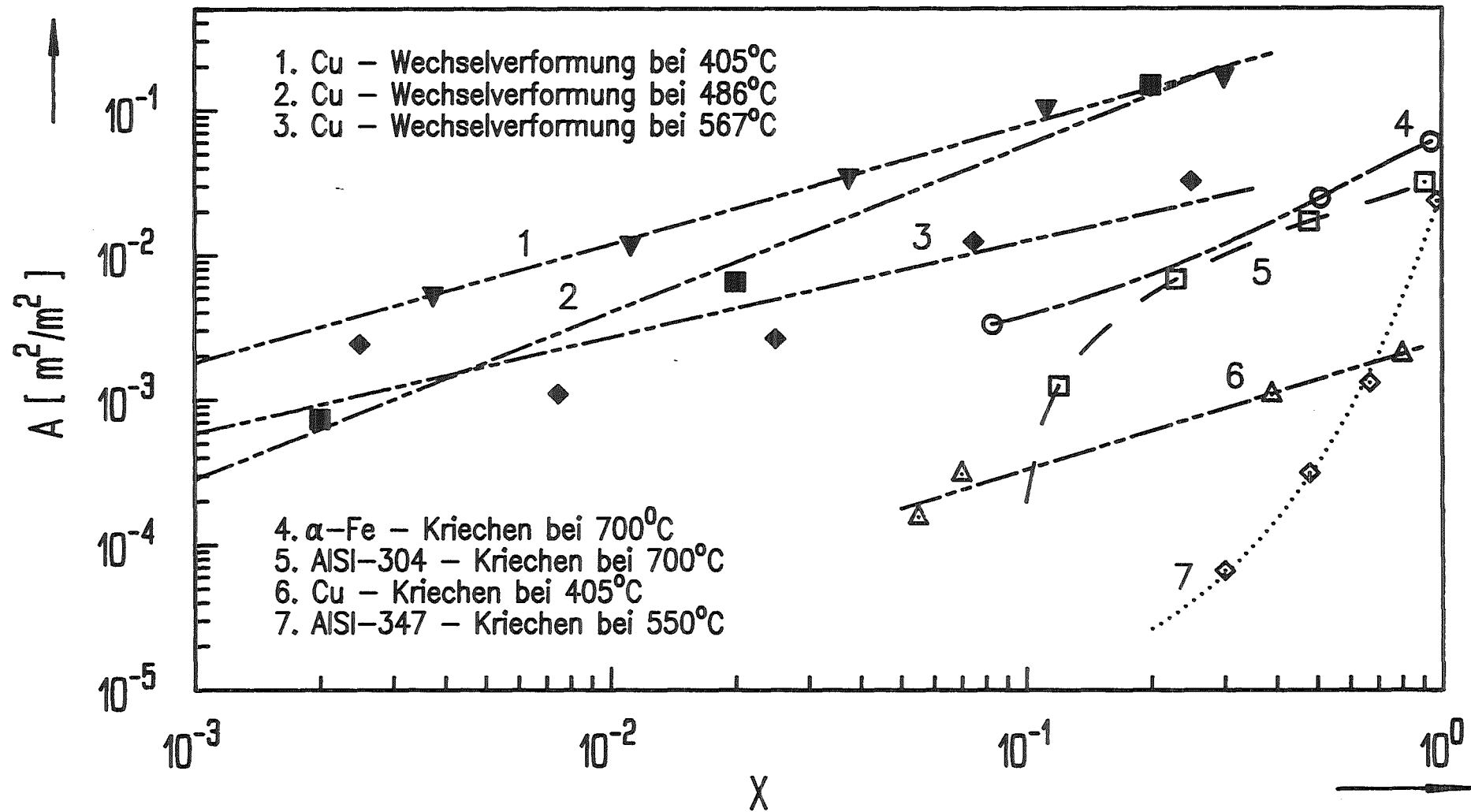


Abb.34 - Experimentelle Schädigungsfunktionen in doppelt-logarithmischer Darstellung.

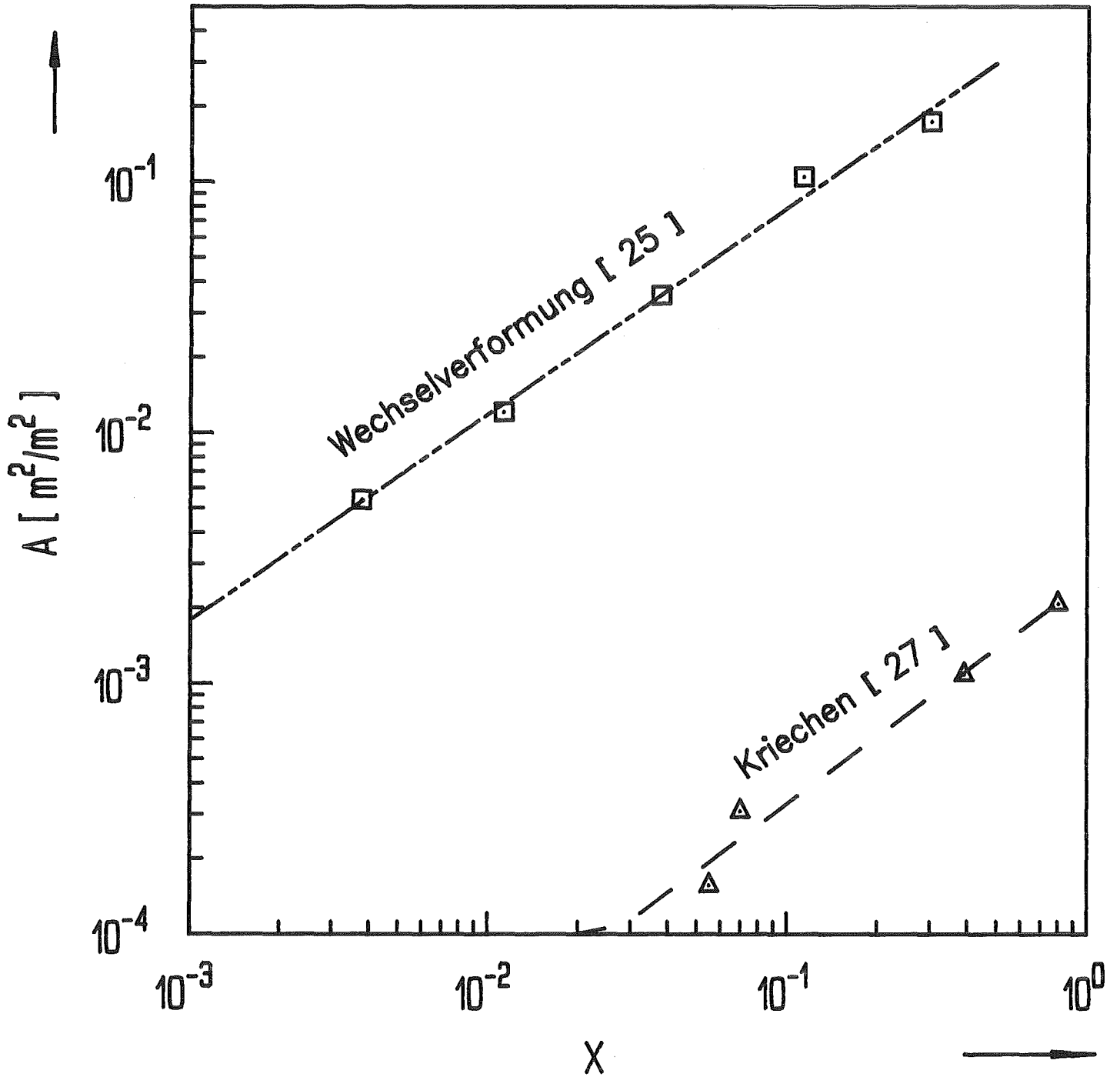


Abb.35 – Experimentelle Schädigungsfunktionen für
kriech [27]–und wechselverformtes [25] Cu.

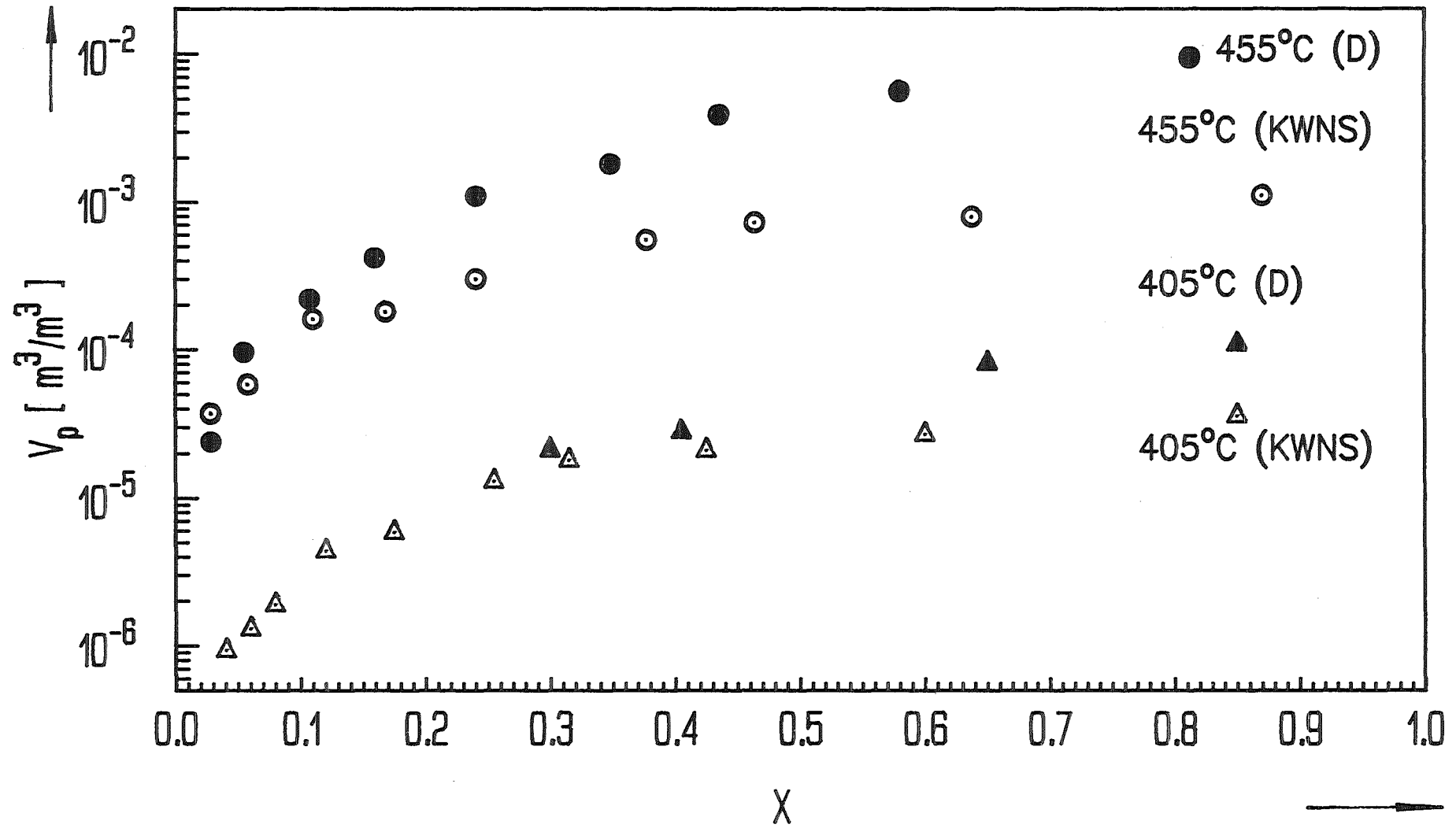


Abb.36 – Porenvolumenfraktion als Funktion von X für Kupfer.

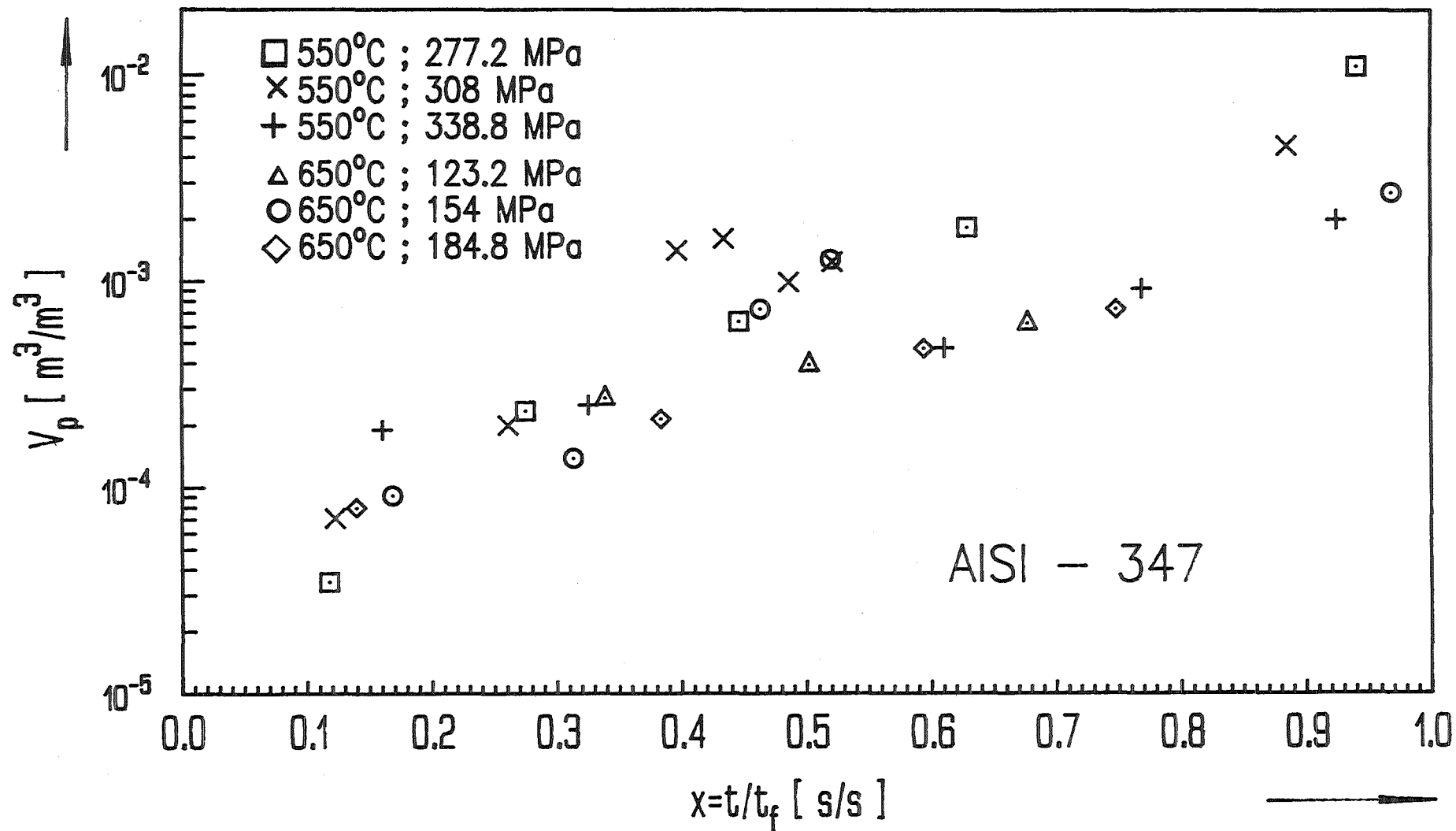


Abb.37 – Porenvolumenfraktion als Funktion von X für AISI-347, aus [37].

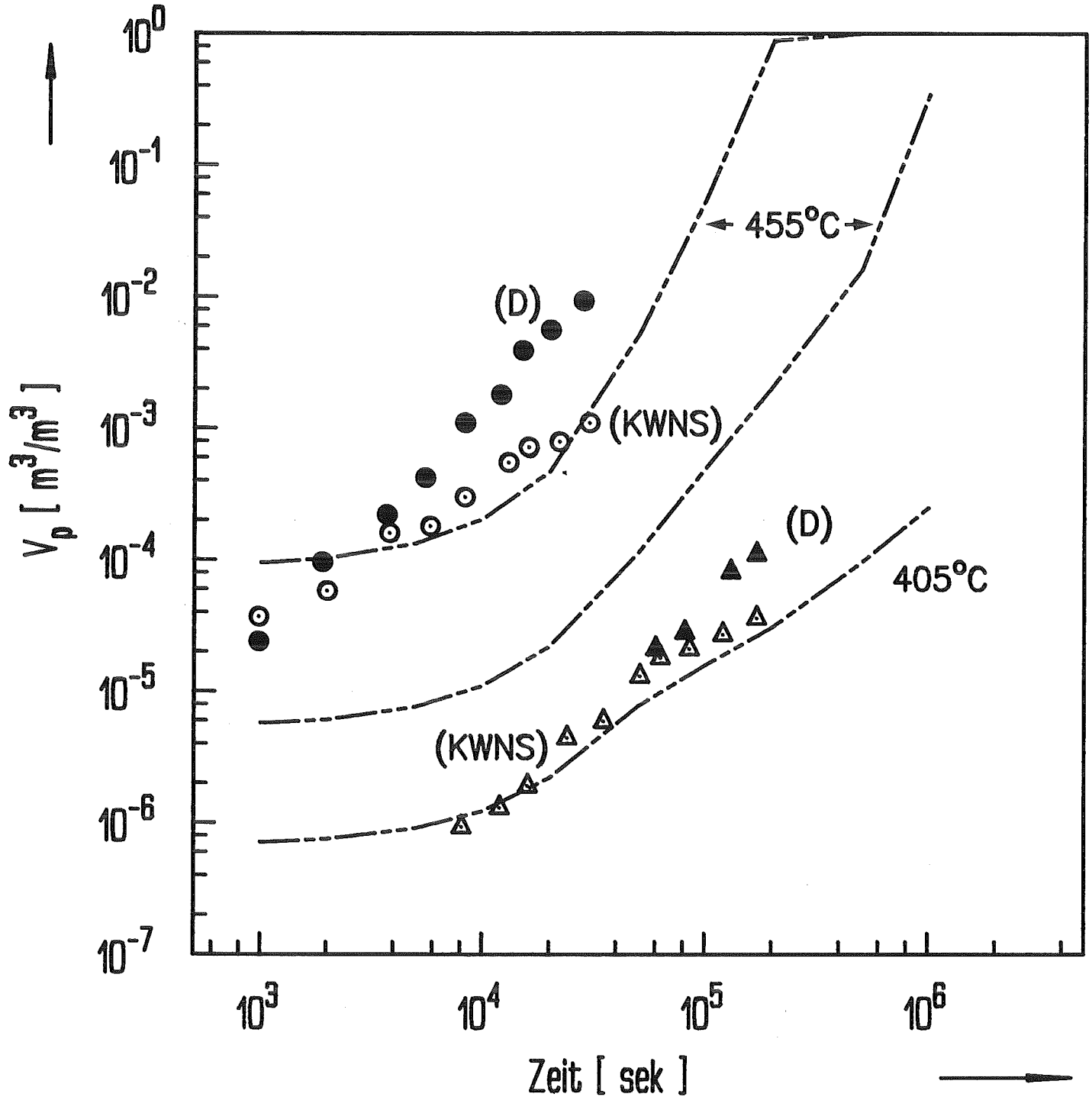


Abb.38 – Porenvolumenfraktion als Funktion der Zeit. Vergleich zwischen gemessenen [22] (Symbole) und berechneten (Linien) Werten.

Literaturverzeichnis

- /1/ D.Hull and D.Rimmer
Phil. Mag. 4(1959) 673
- /2/ A.J.Perry
J. Mat. Sci. 9(1974) 1016
- /3/ T.J.Chuang, K.I.Kagawa and J.R.Rice, and L.B.Sills
Acta Met 27(1979) 265
- /4/ "Cavities and Cracks in Creep and Fatigue", Ed. J.Gittus
Appl. Sci. Publishers, 1981
- /5/ L.E.Svensson and G.L.Dunlop
Internat. Metals Reviews 26(1981) 109
- /6/ A.C.F.Cocks and M.F.Ashby
Progr. in Materials Science 27(1982) 189
- /7/ A.S.Argon
in: Recent Advances in Creep and Fracture of Engineering Materials
and Structures
Pineridge Press, Swansea, U.K., 1982, p. 52
- /8/ R.C.Boettner and W.D.Robertson
Trans. AIME 221(1961) 613
- /9/ P.R.Oliver and L.A.Girifalco
Acta Met. 10(1962) 765
- /10/ R.T.Rattcliffe and G.W.Greenwood
Phil. Mag. 12(1965) 59
- /11/ A.Gittins
Met. Sci. J. 1(1967) 214

- /12/ V.M.Rozenberg, A.V.Shalimova and T.S.Zvereva
The Physics of Metals and Metallography 25(1968) 134
- /13/ A.Rukwied
Metall. Trans. 3(1972) 3009
- /14/ B.J.Cane and G.W.Greenwood
Metals Sci. 9(1975) 55
- /15/ S.H.Goods and W.D.Nix
Acta Met. 26(1978) 739
- /16/ B.J.Cane
Metal Sci. 12(1978) 102
- /17/ J.F.Mancuso and C.Y.Li
Metall. Trans. 10A(1979) 1719
- /18/ K.V.Snowden, P.A.Stathers and D.S.Hughes
Res Mechanica 1(1980) 129
- /19/ V.Sklenička, I.Saxl, J.Čadek and P.Ryš
Res Mechanica 1(1980) 301
- /20/ D.A.Miller and T.G. Langdon
Metall. Trans. 11A(1980) 955
- /21/ K.V.Snowden, D.S.Hughes and P.A.Stathers
Metal Sci. 15(1981) 73
- /22/ M.Yang, J.R.Weertman and M.Roth
Proc.of the 2nd. International Conference on Creep and Fracture of
Engineering Materials and Structures, Swansea (U.K.), 1st-6th April 1984
Eds.: B.Wilshire and D.R.J.Owen, Pineridge Press, Swansea, U.K., 1984,
Part I, p. 149
- /23/ M.D.Hanna and G.W.Greenwood
Acta Met 30(1982) /19
- /24/ M.H.Yoo, J.C.Ogle, B.S.Borie, E.H.Lee and R.W.Hendricks
Acta Met. 30(1982) 1733

- /25/ R.Page, J.R.Weertman and M.Roth
Acta Met. 30(1982) 1357
- /26/ L.E.Svensson and G.L.Dunlop
Metal Sci. 16(1982) 57
- /27/ M.S.Yang, J.R.Weertman and M.Roth
Scripta Met. 18(1984) 543
- /28/ K.S.Yu and W.D.Nix
Scripta Met. 18(1984) 173
- /29/ J.Soullard, L.Martinez and J.Oseguera
Scripta Met. 19(1985)
- /30/ A.Gittins
J. Mat. Sci. 5(1970) 223
- /31/ R.G.Fleck, D.M.R.Taplin and C.J.Beevers
Acta Met. 23(1975) 415
- /32/ M.Henckes-Viatte
CEA-R-4692, Dec 1975
- /33/ B.F.Dyson, M.S.Loveday and M.J.Rogers
Proc. Roy. Soc. A 349(1976) 245
- /34/ B.F.Dyson and D.McLean
Metal Sci. 11(1977) 37
- /35/ B.J.Cane
Metal. Sci. 13(1979) 287
- /36/ A.S.Argon, I.W.Chen and C.W:Lau
Intergranular Cavitation in Creep: Theory and Experiments
in: Creep, Fatigue and Environment, Eds. R.M.Pelloux and N.S.Stoloff
AIME, N.Y., 1980, p. 46
- /37/ N.G.Needham and T.Gladman
Metal Sci. 14(1980) 64

- /38/ I.W.Chen and A.S.Argon
Acta Met. 29(1981) 1321
- /39/ I.W.Chen and A.S.Argon
Nucleation and Growth of Intergranular Cavities during Creep of
Type 304 Stainless Steel
in: Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures,
Eds. B.Wilshire and D.R.J.Owen, Pineridge Press, Swansea, U.K.,
1981, p. 289
- /40/ B.J.Cane
Metal Sci. 15(1981) 302
- /41/ C.C.Bampton and R.Raj
Acta Met. 30(1982) 2043
- /42/ C.D.Hamm and R.Pilkington
Metall. Trans. 13A(1982) 1739
- /43/ K.Shiozawa and J.R.Weertman
Acta Met. 31(1983) 993
- /44/ W.D.Nix
Scripta Met. 17(1983) 1
- /45/ P.G.Shewmon, H.Lopez and T.A.Parthasarathy
Scripta Met. 17(1983) 39
- /46/ R.Raj
Acta Met. 26(1978) 995
- /47/ B.F.Dyson
Scripta Met. 17(1983) 31
- /48/ R.Raj and M.Ashby
Acta Met. 23(1975) 653
- /49/ H.Riedel
Acta Met. 32(1984) 313

- /50/ B.F.Dyson and D.Henn
J. Microscopy 97(1973) 165
- /51/ T.Saegusa, M.Vemura and J.R.Weertman
Metall. Trans. 11A(1980) 1453
- /52/ R.W.Balluffi and L.L.Seigle
Acta Met. 5(1957) 449
- /53/ W.Beeré and M.V.Speight
Met. Sci. 12(1978) 172
- /54/ E.G.Edward and M.F.Ashby
Acta Met. 27(1979) 1505
- /55/ M.V.Speight and W.Beeré
Met. Sci. 9(1975) 190
- /56/ J.W.Hancock
Met. Sci. 10(1976) 319
- /57/ B.F.Dyson
Met. Sci. 10(1976) 349
- /58/ W.Beeré and G.Roberts
Acta Met. 30(1982) 571
- /59/ A.Needleman and J.R.Rice
Acta Met. 28(1980) 1315
- /60/ T.J.Chuang and J.R.Rice
Acta Met. 21(1973) 1625
- /61/ I.W.Chen and A.S.Argon
Acta Met. 29(1981) 1759
- /62/ L.Martinez and W.D.Nix
Scripta Met. 15(1981) 757
- /63/ S.Taira
Creep in Structures, Springer, Heidelberg, 1962, S. 92

- /64/ M.Boček
J. Nuclear Mat. 82(1979) 329
- /65/ M.Boček
J. Nuclear Mat. 82(1979) 339
- /66/ M.Boček and M.Hoffmann
J. Nuclear Mat. 125(1984) 1
- /67/ L.M.Kachanow
Izw. Akad. Nank SSSR 8(1958) 26
- /68/ E.L.Robinson
Trans ASME 74(1952) 777
- /69/ M.Boček and M.Hoffmann
J. Nuclear Mat. 125(1984) 7
- /70/ F.Dobeš and K.Milička
Met. Sci. 10(1976) 382
- /71/ E.Toscano and M.Boček
J. Nuclear Mat. 96(1981) 29
- /72/ P.Regnier and M.Felsen
Phil. Mag. 43A (1981) 11
- /73/ A.V.Grosse
High Temperature Science 1 (1969) 1-10
- /74/ M.Retima and M.Cornet
Acta Met. 34 (1986) 4, 753-760
- /75/ P.Feltham and J.D.Meakin
Acta Met. 7 (1959), 614
- /76/ M.Boček and M.Hoffmann
Nuclear Eng. Design/Fusion 2 (1985) 29
- /77/ D.W.James and G.M.Leak
Phil. Mag. 12 (1965) 491

- /78/ R. Page and J.R. Weertman
Acta Met. 29 (1981) 527-535
- /79/ U. Essmann, U. Gösele and H. Mughrabi
Phil. Mag. 44A (1981) 405
- /80/ K. Ibel
J. Appl. Cryst. 9(1976) 296
- /81/ H. Jones
Metal Sci. J. 5(1971) 15
- /82/ D.J. Towle and H. Jones
Acta Met. 24(1976) 399