

Einsatz mikromechanischer Schädigungsmodelle im spröd-duktilen Übergangsbereich

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften

von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Phys. Günter Bernauer
aus Freiburg i. Br.

Tag der mündlichen Prüfung:	8. Juli 1997
Hauptreferent:	Prof. Dr. rer. nat. E. Sommer
Korreferenten:	Prof. Dr.-Ing. W. Brocks Prof. Dr. rer. nat. D. Munz

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen	III
1. Einleitung	1
2. Einführung verwendeter Begriffe	3
3. Versagen durch Rißentstehung und dessen Modellierung	10
3. 1. Duktile Schädigung	10
3. 1. 1. Mikroskopischer Versagensvorgang	10
3. 1. 2. Modellierung	13
3. 2. Spaltbruch	20
3. 2. 1. Mikroskopischer Versagensvorgang	20
3. 2. 2. Modellierung	21
3. 3. Versagen im Übergangsbereich	33
3. 3. 1. Versagensvorgang	34
3. 3. 2. Modellierung	34
3. 4. Zusammenfassung	36
4. Experimentelle Untersuchungen	37
4. 1. Werkstoff	37
4. 2. Durchführung und Ergebnisse	37
4. 2. 1. Statische Versuche an glatten Rundzugproben	40
4. 2. 2. Dynamische Versuche an glatten Rundzugproben	41
4. 2. 3. Statische Versuche an gekerbten Rundzugproben	42
4. 2. 4. Dynamische Versuche an gekerbten Rundzugproben	43
4. 2. 5. C(T)-Versuche	44
4. 2. 6. Kerbschlagbiegeversuche	45
4. 3. Zusammenfassung	46
5. Fraktografische Untersuchungen	47
5. 1. Duktiler Rißwachstum	47
5. 2. Lage der Spaltbruchursprünge	51
5. 3. Zusammenfassung	54
6. Numerische Untersuchungen	56
6. 1. Anwendung des modifizierten Gurson-Modells für duktile Schädigung	56
6. 1. 1. Parameterbestimmung	56
6. 1. 2. Berechnung der Spannungsverteilungen	60
6. 1. 3. Vergleich zweier Parametersätze	68
6. 1. 4. Lokale Beanspruchung am Ort der Spaltbruchinitiierung	70
6. 1. 5. Zusammenfassung	72

6. 2.	Anwendung des Beremin-Modells für Spaltbruch	73
6. 2. 1.	Auswirkung der Temperaturabhängigkeit der Streckgrenze auf die Temperaturabhängigkeit der Spaltbruchzähigkeit	73
6. 2. 2.	Nichteinhaltung von Voraussetzungen	75
6. 2. 3.	Geometrieabhängigkeit der Modellparameter und Einfluß der Temperatur und Dehnrage	76
6. 2. 4.	Berechnung der Temperaturabhängigkeit der Spaltbruchzähigkeit	81
6. 2. 5.	Zusammenfassung	82
6. 3.	Entwicklung eines mikromechanischen Spaltbruchmodells für den Übergangsbereich	83
6. 3. 1.	Empirische Modelle	84
6. 3. 2.	Mikrorißbildungsmodell	87
6. 3. 3.	Hohlraumkorrektur-Modell	90
6. 3. 4.	Bewertung und Folgerungen	98
7.	Zusammenfassung	101
8.	Literaturverzeichnis	103

Formelzeichen

a	Rißlänge
a_0	Anfangsrißlänge
Δa	duktiler Rißverlängerung
A_0	Anfangsquerschnittsfläche
B	Probendicke
β	Temperatureinfluss-Faktor auf Fließspannung
γ	spezifische Oberflächenenergie
D_0	Probendurchmesser, Kerbdurchmesser
ΔD	Einschnürung
$\dot{\epsilon}_0$	Referenz-Dehnrates
ϵ_n	mittlere plastische Vergleichsdehnung für Hohlraumbildung
ϵ_v^p	plastische Vergleichsdehnung
E	Elastizitätsmodul
$E_{1,2,3}$	mesoskopische Hauptdehnungen
E_v^p	mesoskopische plastische Vergleichsdehnung
E_{vM}^p	mesoskopische plastische Vergleichsdehnung des Matrixmaterials
f	Hohlraumvolumenanteil
f_0	Anfangshohlraumvolumenanteil
f_c, f_f	kritische Hohlraumvolumenanteile des modifizierten Gurson-Modells
f_n	Volumenanteil hohlraumbildender Teilchen
F	Kraft
h	Mehrachsigkeit σ_m/σ_v
J	J -Integral
J_c	J -Integral bei Spaltbruch vor Auftritt duktilen Rißwachstums, Spaltbruchzähigkeit
J_u	J -Integral bei Spaltbruch nach Auftritt duktilen Rißwachstums, Spaltbruchzähigkeit
K_{Ic}	linear-elastische Bruchzähigkeit unter Modus-I-Belastung
κ	Dehnratenexponent
l	Mikrorißlänge
l_c	charakteristische Länge bezüglich des modifizierten Gurson-Modells
l_i^c	belastungsabhängige, kritische Mikrorißlänge des i -ten Volumenelementes
L_0	Proben-Meßlänge
ΔL	Verlängerung
m	Weibullexponent
m_{korr}	statistisch korrigiertes m
n_{pl}	Anzahl der plastizierten Elemente
N	Anzahl Proben einer Serie
ν	Querkontraktionszahl
P_f	Spaltbruch-Versagenswahrscheinlichkeit
q_1	Konstante in der Fließfunktion des modifizierten Gurson-Modells
r	Kerbradius
R	Hohlraumradius

R_e	Streckgrenze
R_{eL}	untere Streckgrenze
s	Durchbiegung
s_n	Standardabweichung bei Hohlraumbildung
$\sigma_{1,2,3}$	mikroskopische Hauptspannungen
σ_c	kritische mikroskopische Spannung, kontextabhängig
σ_f	Spaltbruchspannung
σ_f^*	mikroskopische Spaltbruchspannung
σ_m	hydrostatische Spannung
σ_M	Fließspannung der Matrix
σ_{nom}	Nennspannung
σ_u	Weibull-Referenzspannung
σ_v	von-Mises-Vergleichsspannung
σ_w	Weibullspannung
$\Sigma_{1,2,3}$	mesoskopische Hauptspannungen
Σ_m	mesoskopische hydrostatische Spannung
Σ_v	mesoskopische von-Mises-Vergleichsspannung
t	Zeit
T	Temperatur
T_0	Referenztemperatur
V_i	Volumen des i -ten Elementes
V_0	charakteristisches Volumen bezüglich der Spaltbruchmodelle
$1 - \omega$	Vertrauensniveau

1. Einleitung

Eine herausragende Eigenschaft ferritischer Stähle ist ihre Zähigkeit. Sie sind dadurch in der Lage, ein hohes Maß an Verformungsenergie zu absorbieren und eventuell vorhandenen Rissen einen großen Widerstand gegen deren Ausbreitung entgegenzusetzen. Diese Fähigkeit macht ferritische Stähle zu einem hervorragenden Werkstoff für Bauteile, die hohen mechanischen Belastungen ausgesetzt sind und gleichzeitig hohen sicherheitstechnischen Anforderungen gerecht werden müssen. Allerdings kann unter bestimmten Umständen, wie bei einem Absenken der Umgebungstemperatur, eine gefährliche Versagensart, der Spaltbruch, auftreten. Im Unterschied zur zähen Reißausbreitung kann Spaltbruch bereits bei vergleichsweise kleinen Verformungen eintreten; er kann in Sekundenbruchteilen die Funktionstüchtigkeit ganzer Bauteile zerstören. Das Bestreben, sein Auftreten sicher ausschließen zu können, gewinnt aus verschiedenen Gründen neue Bedeutung: Zum einen besteht bei gestiegenen Anforderungen die Notwendigkeit zur Werkstoffeinsparung. Zum anderen soll ein Einsatz nicht nur in kalten Klimaregionen möglich sein, sondern auch in kerntechnischen Anlagen, in denen der Stahl seine günstigen Eigenschaften als Folge der Neutronenbestrahlung verlieren kann.

Die Einsatzbedingungen eines Bauteils können nur in seltenen Fällen in Laborversuchen realisiert werden. Deshalb müssen Konzepte herangezogen werden, mit deren Hilfe eine Übertragung von an Laborproben gewonnenen Informationen auf die Bauteilbedingungen möglich wird. Abgesehen von einigen empirischen Ansätzen sind für den Übergangsbereich vom zähen zum spröden Werkstoffverhalten kaum zuverlässige Konzepte auf der Grundlage der physikalischen Vorgänge bekannt, mit denen das Versagensverhalten charakterisiert und vorausgesagt werden kann.

Diese Arbeit befaßt sich mit der Entwicklung und Erprobung von Konzepten, die eine quantitative Beschreibung und Voraussage des Eintritts von Spaltbruch im spröde-duktilen Übergangsbereich zum Ziel haben. Dazu werden Versagensmodelle für Spaltbruch im Übergangsbereich formuliert. Deren Einsetzbarkeit wird anhand Übertragbarkeitsuntersuchungen mit verschiedenen Laborversuchen überprüft.

Das mechanische Verhalten von Proben und Bauteilen kann unter Verwendung geeigneter Modelle mit der Methode der Finiten Elemente berechnet werden. In dieser Arbeit finden spezielle mikromechanische Schädigungsmodelle Verwendung, die eine duktile Materialschädigung und das Reißwachstum mit der Berechnung von Spaltbruchwahrscheinlichkeiten kombinieren. Für die Modellierung der duktilen Schädigung wird das von Needleman und Tvergaard modifizierte Gurson-Modell [Nee84] eingesetzt. Dieses Modell ist in der Lage, das makroskopische Werkstoffverhalten aus der mikroskopischen Hohlraumentwicklung zu berechnen.

Aus der Auswertung einer beträchtlichen Anzahl unterschiedlicher Versuche an dem ferritischen Druckbehälterstahl 22 NiMoCr 3 7 und aus den berechneten Spannungsverteilungen zum Zeitpunkt des Spaltbruchs werden Rückschlüsse auf die Bedingungen gezogen, unter denen sich ein Spaltbruch ausbilden kann. Aus in der Literatur dargestellten Untersuchungen ergeben sich weitere Hinweise auf Kriterien für das Eintreten von Spaltbruch. Auf Grundlage dieser Kriterien werden Spaltbruchmodelle aufgestellt.

Ausgangspunkt für die Entwicklung solcher Modelle ist das Beremin-Modell ("Local Approach") [Bere83]. Es stellt ein mikromechanisches, statistisches Versagensmodell dar, das Spaltbruch beim Erreichen eines kritischen Spannungszustands voraussagt.

Ziel der Arbeit ist, zu untersuchen, ob das modifizierte Gurson-Modell und das Beremin-Modell im spröde-duktilen Übergangsbereich eines ferritischen Stahls einsetzbar sind und ob das Werkstoffverhalten mit einem aus beiden Modellen kombinierten Schädigungsmodell berechnet werden kann. Gegebenenfalls sind Verbesserungen herbeizuführen.

Die vorliegende Arbeit beginnt mit einer kurzen Einführung der verwendeten Begriffe und Formalismen. In Kap. 3 werden die mikroskopischen Vorgänge bei den im Übergangsbereich typischerweise auftretenden Versagensarten duktiler Bruch und Spaltbruch vorgestellt und verschiedene Möglichkeiten ihrer Modellierung aufgezeigt. Nach der Vorstellung des Probenwerkstoffs werden in Kap. 4 die Experimente beschrieben und die mikroskopischen Untersuchungen der Bruchflächen in Kap. 5 dargestellt. Die Nachrechnungen der Experimente werden in Kap. 6 vorgestellt. Auf der Grundlage der dadurch bereitgestellten Spannungsverteilungen wird das Beremin-Modell getestet und weiterentwickelt. Die Ergebnisse werden in Kap. 7 zusammengefaßt.

2. Einführung verwendeter Begriffe

Im folgenden sollen einige der später verwendeten Begriffe vorgestellt werden.

Die innere Struktur der gebräuchlichen Metallegierungen ist gekennzeichnet durch das gleichzeitige Vorhandensein mehrerer Phasen, die selbst eine inhomogene Struktur aufweisen können. Zum Beispiel enthalten ferritische Stähle je nach Zusammensetzung und Herstellungsprozeß sowohl innerhalb als auch auf den Grenzen der Kristallkörner kleinere Teilchen verschiedener chemischer Verbindungen. Sie werden unter dem Begriff Zweitphasenteilchen zusammengefaßt. Sie umfassen Teilchen, die bereits in der Schmelze vorzufinden sind und als Einschlüsse bezeichnet werden. Zweitphasenteilchen, die sich während des Abkühlvorgangs aufgrund von Diffusionsprozessen bilden, werden Ausscheidungen genannt und sind vermehrt auf Primärkorngrenzen anzutreffen.

Zur Beschreibung größerer Werkstoffbereiche ist eine mikroskopisch feine Modellierung des Materialverhaltens nicht möglich. Die Kontinuumsmechanik befaßt sich mit dem mechanischen Verhalten von Werkstoffen aus makroskopisch-phänomenologischer Sicht. Die Materie wird als kontinuierlich im Raum verteilt angesehen, und ihre mechanischen Eigenschaften werden darin phänomenologisch beschrieben. Das makroskopische Verhalten dieses idealisierten Materials ist dann vergleichbar mit dem makroskopischen Verhalten des zugrundeliegenden, realen Werkstoffs. Mathematisch wird der Zusammenhang zwischen angreifenden Belastungen und dem Verhalten des Werkstoffs durch Werkstoffmodelle beschrieben. Diese werden mit Hilfe von Laborversuchen aus dem makroskopischen Verhalten des Werkstoffs abgeleitet. Dafür werden konstitutive Gleichungen aufgestellt, die zusammen mit den vom Werkstoff unabhängigen Bilanzgleichungen und Kompatibilitätsbedingungen an jedem Punkt der Struktur erfüllt sein müssen. Häufig treten physikalische Nichtlinearitäten des Materialverhaltens und geometrische Nichtlinearitäten bei großen Verformungen auf. Bei der Lösung praktisch relevanter Fragestellungen, von einfachen Sonderfällen abgesehen, ist der Einsatz numerischer Lösungsverfahren wie der Methode der Finiten Elemente (FE) unumgänglich.

Der Grundgedanke der FE-Methode ist, jedes verformbare Gebilde als eine Anordnung endlich vieler Teile zu betrachten, für die jeweils Ansätze für die Verschiebungen gemacht werden. Dadurch wird das Randwertproblem auf ein algebraisches Gleichungssystem für die unbekanntenen Koeffizienten der Verschiebungsansätze reduziert. Wie hierbei im einzelnen vorgegangen wird, kann in Büchern und Aufsätzen zur FE-Methode nachgelesen werden (z.B. [Bat86]). Wesentlich ist die Diskretisierung der als Kontinuum betrachteten Struktur. Bei der Modellierung eines inhomogenen Werkstoffs ist eine Unterteilung in Elemente, deren Ausdehnung kleiner als die typischen mikrostrukturellen Längen des Werkstoffs bzw. kleiner als die Abstände der Inhomogenitäten ist, nicht sinnvoll, da die den Berechnungen zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten aus dem makroskopischen, kontinuumsmechanischen Verhalten abgeleitet wurden. Werden dennoch kleinere Elemente verwendet, können die berechneten, lokalen Beanspruchungen nicht mehr im gleichen kontinuumsmechanischen Sinne interpretiert werden. Begriffe wie Spannungen und Dehnungen, die innerhalb der Kontinuumsmechanik definiert sind, verlieren auf dieser mikroskopischen Ebene ihre Bedeutung.

Voraussetzung für die Durchführung von FE-Berechnungen ist die Kenntnis und die

mathematische Darstellbarkeit des Werkstoffmodells. Dieses kann das reale Verformungsverhalten häufig nur vereinfachend wiedergeben. Zur Anpassung an den Werkstoff enthalten Materialmodelle freie Parameter. Sie müssen aus Experimenten bestimmt werden. Zur Beschreibung des untersuchten ferritischen Stahls im ungeschädigten Zustand wurde ein elastisch-plastisches Materialmodell verwendet. Bei Modellen der inkrementellen Plastizität werden die Verzerrungsänderungen additiv in elastische, reversible und plastische, irreversible Anteile zerlegt. Bei dem verwendeten Werkstoffmodell beschreibt das Hookesche Gesetz die Abhängigkeit des elastischen Dehnungsanteils vom Spannungszustand. Der plastische Anteil wird nach der Fließregel, hier dem Prandtl-Reuß-Gesetz, berechnet, das zur Fließbedingung nach von Mises assoziiert ist. Die Fließbedingung nach von Mises grenzt den elastischen vom plastischen Bereich ab: Irreversible Verzerrungen treten auf, wenn die Vergleichsspannung

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{1}{2} \left((\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 \right)} \quad (1)$$

die einachsige Fließspannung σ_v , die vom Werkstoff und dessen Belastungsgeschichte abhängt, überschreitet. σ_1 , σ_2 und σ_3 bezeichnen die Hauptnormalspannungen, die sich aus einer Hauptachsentransformation des Spannungstensors mit den Komponenten σ_{ij} ergeben. Die drei Hauptspannungen werden der Größe nach derart sortiert, daß σ_1 die größte Hauptspannung bezeichnet. Hydrostatische Spannungen haben keinen Einfluß auf das Fließen des Werkstoffs. Im dreidimensionalen Hauptspannungsraum definiert die Fließbedingung die Fließfläche $\Phi=0$, die das einfach zusammenhängende Gebiet der elastischen Spannungszustände umschließt. Plastische Zustände befinden sich auf der Fließfläche. Zustände außerhalb (d.h. $\Phi>0$) sind physikalisch unmöglich. Entlastungen sind rein elastische Zustandsänderungen. Belastungen, die von einem Zustand auf der Fließfläche ausgehen, verlaufen plastisch. Dabei ändert sich bei verfestigenden Werkstoffen die Fließfläche in Abhängigkeit von den inneren Zustandsvariablen. Für den untersuchten Werkstoff wird isotrope Verfestigung angenommen. Das heißt, daß die Fließspannung mit der plastischen Dehnung unabhängig vom Belastungsweg zunimmt. Dadurch ist es ausreichend, die Belastungsgeschichte durch eine skalare Größe, die plastische Vergleichsdehnung

$$\varepsilon_v^p = \int_0^t \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^p} dt \quad (2)$$

zu erfassen. Für einachsige Spannungszustände wird das Verfestigungsgesetz durch werkstoffspezifische Fließkurven, die wahren Spannungsdehnungskurven, beschrieben. Diese können aus Kraft-Verformungsverläufen von Zugversuchen berechnet werden. Die Fließregel schließlich beruht auf der Normalitätsbedingung: Die Richtung des plastischen Dehnungsinkrements $\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \lambda \partial \Phi / \partial \sigma_{ij}$ steht senkrecht auf der Fließfläche. Die Fließregel beschreibt den Zusammenhang zwischen den Spannungen und den bleibenden Verzerrungsänderungen.

Treten in der Struktur des Werkstoffs Veränderungen auf, die zu seinem Bruchversagen führen, beschreibt das soeben vorgestellte Modell alleine das Werkstoffverhalten nicht mehr. Zur Beschreibung des mechanischen Versagens wird je nach Werkstoff und Beanspruchungssituation ein spezielles Versagensmodell gewählt, dessen Parameter aus Experimenten bestimmt werden. Das Modell beinhaltet ein Versagenskriterium. Dieses kann als Bedingung

aufgefaßt werden, unter der ein definierter physikalischer Zustand in einen davon abgegrenzten, zweiten übergeht. Ein solches Kriterium läßt sich als Ungleichung

$$\Lambda(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}, f_k) \geq \Theta(\chi_l) \quad (3)$$

formulieren, wobei $\Lambda(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}, f_k)$ eine aus dem Spannungs- und Verzerrungszustand $(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij})$ und inneren Variablen f_k eindeutig berechenbare Beanspruchungsgröße darstellt. $\Theta(\chi_l)$ ist eine materialabhängige Größe, die nicht vom Beanspruchungszustand und der Probengeometrie, sondern allenfalls von externen Parametern χ_l wie der Temperatur abhängt. Versagen, z.B. Bruch, tritt ein, sobald $\Lambda(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}, f_k)$ einen materialabhängigen Wert $\Theta(\chi_l)$ überschreitet. Bei Einparameterkonzepten kann Λ als eine Abbildung des Beanspruchungszustands auf eine skalare Größe betrachtet werden.

Die Versagensmodelle lassen sich in lokale und globale Modelle einteilen. Als globale Modelle sollen diejenigen bezeichnet werden, die eine makroskopische Beanspruchungsgröße mit $\Theta(\chi_l)$ vergleichen. Die klassische Bruchmechanik bedient sich solcher Versagensmodelle. Im folgenden sollen hierzu einige Aspekte vorgestellt werden:

Befindet sich in der belasteten Struktur ein Riß, sind starke Spannungsüberhöhungen und hohe Dehnungen an der Rißspitze die Folge. Die klassische Bruchmechanik versucht, die Beanspruchung in einem Bereich um die Rißspitze durch eine globale Größe zu beschreiben. Die Geometrie und die Belastungsbedingungen der Struktur bestimmen die Ausdehnung dieses Bereiches; die Rißanordnung und die äußere Belastung bestimmen den Wert der Größe. Wird ein Riß in einem Werkstoff, der sich linear-elastisch verhält, senkrecht zu den Rißflanken ("Modus-I") zugbelastet, gibt der Spannungsintensitätsfaktor

$$K_I = \lim_{r \rightarrow 0} \sqrt{2\pi r} \sigma_{yy}(r, \varphi=0) \quad (4)$$

die Stärke der $1/r^{1/2}$ -Singularität in der Nähe der Rißspitze an, wenn σ_{yy} die Spannung senkrecht zur Ligamentebene ($\varphi=0$) und r den Abstand zur Rißspitze bezeichnen. Beim Auftreten größerer plastischer Zonen kann K_I nicht mehr herangezogen werden. Zur Quantifizierung der Rißspitzenbeanspruchung wurde von Rice das sogenannte J -Integral eingeführt [Rice68] :

$$J = \int_C (W dy - \sigma_{ij} n_j \frac{\partial u_i}{\partial x} ds) \quad (5)$$

Dabei ist y die Richtung senkrecht zur Rißebeane, W die Energiedichte, u_i die i -te Komponente des Verschiebungsvektors auf dem Integrationsweg C um die Rißspitze, n_j die j -te Komponente des Normalenvektors auf C und ds die Wegkoordinate. J ist für Materialien, die bei proportionaler Belastung durch ein hyperelastisches Modell beschrieben werden können, unabhängig vom gewählten Integrationsweg C . J kann analog zu K_I als Beanspruchungsgröße betrachtet werden, die mit der FE-Methode berechnet werden kann. Im Anwendungsbereich

der linear-elastischen Bruchmechanik kann bei Modus-I-Belastung über

$$K_I = \sqrt{E'J} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} E' = E & \text{für ESZ} \\ E' = \frac{E}{1-\nu^2} & \text{für EDZ} \end{cases} \quad (6)$$

J in K_I überführt werden. Umgekehrt kann mit Gl. (6) auch K_I durch J ausgedrückt werden. Hierbei sind EDZ und ESZ die Grenzfälle des ebenen Dehnungszustands bzw. des ebenen Spannungszustands.

Beispiele für Λ aus Gl. (3) sind in der Bruchmechanik J bzw. K_I , deren Werte mit Werkstoffkennwerten $\Theta=J_i$ bzw. K_{Ic} verglichen werden. Diese charakterisieren den Widerstand des Werkstoffs gegen eine Bildung oder Ausbreitung eines Risses und werden als Zähigkeitskennwerte des Werkstoffs aufgefaßt. J_i kennzeichnet den Beginn des stabilen Rißwachstums; die Bruchzähigkeit K_{Ic} ist der Wert des Spannungsintensitätsfaktors in Modus-I- und ebenen Dehnungsbedingungen bei typischerweise instabilem Bruch [ASTME399]. Der Wert von J , der zu instabilem Spaltbruch führt, soll als Spaltbruchzähigkeit bezeichnet werden. Geht dem Spaltbruch stabiles Rißwachstum voraus, wird die Spaltbruchzähigkeit mit J_u bezeichnet, andernfalls mit J_c [Fra96]. In einer grafischen Darstellung der J -Werte über der von einem Anfangsriß aus gemessenen Rißverlängerung Δa gelangt man zu einer werkstoffspezifischen Kennlinie, der Rißwiderstandskurve (J_R -Kurve). Sie verbindet die vom Betrag der aktuellen Rißverlängerung Δa abhängigen J -Werte zu einer Kurve $J(\Delta a)$. Die gemessenen Zähigkeiten sind von der Belastungsart und der Geometrie der Struktur und des Risses abhängig. Somit lassen sich nur unter speziellen Bedingungen Werkstoffkennwerte gewinnen. Einzelheiten zur Bestimmung solcher Kennwerte, insbesondere die Anforderungen an die Probengrößen, können den Vorschriften und Normen entnommen werden [ASTME399, ASTM1152].

Eine Möglichkeit, die geometrischen Einflüsse mit zu berücksichtigen, ist die Hinzunahme einer zweiten Beanspruchungsgröße wie z.B. der Mehrachsigkeit vor der Rißspitze. Als Maß für die Mehrachsigkeit des Spannungszustands kann der Quotient

$$h = \frac{\sigma_m}{\sigma_v} = \frac{1}{3} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \quad (7)$$

eingeführt werden. Dabei bezeichnet σ_m die hydrostatische Spannung. Da der Beanspruchungszustand nun auf mehr als eine skalare Größe abgebildet wird, und der materialabhängige, kritische Zustand durch mehr als eine Größe charakterisiert wird, werden solche Konzepte als Zwei- oder Mehrparameterkonzepte bezeichnet.

Gegenüber globalen Versagensmodellen greifen lokale Versagensmodelle auf lokal definierte, mesoskopische Beanspruchungsgrößen zurück. Beispiele hierfür sind die im Vergleich zu den Konzepten der klassischen Bruchmechanik neuen mikromechanischen Schädigungsmodelle. Angesichts einiger Unzulänglichkeiten der Bruchmechanik hinsichtlich der Geometrieabhängigkeit können sie als Weiterentwicklung der Versagenskonzepte betrachtet werden. Sie werden in dieser Arbeit zum einen deshalb eingesetzt, weil im Übergangsbereich J kein geeigneter Parameter mehr für eine von der Probengeometrie unabhängigen Voraussage der

Spaltbruchbildung ist [Hee90, Hee91]. Zum ändern kann die klassische Bruchmechanik nur beim Vorhandensein von Rissen angewendet werden; sie vermag den Vorgang der Rißbildung nicht zu beschreiben.

Mikromechanische Schädigungsmodelle haben die folgende Bedeutung: Ein Bruch wird, allgemein gesagt, verursacht durch die Auflösung des inneren Zusammenhalts der Materie durch mikromechanische Vorgänge. Diese Auflösung ist durch die Bildung von Hohlräumen, Rissen oder anderen Diskontinuitäten bedingt. Diese Vorgänge werden unter dem Begriff der Schädigung zusammengefaßt. Zur Beschreibung der Schädigung gibt es verschiedene Ansätze, die alle auf lokal definierte Beanspruchungsgrößen zurückgreifen. Die Modelle führen eine oder mehrere zusätzliche Variable, die Schädigungsparameter ein, welche den Grad der lokalen Schädigung beschreiben. Sie lassen sich in sogenannte ungekoppelte und in gekoppelte Methoden aufteilen. Während bei den ungekoppelten Methoden aus den Spannungen und Dehnungen der Grad der Schädigung berechnet wird, berücksichtigen die gekoppelten Methoden die Rückwirkung der Schädigung auf die Spannungs- und Verformungsberechnung. Durch Einbeziehung eines Schädigungsparameters in die Fließfunktion erfolgt die Kopplung zur Verformungsberechnung. Somit sind für die einzelnen Volumenelemente kontinuumsmechanische Konzepte gleichzeitig bezüglich Verformung und Versagen definiert [Lem86].

Mikromechanische Schädigungsmodelle definieren und beschreiben die Schädigung anhand realer Mechanismen der Mikrostruktur. Eine Möglichkeit, ein mikromechanisches Schädigungsmodell aufzustellen besteht darin, die an diskreten Orten ablaufenden Mikromechanismen vereinfacht zu modellieren und das daraus resultierende globale Verhalten der Gesamtstruktur zu studieren. Über diesen Schritt der Homogenisierung kann schließlich ein kontinuumsmechanisches Modell aufgestellt werden. Häufig werden hierzu Zellmodellrechnungen [Kop88] eingesetzt. Sie sollen an einem Beispiel für die duktile Schädigung, bei der im Werkstoff kleine Hohlräume wachsen, erläutert werden:

Ein Material mit einer isotropen Verteilung von Hohlräumen kann vereinfachend als eine raumfüllende, periodische Anordnung von Zylindern mit sechseckiger Grundfläche mit jeweils einem innenliegenden, kugelförmigen Hohlraum angesehen werden (Bild 1). Um deren Verhalten bei Belastung mit rotationssymmetrischen FE-Rechnungen untersuchen zu können, werden die Zellen durch Volumen kreiszylindrischer Geometrie angenähert.

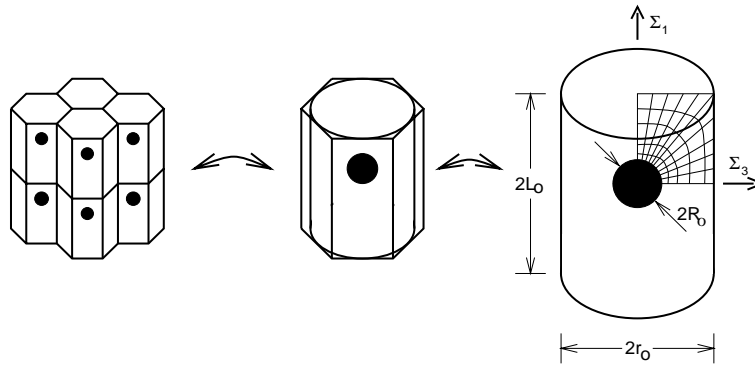


Bild 1: Schema zum Verständnis von repräsentativen Volumenelementen und von Zellmodellrechnungen. Links: Die vereinfachte Struktur, mitte: ein repräsentatives Volumenelement, rechts: die Einheitszelle als repräsentatives Volumenelement mit angedeutetem FE-Netz für Zellmodellrechnungen.

Für das den Hohlraum umschließende "Matrixmaterial" wird das elastisch-plastische Materialmodell nach von-Mises verwendet. Die Belastungen und Randbedingungen werden derart aufgegeben, daß die Kreiszyylinder-Geometrie erhalten bleibt. Eine solche Einheitszelle stellt ein für den Gesamtwerkstoff repräsentatives Volumenelement dar. Aus dem Verhalten des Zellmodells werden Rückschlüsse auf das Verhalten und die Fähigkeiten des komplexeren Schädigungsmodells gezogen, das daraus abgeleitet werden soll. Das Schädigungsmodell muß in der Lage sein, die an der Einheitszelle beobachtbare Zunahme des Hohlraumvolumens als kontinuumsmechanisches Materialmodell zu beschreiben. Lokale Größen innerhalb der Zellen werden als "mikroskopische" Größen bezeichnet. Sie finden auf der Sub-Gefügestruktur-Ebene Verwendung. Die Größen, die sich aus den gemittelten Gesamtverformungen und -kräften der Zelle bilden lassen, ihre Bedeutung also auf der Ebene repräsentativer Volumina haben, werden als "mesoskopisch" bezeichnet. Sie entsprechen den lokalen Beanspruchungsgrößen des Schädigungsmodells. Für ihre Formelzeichen werden hier großgeschriebene Symbole verwendet, um sie von den mikroskopischen Größen unterscheiden zu können. Als "makroskopisch" werden dann Größen bezeichnet, die die Struktur-Ebene, also gesamte Proben und Bauteile betreffen.

Die mesoskopischen Hauptdehnungen und die mesoskopische Vergleichsdehnung werden aus den Verschiebungen der Zellberandungen berechnet. Die mesoskopischen Hauptspannungen $\Sigma_1 = \Sigma_2$ und Σ_3 sind die über die Zellwände gemittelten Reaktionskräfte bezogen auf die aktuellen Querschnittsflächen. Daraus werden auf einfache Weise die mesoskopische Vergleichsspannung, hydrostatische Spannung und Mehrachsigkeit berechnet. Die mesoskopische Mehrachsigkeit spielt beim Verhalten inhomogener Werkstoffe eine bedeutende Rolle. Mit Hilfe entsprechend vorgegebener Randbedingungen können bei der Belastung der Einheitszelle unterschiedliche mesoskopische Mehrachsigkeiten eingestellt werden. Für elastisch-plastisches Matrixmaterial kann aufgrund seiner Inkompressibilität der aktuelle Hohlraumvolumenanteil f aus der Volumenzunahme der Zelle berechnet werden.

Mit Hilfe von Zellmodellrechnungen kann die Aufstellung von Entwicklungsgesetzen für die Schädigungsvariablen und eine Anpassung noch freier Parameter an den zu modellierenden Werkstoff gelingen. So kann z.B. der Hohlraumvolumenanteil ermittelt werden, ab dem es schon bei einer geringen Laststeigerung zu einem beschleunigten Volumenzuwachs kommt.

Diese Information kann dann für die Aufstellung des kontinuumsmechanischen Schädigungsmodells verwendet werden. Die Aufstellung des in dieser Arbeit verwendeten modifizierten Gurson-Modells hat sich unter anderem dieser Vorgehensweise bedient [Tve90].

3. Versagen durch Reißentstehung und dessen Modellierung

Der Spaltbruch und der duktile Bruch stellen in Metallen bei mechanischen Belastungen zwei mögliche Versagensmechanismen dar. Ob es zu Spaltbruch oder zu zähem, duktilem Versagen kommt, hängt bei ferritischen Stählen im wesentlichen von der Temperatur und der Belastungsgeschwindigkeit ab. Auch die Mehrachsigkeit des Spannungszustands, die vom Vorhandensein makroskopischer Kerben und Risse beeinflusst wird, ist von Bedeutung. Bei Mischbrüchen wird der Versagensvorgang durch beide Versagensarten bestimmt. Metalle mit kubisch raumzentrierter Gitterstruktur weisen einen ausgeprägten Übergangstemperaturbereich zwischen sprödem Bruch bei sehr niedrigen und zähem Versagensverhalten bei hohen Temperaturen auf. Zu dieser Klasse von Metallen gehören unter anderem Stähle mit ferritischem Gefüge wie der betrachtete 22 NiMoCr 3 7.

Im folgenden werden diese zwei Versagensarten vorgestellt. Es wird aufgezeigt, wie und unter welchen Umständen duktile Schädigung und Spaltbruch entstehen, und die Vorgänge bei dem untersuchten Werkstoff werden besonders erläutert. Dazu werden jeweils einige Modellvorstellungen aufgeführt und gezeigt, wie eine mathematische Beschreibung aussehen kann. Dabei werden die für diese Untersuchungen verwendeten Modelle dargestellt.

3. 1. Duktile Schädigung

Unter der duktilen Schädigung werden die Mechanismen innerhalb der Mikrostruktur verstanden, die zur Ausbildung eines duktilen Risses und dem Bruch der Probe bzw. des Bauteils führen können. Der duktile Bruch zeichnet sich durch teilweise hohe plastische Verformungen und einen im Vergleich zum Spaltbruch hohen Energieverzehr aus. Die Bruchflächen weisen eine ausgeprägte Wabenstruktur auf, weshalb der duktile Bruch auch Wabenbruch genannt wird.

In diesem Kapitel werden die Vorgänge aufgezeigt, die zur duktilen Schädigung führen und für die Entstehung eines duktilen Risses verantwortlich sind. Besonderes Gewicht wird der Darstellung der Bedingungen beigemessen, unter denen die einzelnen Mechanismen aktiv werden. Anschließend werden einige aus der Literatur bekannte mathematische Beschreibungen für die einzelnen Stadien der Reißbildung aufgezeigt.

3. 1. 1. Mikroskopische Versagensvorgänge

Untersuchungen [Cot59] haben gezeigt, daß bei technischen Metallegierungen die Mechanismen innerhalb der Mikrostruktur, die schließlich zum zähen Bruch führen können, in die drei Phasen Bildung, Wachstum und Vereinigung von Hohlräumen aufgegliedert werden

können. Diese Vorgänge begründen das typische, wabenartige Erscheinungsbild der Bruchfläche. Der Begriff der duktilen Schädigung umfaßt diese drei Vorgänge, die im folgenden getrennt betrachtet werden.

Hohlraumbildung

Hohlräume entstehen vorwiegend an Zweitphasenteilchen; sie können sich auch an Korngrenzen und Korngrenzenzwickeln und bei Stählen mit hohem Kohlenstoffgehalt in perlitischem Gefüge an den Eisenkarbid-Lamellen ausbilden [Hel77]. Die am untersuchten Stahl 22 NiMoCr 3 7 am häufigsten anzutreffenden Zweitphasenteilchen sind Einschlüsse aus Mangansulfid und kleinere längliche Ausscheidungen aus Eisenkarbid. Erstere haben eine kugelförmige Gestalt mit einem Durchmesser im Bereich von 1.5 bis 15 μm und einen Mittelwert bei 4 μm . Ihr mittlerer Abstand wurde zu 114 μm bestimmt. Die Eisenkarbid-Ausscheidungen besitzen eine mittlere Länge von etwa 0.3 μm und sind hauptsächlich auf den Korngrenzen zu finden [Mös93, Hön94, Sch95]. Bindungskräfte sorgen für den Kontakt der Zweitphasenteilchen an die umgebende ferritische Matrix. Bei einer Belastung des Materials führen Inkompatibilitäten der Verformung zwischen Teilchen und Matrix zur Bildung von Hohlräumen. Als Voraussetzung dafür gelten plastische Verformungen [Rob76]. Je nach Geometrie und Verformbarkeit des Teilchens sind für die Hohlraumbildung zwei unterschiedliche Mechanismen verantwortlich [Lang83]:

- Ablösung des Teilchens von der Matrix,
- Bruch des Teilchens.

Geringe Bindungskräfte zwischen Teilchen und Matrix begünstigen die Ablösung. Die dafür erforderliche Dehnung nimmt mit zunehmender Partikelgröße und zunehmender Mehrachsigkeit ab. Spröde und langgestreckte oder verzweigte Teilchen neigen eher zum Brechen als kugelförmige oder plastisch deformierbare Teilchen [Arg75a, Fis81a]. Weitere begünstigende Effekte für einen Teilchenbruch sind eine zunehmende Teilchengröße und eine ansteigende Matrix-Teilchen-Haftung. Auch die Spannungsüberhöhungen in der Umgebung der Teilchen, die zu lokal begrenzten, hohen plastischen Dehnungen führen können, begünstigen den Teilchenbruch. Über die Länge von Scherbändern, die sich in den Mangansulfiden ausbilden können, und der daraus resultierenden Spannungsüberhöhungen an den Trennflächen zur Matrix [Cox74] kann die Abhängigkeit der Anzahl entstandener Hohlräume von der Größe der Teilchen erklärt werden [Sei92]. Somit kommt den vergleichsweise großen Mangansulfiden bei der Hohlraumstehung eine besondere Bedeutung zu [Wil71, Rob76, Fis81a]. Sind zusätzlich wesentlich kleinere Teilchen vorhanden, spielen diese lediglich eine untergeordnete Rolle. Bei nicht allzu hohen Dehnungen scheinen Teilchen unterhalb einer bestimmten Größe keine Hohlräume zu bilden [Ugg86]. Allgemein kann gesagt werden, daß sich folgende Faktoren begünstigend auf eine Hohlraumstehung auswirken: Eine zunehmende Partikelgröße, geringe Adhäsionskräfte, eine kleine Korngröße, das Vorkommen von Partikeln auf den Korngrenzen und auf der Beanspruchungsseite eine hohe Mehrachsigkeit oder große plastische Verformungen [Fis81b].

Hohlraumwachstum

Wird die Belastung weiter gesteigert, schließt sich an die Bildung der Hohlräume ihr Wachstum an. Die Wachstumsrate ist nicht nur von den plastischen Verformungen, sondern auch stark von der Größe und der Form der maßgeblichen Teilchen abhängig. Selbst bei global hydrostatischem Spannungszustand ist an den Rändern der Hohlräume der Spannungszustand deviatorisch, so daß es lokal zu plastischem Fließen kommt. Das bedeutet, daß bei einem Werkstoff mit Hohlräumen Fließen auch bei makroskopisch hydrostatischem Spannungszustand möglich ist. Aus allseitigem Zug resultiert eine besonders starke Zunahme der Hohlraumvolumina [Cox74]. Während es bei global dreiaxsigem Spannungszustand durch ein schnelles Wachsen der Hohlräume zu einem frühen makroskopischen Bruch kommt [McC68, Cox74], führt ein global einachsiger Zug-Spannungszustand dazu, daß die Hohlräume lediglich in die Länge gezogen werden [VSt74]. Wegen einer überlagerten Querschnittsverringerung, die häufig zu einer Zersplitterung der innenliegenden Teilchen führt, nimmt das Volumen nur unwesentlich zu. Deshalb tritt der duktile Bruch vergleichsweise spät ein, was sich in einer makroskopisch hohen plastischen Verformbarkeit widerspiegelt. Mit zunehmender Mehrachsigkeit des anliegenden Spannungszustands sinkt somit die plastische Verformbarkeit bis zum Bruch [Bri52, McC68].

Beim Walzen und Schmieden des Werkstoffs nehmen plastisch verformbare Einschlüsse bevorzugt eine flächige Gestalt an [Wil71]. Wird das Material senkrecht zu den Achsen der flächenhaften Einschlüsse zugbeansprucht, kann es sehr schnell zu einem im Vergleich zum Einschlußvolumen großen Hohlraumvolumen kommen. Befinden sich in der Umgebung eines Hohlraums weitere Teilchen oder Hohlräume, beeinflussen sie zwar das Hohlraumwachstum [Arg75a, Rob76]; jedoch scheinen sie für die Wachstumsrate nur von untergeordneter Bedeutung zu sein [Burg74].

Hohlraumvereinigung

Nach fortgeschrittenem Wachstum der Hohlräume vereinigen sie sich, und es wird ein beschleunigter Anstieg des Hohlraumvolumens beobachtet. Die Größe der dabei entstehenden, auf der Bruchfläche sichtbaren Waben korreliert mit dem Abstand und der Größe der zugrundeliegenden Teilchen [Ugg86].

Verschiedene Vereinigungsmechanismen können gleichzeitig ablaufen, wobei meistens ein oder zwei Mechanismen dominant sind. Die wichtigsten sind:

- Die Werkstoffbrücken schnüren lokal ein [Broe73, Tho90]: Durch starke plastische Verformung kommt es zum Zusammenwachsen der Hohlräume und damit zum Versagen [McC68].
- Zwischen den Hohlräumen entstehen Scherbänder [Rob76, Lang83].
- An sehr kleinen Partikeln entstehen Sekundärhohlräume, die anschließend eine Verbindung zwischen den großen Hohlräumen schaffen [Han76].

Am häufigsten wird eine Kombination aus den letzten beiden Mechanismen vorgefunden [Cox74, Ara85].

Das Einschnüren der Werkstoffbrücken ist insbesondere dann beobachtbar, wenn die Abstände der großen Hohlräume relativ gering sind [Bec88]. Die verbindende Funktion von Sekundärhohl-

räumen wird an Metallegierungen beobachtet, die einen eher großen Abstand der großen Hohlräume aufweisen [Bec88]. Untersuchungen an verschiedenen Druckbehälterstählen [Sei92] weisen darauf hin, daß die Hohlräume an den Einschlüssen als bruchbestimmend angesehen werden können, während die Porenbildung an den Karbiden nur zur Vereinigung der großen Hohlräume beiträgt. Elektronenmikroskopische Schliff- und Bruchflächenaufnahmen am untersuchten 22 NiMoCr 3 7 konnten jedoch die Rolle der Karbide am Vereinigungsmechanismus nicht eindeutig klären [Hön94].

Kommt es in einem Gebiet hoher Beanspruchung an benachbarten Stellen zur Koaleszenz von Hohlräumen, bilden diese im Mikroskop sichtbare Mikrorisse [Bec88]. Deren Vereinigung führt schließlich zu einem makroskopischen Riß.

3. 1. 2. Modellierung

Gelingt es, die auf mikroskopischer Ebene gefundenen Gesetzmäßigkeiten mathematisch darzustellen, sind die Voraussetzungen für analytische oder numerische Berechnungen des duktilen Versagensverhaltens gegeben. Ausgehend von den bisher aufgezeigten Vorgängen bei der duktilen Schädigung sollen im folgenden einige Modelle aus der Literatur vorgestellt werden.

Hohlraumbildung

Alle in Kap. 3.1.1. aufgeführten Einflußfaktoren müßten für eine korrekte Beschreibung der Hohlraumbildung berücksichtigt werden. Wegen der Komplexität der Mechanismen muß ein Modell von Vereinfachungen ausgehen. Als Kriterien für eine Hohlraumbildung können sowohl Energiekriterien, Spannungskriterien, Dehnungskriterien als auch Kombinationen aus ihnen zum Einsatz kommen. Eine allgemeine Klasse von Porenbildungskriterien der Gestalt

$$\dot{f}_{nucl} = A \dot{\sigma}_M + B \dot{\Sigma}_m \quad (8)$$

wurde von Needleman und Rice [Nee78] eingeführt. Sie beschreiben den Beitrag der Porenbildung \dot{f}_{nucl} an der Zunahme des Volumenanteils der Hohlräume. σ_M bezeichnet die Fließspannung der Matrix und Σ_m die mesoskopische hydrostatische Spannung. Aufgrund experimenteller Beobachtungen [Gurl72, Arg75b] wurde von Chu und Needleman [Chu80] ein statistischer Ansatz vorgeschlagen: Hohlräume bilden sich in einem Beanspruchungsbereich gaußverteilt um eine bestimmte Dehnung ϵ_n oder um eine bestimmte Spannung σ_n . Für dehnungskontrollierte Keimbildung wird

$$A = \frac{1}{H} \frac{f_n}{s_n \sqrt{2\pi}} \exp \left(- \frac{1}{2} \left(\frac{E_{VM}^p - \epsilon_n}{s_n} \right)^2 \right) ; \quad B = 0 \quad (9)$$

gesetzt, wobei H den aktuellen plastischen Tangentenmodul des Matrixmaterials bezeichnet.

Hierbei ist f_n der Volumenanteil der hohlraumbildenden Teilchen, E_{VM}^p die im Volumenelement gemittelte, plastische Vergleichsdehnung des Matrixwerkstoffs, ε_n deren mittlerer, für Hohlraumbildung erforderlicher Wert und s_n dessen Standardabweichung. Für spannungskontrollierte Hohlraumentstehung wird

$$A = B = \frac{f_n}{s_n R_e \sqrt{2\pi}} \exp \left(- \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_M + \Sigma_m - \sigma_n}{s_n R_e} \right)^2 \right) \quad (10)$$

gesetzt, wenn $\sigma_M + \Sigma_m$ zunimmt, sonst $A=B=0$. σ_n ist die mittlere Spannung mit der Standardabweichung $s_n R_e$, bei der sich Hohlräume bilden sollen. R_e bezeichnet die Streckgrenze der Matrix.

Nach der Auswertung von Zugversuchen an dem Stahl der Bezeichnung A508 mit Hilfe metallografischer Schliffbilder und begleitender FE-Rechnungen wurde ein Spannungskriterium abgeleitet [Bere81]. Gebiete, in denen sich an Einschlüssen Hohlräume gebildet hatten, zeichneten sich durch das Überschreiten der kritischen Spannung

$$\sigma_c = \Sigma_I + k \cdot (\Sigma_v - R_e) \quad (11)$$

an den Matrix-Teilchen-Grenzflächen aus. σ_c ist von der größten Hauptspannung Σ_I , von der von-Mises-Vergleichsspannung Σ_v , von der Streckgrenze R_e , und über einen Faktor k von der Form und Orientierung der Einschlüsse abhängig. Wird σ_c überschritten, findet im Unterschied zum Modell von Chu und Needleman die Bildung des Hohlraumvolumens sprunghaft statt.

Hohlraumwachstum

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Möglichkeiten, das Wachstum der Hohlräume zu modellieren, lassen sowohl Behinderungen des Wachstums durch innenliegende Teilchen als auch Wechselwirkungen der Hohlräume untereinander außer Betracht.

Im folgenden werden zwei Modelle vorgestellt, die davon ausgehen, daß der Anteil des Hohlraumvolumens am Gesamtvolumen klein bleibt und das Fließ- und Verformungsverhalten des gesamten hohlraumbehafteten Werkstoffs weiterhin nach Mises-Prandtl-Reuß beschrieben werden kann (Kap. 2.). Die Berechnung des Hohlraumwachstums ist vom Materialmodell entkoppelt und folgt aus dem kontinuumsmechanischen Spannungsdehnungsfeld. Eine Rückwirkung der Hohlräume auf die Berechnung der Spannungen und Dehnungen wird vernachlässigt. Solche Modelle wurden unter anderem aufgestellt von

- McClintock [McC68]: Er berechnete das Wachstum unendlich langer, kreiszylindrischer Hohlräume in einem Zugspannungsfeld parallel zur Kreisebene. Die unter der Annahme eines ebenen Dehnungszustands für viskoses Materialverhalten aufgestellte Lösung wurde hinsichtlich einer ellipsenzylindrischen Hohlraumgeometrie und für plastisches Materialverhalten modifiziert. Die Verfestigung des Werkstoffs wurde über die Annahme $\sigma \sim \varepsilon^n$

eingeführt. Für $0 \leq n < 1$ stellt

$$\ln \frac{R}{R_0} = \frac{\sqrt{3} E_v^p}{2(1-n)} \sinh \left(\frac{\sqrt{3} (1-n)}{2} \frac{\Sigma_a + \Sigma_b}{\Sigma_v} \right) + \frac{E_a + E_b}{2} \quad (12)$$

eine Näherungslösung für das über die Zeit integrierte Wachstum des mittleren Ellipsenradius $R=(a+b)/2$ dar. R_0 bezeichnet den mittleren Ellipsenradius im Anfangszustand; die Indizes a und b bezeichnen die Ellipsen-Hauptachsenrichtungen. Gl. (12) verdeutlicht den starken Einfluß der Mehrachsigkeit auf das Hohlraumwachstum.

- Rice und Tracey [Rice69]: Sie gehen von kugelförmigen Hohlräumen in einem ideal plastischen Werkstoff aus, auf den sie ein Dehnungs- und hydrostatisches Spannungsfeld aufbringen. Die unter Zuhilfenahme numerischer Methoden ermittelte Näherungslösung für die Wachstumsrate des mittleren Hohlraumradius R für ein reines Dehnungsfeld im Zugbereich und hohe Mehrachsigkeit lautet

$$\frac{\dot{R}}{R} = 0.283 \dot{E}_v^p \exp \left(\frac{3 \Sigma_m}{2 R_e} \right) \quad (13)$$

Sie ist unter dem Namen Rice-Tracey-Beziehung bekannt. Durch Ersetzen von R_e durch die Vergleichsspannung Σ_v kann die Anwendbarkeit auf verfestigende Werkstoffe erweitert werden. Wie das Modell von McClintock wird auch dieses Modell der Beobachtung gerecht, daß eine höhere Mehrachsigkeit ein schnelleres Hohlraumwachstum verursacht. Bleibt die Mehrachsigkeit während des Belastungsvorgangs konstant, kann R/R_0 in Abhängigkeit von der plastischen Vergleichsdehnung angegeben werden, ohne zusätzliche Informationen über die Beanspruchungsgeschichte zu kennen. Experimentelle Untersuchungen zeigten jedoch, daß Gl. (13) die Wachstumsrate deutlich unterschätzt. Eine Neuberechnung der Rice-Tracey-Ableitung führte für Mehrachsigkeiten $\Sigma_m/\Sigma_v > 1$ auf den Faktor 0.427 (anstatt 0.283) [Hua91].

Nachfolgend werden drei Modelle vorgestellt, die in der Lage sind, den Einfluß des zunehmenden Hohlraumvolumens auf das Verformungsverhalten zu beschreiben. Für den Matrixwerkstoff werden die Annahmen der klassischen Plastizitätstheorie zugrundegelegt. Jedoch gilt für den gesamten hohlraumbehafteten Werkstoff die Voraussetzung der Volumenerhaltung nicht mehr. Die Beschreibung seines mesoskopischen Verformungsverhaltens erfolgt nicht mehr mit der von-Mises-Fließbedingung, sondern macht von einer veränderten Fließfunktion Gebrauch. Sie enthält den Hohlraumvolumenanteil als zusätzlichen Parameter. Ein vom hydrostatischen Spannungszustand abhängiger Term tritt hinzu, da aufgrund der Hohlräume auch hydrostatische Spannungen Einfluß auf das Fließverhalten nehmen (Kap. 3.1.1.). Die Zunahme des Hohlraumvolumenanteils f wird über die Entwicklungsgleichung

$$\dot{f}_{growth} = (1-f) \dot{E}_{kk}^p \quad (14)$$

berechnet, die die Inkompressibilität der Matrix berücksichtigt.

Im Grenzfall $f=0$ geht die Fließbedingung in die von-Mises-Fließbedingung $\Sigma_v = \sigma_M$ über, wobei

Σ_v die mesoskopische von-Mises-Vergleichsspannung und σ_M die Fließspannung des Matrixwerkstoffs bezeichnet. Die Modelle können sowohl die plastische Verformung als auch die duktile Schädigung durch Hohlraumwachstum beschreiben. Solche mikromechanischen Schädigungsmodelle wurden unter anderem aufgestellt von

- Rousselier [Rou87]: Ausgehend von einem thermodynamischen Ansatz wurde eine Fließfunktion aufgestellt, mit der ein Werkstoff mit isotropem Materialverhalten mit wachsenden Hohlräumen beschrieben werden kann:

$$\Phi = \frac{\Sigma_v}{1-f} + D \sigma_K f \exp\left(\frac{\Sigma_m}{(1-f)\sigma_K}\right) - \sigma_M = 0 \quad (15)$$

Die Konstante D ist vom Werkstoff unabhängig und wird häufig als 2 angenommen. Die Konstante σ_K ist dagegen materialabhängig und kann durch Anpassung an experimentelle Ergebnisse bestimmt werden [Sun96].

- Gurson [Gurs77]: Er betrachtete sowohl den Fall eines zylinderförmigen Hohlräume als auch den eines kugelförmigen Hohlräume in der Mitte eines zylinderförmigen bzw. kugelförmigen Volumenelements. Für ideal plastischen Matrixwerkstoff leitete er für beide Fälle eine Fließbedingung als obere Schranke für den Fließbeginn her. Die mesoskopische Fließfunktion für den Werkstoff mit kugelförmigen Hohlräumen lautet:

$$\Phi = \frac{\Sigma_v^2}{\sigma_M^2} + 2 f \cosh\left(\frac{3\Sigma_m}{2\sigma_M}\right) - 1 - f^2 = 0 \quad (16)$$

Das Modell kann für verfestigende Materialien angewendet werden, wenn σ_M mit der aktuellen Matrix-Fließspannung besetzt wird. Die Zunahme des Hohlraumvolumens kann über Gl. (14) berechnet werden.

- Tvergaard [Tve82, Nee84, Tve84, Nee87, Bec88, Tve90]: Mit wachsendem Hohlraumvolumen spielt die Wechselwirkung zwischen den Hohlräumen eine zunehmende Rolle. Um diese Wechselwirkung zu berücksichtigen, untersuchte Tvergaard mit Hilfe von Zellmodellrechnungen das Verhalten von Werkstoffen, die eine periodische Anordnung von Hohlräumen enthalten. Die daraus abgeleitete, empirische Modifikation der Fließfunktion von Gurson lautet:

$$\Phi = \frac{\Sigma_v^2}{\sigma_M^2} + 2 q_1 f^* \cosh\left(\frac{3\Sigma_m}{2\sigma_M}\right) - 1 - (q_1 f^*)^2 = 0 \quad (17)$$

Hierzu wurden ein (ursprünglich drei) Parameter q_1 und eine Funktion $f^*(f)$ eingeführt, um die Vorhersagefähigkeit des Gurson-Modells zu verbessern. Das beschleunigte Hohlraum-

wachstum wurde durch die Modifikation von f zu

$$f^*(f) = \begin{cases} f & \text{für } f \leq f_c \\ f_c + \frac{f_u^* - f_c}{f_f - f_c} \cdot (f - f_c) & \text{für } f > f_c \end{cases} \quad (18)$$

realisiert [Nee84, Tve84]. Hierbei ist f_c die kritische Hohlraumvolumendichte, oberhalb derer f^* beginnt, von f abzuweichen. Ein Anstieg von f^* führt zu einer zunehmenden Entfestigung des Werkstoffs, dessen Tragfähigkeit bei $f=f_f$ bzw. $f^*=f_u^*=1/q_1$ völlig verlorengeht.

Hohlraumvereinigung

Von der Vielzahl der zur numerischen Behandlung der Hohlraumvereinigung entwickelten Modellansätze sollen hier drei vorgestellt werden:

- Der Eintritt der Hohlraumkoaleszenz ist näherungsweise unabhängig von der Größe und dem Abstand der Hohlräume; er hängt nur vom Hohlraumwachstumsverhältnis R/R_0 ab [Mud82, Rou87]:

$$\frac{R}{R_0} \geq \left(\frac{R}{R_0} \right)_c \quad (19)$$

R/R_0 kann nach Rice und Tracey mit Gl. (13) berechnet werden. $(R/R_0)_c$ wird üblicherweise mit einfachen Experimenten bestimmt [Zha94, Sun96]. Da die Spannungsanalyse des Rice-Tracey-Modells nicht an die Schädigungsentwicklung gekoppelt ist, werden bei Finite-Elemente-Berechnungen für die Simulation des duktilen Rißwachstums zusätzliche numerische Techniken wie das Lösen von Knoten benötigt.

- Thomason geht für die Aufstellung eines Modells davon aus, daß die Hohlräume durch das Einschnüren der Werkstoffbrücken zwischen den Hohlräumen zusammenwachsen [Tho90] (Kap. 3.1.1.). Sobald die auf die Werkstoffbrücken einwirkenden Kräfte die plastische Grenzlast erreichen, treten dort starke Dehnungslokalisierungen auf. Jede weitere Belastung führt zum Zusammenwachsen der Hohlräume. Als Kriterium für die Hohlraumvereinigung kann somit ein plastisches Grenzlastkriterium für die Werkstoffbrücken dienen. Die Berechnung wurde für eine Einheitszelle durchgeführt, die einen ellipsoidenförmigen Hohlraum enthielt. Die Abmessung der Zelle quer zur Zugrichtung betrug l_R . Thomason erhielt für die kritische, mesoskopische größte Hauptspannung

$$\Sigma_{1c} = \sigma_M \cdot \left(0.1 \frac{R_3^2}{R_1^2} \cdot \left(\frac{l_R}{2R_3} - 1 \right)^2 + 1.2 \sqrt{\frac{l_R}{2R_3}} \right) \quad (20)$$

Dabei bezeichnen R_1 und R_3 die Längen der Hohlraum-Halbachsen parallel bzw. quer zur Zugrichtung. Die Entwicklung von R_3/R_1 und von l_R/R_3 kann mit Hilfe der Wachstumsgesetze

von Rice und Tracey ermittelt werden [Rice69, Tho90]. Σ_{1c} kann dann aus dem Hohlraumvolumenanteil und aus den mesoskopischen Dehnungen E_1 und E_3 berechnet werden. Bei Untersuchungen von Zhang führte das Thomason-Modell jedoch bei geringen Mehrachsigkeiten zu fehlerhaften Voraussagen [Zha94].

- Die von Tvergaard und Needleman eingeführte Modifikation des Gurson-Modells, mit der die Zunahme der Wechselwirkung zwischen den Hohlräumen oberhalb eines kritischen Hohlraumvolumenanteils f_c beschrieben werden kann, ist bei der Modellierung für das beschleunigte Hohlraumwachstum verantwortlich (Gl. (18)). Im Werkstoff führt die Wechselwirkung zu einem Zusammenwachsen der Hohlräume und damit zu der beschleunigten Zunahme des Hohlraumvolumens. Das Zusammenwachsen der Hohlräume beginnt somit beim Überschreiten von f_c . Durch die Abnahme der lokalen Tragfähigkeit mit zunehmendem f kann in FE-Berechnungen das Rißwachstum modell-immanent simuliert werden. Zusätzliche technische Eingriffe zur Modellierung der Materialtrennung sind nicht erforderlich.

Ein vollständiges mikromechanisches Schädigungsmodell

Das Modell für das Wachstum und die Vereinigung der Hohlräume von Tvergaard und Needleman bildet zusammen mit dem Modell für die Hohlräumbildung von Chu und Needleman ein vollständiges mikromechanisches Modell zur Beschreibung der duktilen Schädigung. Es zählt zu den am weitesten entwickelten Schädigungsmodellen und wird hier als "modifiziertes Gurson-Modell" bezeichnet. Es wurde als Materialroutine programmiert [Sun89] und in das FE-Programm ADINA [ADI92] eingebunden.

Die Fließfunktion ist durch Gl. (17) gegeben. Die Entwicklung des Hohlraumvolumenanteils setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen; die Bildung neuer (\dot{f}_{nucl}) und das Wachstum bereits existierender Hohlräume (\dot{f}_{growth}):

$$\dot{f} = \dot{f}_{nucl} + \dot{f}_{growth} \quad (21)$$

Aus technischen Gründen wurde von dem Hohlräumbildungsmodell von Chu und Needleman die dehnungsgesteuerte Variante programmiert (Gl. (9)) [Sun89]. Das Wachstum der Hohlräume wird nach Gl. (14) mit der Anfangsbedingung $f(t_0)=f_0$ berechnet.

Bei der Anwendung des modifizierten Gurson-Modells ist die Einführung einer zusätzlichen Größe, einer charakteristischen Länge, erforderlich: In einem homogenen Material, das mit dem modifizierten Gurson-Modell mit entfestigendem Stoffgesetz beschrieben wird, werden die Dehnungen an der Rißspitze singulär. Die über die Dehnungen ausgedrückten Kriterien für die duktile Schädigung sind dann schon bei kleinen äußeren Lasten erfüllt. Diese Beschreibung ist für reale Werkstoffe aufgrund ihrer inhomogenen Mikrostruktur nicht korrekt. Um jedoch weiterhin die lokalen Konzepte der Kontinuumsmechanik einsetzen zu können, wird eine kritische Länge l_c oder ein Volumen eingeführt, über das die Kriterien für die Schädigung erfüllt sein müssen. l_c ist vom Werkstoff abhängig und wird mit mikrostrukturellen Größen wie den durchschnittlichen Abständen von Einschlüssen in Verbindung gebracht. Die Umsetzung im numerischen Modell kann auf unterschiedliche Weise erfolgen. Entweder wird eine bestimmte Elementkantenlänge verwendet, wobei die durch die Diskretisierung erfolgende Mittelung ausgenutzt wird; oder es werden beliebig kleine Elemente verwendet und zusätzlich

ein Lokalisationsbegrenzer eingeführt. Er hat die Aufgabe, die berechneten Beanspruchungen über das charakteristische Volumen zu mitteln [Sun94]. Bei den durchgeführten FE-Berechnungen wurde l_c durch die Wahl der Elementlänge in das numerische Modell eingebracht. Wegen des Einflusses der Elementlänge im Ligament einer Bruchmechanikprobe in Rißausbreitungsrichtung auf die berechnete Rißwiderstandskurve kann der Wert von l_c durch Anpassung an die gemessene Rißwiderstandskurve ermittelt werden.

Bei der Auswertung von FE-Berechnungen können die Gaußpunkt-Bereiche als Rißwachstum aufgefaßt werden, für die $f > f_f$ erfüllt ist. Um eine bessere Übereinstimmung des numerisch berechneten mit dem experimentell bestimmten Beginn des Rißwachstums zu erhalten, wurde bereits das Überschreiten von f_c als Rißwachstum betrachtet.

Berücksichtigung von Dehnrateneffekten

Da die Versuche (Kap. 4.) bei unterschiedlichen Belastungsgeschwindigkeiten durchgeführt wurden, mußte bei der Simulation sowohl die Dehnratenverfestigung, also die Anhebung der Fließspannung mit zunehmender Dehnrates, als auch die adiabatische Entfestigung, also die Abnahme der Fließspannung durch eine Erwärmung der Probe als Folge der geleisteten Verformungsarbeit berücksichtigt werden. Im quasistatischen Fall hängt die Fließspannung bei konstanter Temperatur T lediglich von der plastischen Vergleichsdehnung ab. Im Fall dynamischer Beanspruchung muß darüber hinaus die plastische Dehnrates $\dot{\epsilon}_v^p$ berücksichtigt werden. Dafür hat sich in vorangegangenen Untersuchungen [Böh92, Sun95] eine einfache empirische Näherung nach Pan et al. [Pan83]

$$\sigma_M(\epsilon_v^p, \dot{\epsilon}_v^p, T) = \left(\frac{\dot{\epsilon}_v^p}{\dot{\epsilon}_0} \right)^\kappa \sigma_M(\epsilon_v^p, \dot{\epsilon}_0, T) \quad (22)$$

als geeignet erwiesen. Hierbei ist $\sigma_M(\epsilon_v^p, \dot{\epsilon}_0, T)$ die Fließspannung bei der Referenzdehnrates $\dot{\epsilon}_0$ und κ ein werkstoffabhängiger Parameter, der als Dehnratesexponent bezeichnet wird. Die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung muß gesondert betrachtet werden, wozu nach Needleman und Tvergaard [Nee91] eine lineare Beziehung

$$\sigma_M(\epsilon_v^p, \dot{\epsilon}_0, T) = (1 - \beta \cdot (T - T_0)) \sigma_M(\epsilon_v^p, \dot{\epsilon}_0, T_0) \quad (23)$$

angenommen wird. Hierbei ist $\sigma_M(\epsilon_v^p, \dot{\epsilon}_0, T_0)$ die Fließspannung bei der Ausgangstemperatur T_0 und β ein werkstoffabhängiger Parameter. Nahezu die gesamte plastische Arbeit wird in Wärme umgewandelt. In dynamisch geprüften Proben ist wegen der kurzen Versuchsdauer der Wärmefluß in der Probe praktisch vernachlässigbar [Dix91], und es liegt eine adiabatische Zustandsänderung vor. Insbesondere im Einschnürbereich von Zugproben und im Kerbbereich von Kerbzug- und Kerbschlagbiegeproben tritt eine Temperaturerhöhung ein, die nach

$$T - T_0 = \frac{\chi}{\rho c_p} \int_{t_0}^t \sigma_{ij}(t) \dot{\epsilon}_{ij}^p(t) dt \quad (24)$$

abgeschätzt werden kann. c_p bezeichnet die spezifische Wärmekapazität, ρ die Dichte und χ

den in Wärme umgewandelten, proportionalen Anteil der plastischen Arbeit. Diese adiabatische Erwärmung verursacht eine Entfestigung des Werkstoffs, die durch Einsetzen von Gl. (24) in Gl. (23) berechnet wird.

Bei der Simulation quasistatischer Versuche werden unterschiedliche Temperaturen über die Eingabe unterschiedlicher Spannungsdehnungskurven realisiert. Im Fall dynamischer Beanspruchung wird, ausgehend von der eingegebenen Spannungsdehnungskurve für eine Referenz-Temperatur T_0 und Referenz-Dehnrates $\dot{\epsilon}_0$, an jedem Ort die Fließspannung zur dort berechneten Temperatur und Dehnrates nach (22) und (23) neu ermittelt. Die Berechnung der adiabatischen Erwärmung ist bisher in den zweidimensionalen und den zweidimensional rotationssymmetrischen, nicht jedoch in den dreidimensionalen Elementen realisiert. Die dehnrates- und temperaturabhängig berechnete Fließspannung σ_M geht in die Fließfunktion (Gl. (17)) ein. Somit sind beide Modelle mit dem modifizierten Gurson-Modell kombiniert, das dadurch als viskoplastisches modifiziertes Gurson-Modell bezeichnet werden kann. Die viskoplastische Erweiterung wurde von Hönig in die Materialroutine des modifizierten Gurson-Modells eingearbeitet [Hön94, Sun95]. Dieses viskoplastische Schädigungsmodell wurde bei den vorliegenden Untersuchungen für alle FE-Berechnungen verwendet. Es steht inzwischen auch für die Programmsysteme ABAQUS [ABA93] und PSU [Ses97] zur Verfügung, mit denen identische Ergebnisse erzielt werden.

3. 2. Spaltbruch

Unter Spaltbruch wird die Auftrennung kristalliner Festkörper entlang Kristallebenen verstanden. Dazu müssen die atomaren Bindungen gelöst werden. Tritt der Bruch noch bei linear-elastischem Verformungsverhalten auf, also bevor es zu relevanten, plastischen Verformungen kommt, wird er als spröde bezeichnet.

3. 2. 1. Versagensvorgänge

Der inhomogene Aufbau ferritischer Stähle, insbesondere darin enthaltene Zweitphasenteilchen und mikroskopisch oder makroskopisch ausgedehnte Risse können beim Aufbau der für die Überwindung der Kohäsionskräfte des Metallgitters erforderlichen, lokalen Beanspruchungen behilflich sein. Bei tiefen Temperaturen wird vereinzelt beobachtet, daß ein Spaltbruch direkt an der Spitze eines eingebrachten Anrisses beginnen kann [Che92b]. Abgesehen von diesem Sonderfall kann die Entstehung eines Spaltbruchs in zwei Schritte aufgeteilt werden:

- Bildung von Mikrorissen,
- Ausbreitung eines Mikrorisses in ein umgebendes oder angrenzendes Ferritkorn und Bildung eines makroskopischen Risses.

Während der Belastung des Materials können Mikrorisse entstehen [Cot59, Kno77, Rie79, Rei81]:

- durch einen Aufstau von Versetzungen des Metallgitters an einer Korngrenze,
- an sich schneidenden Gleitebenen durch Wechselwirkungen von Versetzungen,
- durch den Bruch eines auf einer Ferritkorngrenze angesiedelten Karbidteilchens, herbeigeführt
 - durch den Aufstau von Versetzungen oder angrenzenden Verformungszwillingen bei sehr tiefen Temperaturen,
 - aufgrund einer gleichmäßigen, plastischen Verformung des umgebenden Ferrits, wobei das spröde Karbidteilchen der Verformung nicht folgen kann,
- bei tiefen Temperaturen und hohen Dehngeschwindigkeiten an Grenzflächen zwischen Zwillingen und anderen Inhomogenitäten.

Der untersuchte 22 NiMoCr 3 7 ist bezüglich seiner Zusammensetzung dem Stahl der amerikanischen Bezeichnung A508 sehr ähnlich. Die auf den Korngrenzen angesiedelten Zweitphasenteilchen sind bei diesem Stahl hauptsächlich Eisenkarbide. Es wurden auch gelegentlich Titankarbide und bei tiefen Temperaturen vermehrt Mangansulfide gebrochen vorgefunden [Ros83, Dru92].

Der Ausbreitung eines Karbidrisses in das Ferritkorn ist die Versetzungsgleitebene behilflich, die den Mikroriß verursacht hatte. Sie konzentriert die Spannungen, die auf den Mikroriß einwirken: Dieser erfährt zusätzlich zu den von außen anliegenden Spannungen die lokalen Spannungen aufgrund der inhomogenen, plastischen Deformationen [Smi68, Rie79]. Nach der Überwindung der Teilchen-Ferrit-Trennfläche kann ein Mikroriß an Ferritkorngrenzen oder an Grenzen zu bainitischen Gebieten gebremst oder aufgehalten werden. Beobachtungen von Lin et al. bestätigen diese Aussagen [Lin87]: Sie konnten in Karbidteilchen begrenzte Risse nachweisen. Sie fanden auch bei Temperaturen über -100°C Karbidrisse, die an der Grenzfläche zum Ferritkorn ausgerundet waren. Desweiteren entdeckten sie auch Mikrorisse, die sich innerhalb eines Ferritkorns von einer Korngrenze zur gegenüberliegenden erstreckten.

Je nach Temperatur, Belastungsgeschwindigkeit und Mikrostruktur kann entweder die Bildung oder die Ausbreitung eines Mikrorisses das kritische Ereignis für einen Spaltbruch sein.

3. 2. 2. Modellierung

Im folgenden wird eine Übersicht über einfache Modelle zur Spaltbruchentstehung gegeben, wobei eine mögliche Temperaturabhängigkeit der jeweiligen Werkstoffkennwerte angesprochen wird. Im Anschluß wird das für die vorliegenden Untersuchungen eingesetzte Beremin-Modell und seine Anwendung dargestellt.

Übersicht

Schon bevor die Versagensvorgänge des Spaltbruchs im Einzelnen untersucht werden konnten, mußten für die Handhabung sprödbrechender Materialien Versagenskriterien aufgestellt werden. Das Konzept der kritischen Spannungen wurde von Orowan formuliert [Oro48]. Es

besagt, daß Bruch bei Überschreiten eines kritischen Wertes σ_c der größten Hauptspannung σ_1 eintritt:

$$\sigma_1 > \sigma_c = \sigma_f \quad (25)$$

Dieser Wert ist vom Werkstoff abhängig und wird als kritische Spaltbruchspannung σ_f bezeichnet. Beginnt der Werkstoff zu fließen, lassen sich nur noch Spannungen von begrenzter Höhe aufbauen. Liegt die größte erreichbare Spannung unterhalb der kritischen Spaltbruchspannung σ_f , kann der Bruch nicht als Spaltbruch beginnen [Rice70]. Damit kann die Temperaturabhängigkeit des Versagensmechanismus erklärt werden, denn ein Absenken der Temperatur führt zu einer Erhöhung der Fließgrenze. Dieses Spannungskriterium vermag auch die im Vergleich zu glatten Zugproben geringere Bruchverlängerung von Kerbzugproben erklären.

Eine Temperaturabhängigkeit

$$\sigma_1 > \sigma_c = \sigma_f(T) \quad (26)$$

der kritischen Spaltbruchspannung σ_f wird kontrovers diskutiert. In neueren Untersuchungen von Dahl und Jüde-Esser an dem Stahl C 10 zeigt die bei Spaltbruch in gekerbten Proben höchste aufgetretene Hauptspannung eine ähnliche Temperaturabhängigkeit wie die Streckgrenze, also eine Abnahme von σ_f mit zunehmender Temperatur [Dah94, Jüd94]. Dieses Ergebnis bestätigt jedoch lediglich den spannungsbegrenzenden Einfluß der Plastizität im untersuchten Temperaturbereich.

Bei der Anwendung dieser Kriterien auf Proben oder Bauteile mit Riß tritt das Problem auf, daß bei weitgehend linear-elastischem Materialverhalten die Spannungsfelder an der Rißspitze singular werden. Daher erscheint es sinnvoll, einen bestimmten Materialbereich einzubeziehen, dessen Größe von der Mikrostruktur und vom Versagensmechanismus bestimmt wird. Ritchie, Knott und Rice führten eine charakteristische Länge x_c ein, über der die kritische Spaltbruchspannung überschritten sein muß [Rit73]:

$$\left\{ \sigma_1 > \sigma_c = \sigma_f \right\} \text{ über } x_c \quad (27)$$

Für x_c bestimmten sie den zweifachen, mittleren Ferritkorndurchmesser. Mit diesem Modell gelang ihnen, aus der Fließspannung und den Verfestigungseigenschaften für einen unlegierten Stahl K_{Ic} -Werte zu berechnen, die experimentell bestätigt wurden.

Aus den Bindungskräften des Metallgitters lassen sich theoretische Zerreißfestigkeiten berechnen. Das sind die für die Auftrennung der atomaren Bindungen benötigten Spannungen. Gemessene, technische Zerreißfestigkeiten liegen jedoch um zwei bis drei Größenordnungen darunter. Schon lange vor der Aufstellung der bisher genannten Bruchkriterien führte Griffith diesen Unterschied für ideal spröde Körper auf die Existenz kleiner Fehlstellen im Material in Form von Mikrorissen zurück [Gri20]. Die Annahme, daß die instabile Verlängerung dieser Mikrorisse mehr elastische Energie freisetzen muß als für die Schaffung der Riß-Oberflächen benötigt wird, führte auf eine kritische, äußere Spannung Σ_c , bei der ein senkrecht belasteter Mikroriß der Länge l in einem spröden Körper beginnt, sich instabil auszubreiten. Unter

Voraussetzung eines ebenen Dehnungszustands gilt für Σ_c

$$\Sigma_I > \Sigma_c = \sigma_f^* = \sqrt{\frac{4E\gamma}{\pi \cdot (1-\nu^2)l}} \quad (28)$$

was bei senkrecht zur Zugrichtung orientierten Mikrorissen zu einem Kriterium für die größte Hauptspannung Σ_I wird^{*)}. Dabei bezeichnet γ die spezifische Oberflächenenergie. Die Spannung, die am Ort der Spaltbruchentstehung vorhanden sein muß, wird als kritische mikroskopische Spaltbruchspannung σ_f^* bezeichnet, auch wenn sie auf mesoskopischer Ebene innerhalb der Kontinuumsmechanik definiert ist. Das Griffithsche Kriterium (Gl. (28)) kann als lokales Versagenskriterium bezeichnet werden. Werden zusätzlich Annahmen zu der statistischen Verteilung der Längen l der Mikrorisse gemacht, kann daraus die bei Beteiligung von Spaltbruch auftretende Streuung der Versagensspannungen innerhalb einer Versuchsserie erklärt werden. Darauf baut das Beremin-Modell auf, das im nächsten Kapitel vorgestellt wird.

Das Griffithsche Kriterium wurde vielfach - auch für makroskopische Risse - experimentell bestätigt [Hah76]. Inzwischen wurde an ferritischen Stählen gezeigt, daß es nahezu unabhängig von der Dehnrage [Cur80, Che90] und einer Vorschädigung durch Neutronenbestrahlung [Par73] ist. Experimentelle Untersuchungen zur Existenz einer Abhängigkeit von Σ_c von der Temperatur führen auf uneinheitliche, da werkstoffabhängige Ergebnisse (z.B. [Wal84, Bow86, Che90]). Abweichungen von der Griffithschen Theorie treten erst auf, wenn der Bruch wesentlich von plastischen Vorgängen begleitet wird.

Für die plastische Verformung wird bei der Reißausbreitung in Metallen zusätzlich Energie umgesetzt. Um sie zu berücksichtigen, haben Orowan und Irwin eine Modifikation der Griffithschen Formel vorgeschlagen [Irw47, Oro48]: Zur spezifischen Oberflächenenergie γ wird die plastische Verformungsarbeit γ_{pl} hinzuaddiert. Eine Temperaturabhängigkeit von Σ_c kann aus der Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit von Versetzungen abgeleitet werden, also

$$\Sigma_I > \Sigma_c = \sigma_f^* = \sqrt{\frac{4E \cdot (\gamma + \gamma_{pl}(T))}{\pi \cdot (1-\nu^2)l}} \quad (29)$$

Da die Prozesse bei der Ausbildung eines Spaltbruchs bekannt sind, können gezielt Kriterien sowohl für die Mikrorißbildung als auch für die Ausbreitung des Mikrorisses aufgestellt werden:

Wie im letzten Kapitel beschrieben, sind bei der Mikrorißbildung stets Vorgänge beteiligt, die als plastische Verformung erkennbar werden [Str54]; plastische Dehnungen $E_v^p > 0$ sind Voraussetzung für eine Mikrorißbildung. So wurden an einem ferritischen Stahl die Spaltbruchsprünge ausschließlich innerhalb der plastischen Zone vorgefunden [Brü91].

Zur Aufspaltung eines Karbidteilchens muß die Oberflächenenergie γ_c des Karbids aufgebracht werden. Ein möglicher Einfluß der Temperatur auf die kritische Spaltbruchspannung kann aus

*) Da ab hier die Mikrostruktur ins Spiel kommt, wird wieder zwischen mikroskopischen und mesoskopischen Größen unterschieden. Σ_I ist nicht die mikroskopische Spannung am Mikroriß, sondern die mesoskopische (äußere) Spannung auf der Ebene eines repräsentativen Volumenelements, das den Mikroriß umschließt.

einer Temperaturabhängigkeit von γ_c abgeleitet werden:

$$\Sigma_I > \Sigma_c = \sigma_f^*(\gamma_c(T)) \quad (30)$$

Druce et al. wiesen an dem ferritischen Stahl A508 im Temperaturbereich zwischen flüssiger Stickstoff- und Raumtemperatur eine deutliche Zunahme der spezifischen Oberflächenenergie γ_c von Karbidteilchen mit der Temperatur nach [Dru92] und bestätigten die Beziehung (30).

Die Kriterien für die Ausbreitung eines Mikrorisses ergeben sich aus der Anwendbarkeit des Griffithschen Kriteriums, aus den Annahmen zur Lage der Mikrorisse und zum Ursprung der angreifenden Beanspruchungen.

Unter der Annahme, daß der Mikroriß durch Bruch eines Karbidteilchens mit dem Durchmesser c entstanden ist und der Mikroriß das Karbid durchmißt, folgt eine Abhängigkeit der Spaltbruchspannung von der Karbidgröße:

$$\Sigma_I > \Sigma_c = \sigma_f^* = \sqrt{\frac{4E\gamma_d}{\pi \cdot (1-\nu^2)c}} \quad (31)$$

Dabei bezeichnet γ_d die spezifische Oberflächenenergie des Ferrits. Die experimentellen Untersuchungen von Druce et al. [Dru92] bestätigten die Aussage von Gl. (31). Eine unter anderem von Wallin postulierte Temperaturabhängigkeit der Oberflächenenergie γ_d des Ferrits [Wal84] konnten sie nicht nachweisen.

Die an einem Karbidriß angreifenden Belastungen setzen sich aus den makroskopischen Spannungen und den Beanspruchungen durch inhomogene plastische Verformungen im angrenzenden Ferritkorn zusammen. Letztere führen insbesondere auf Schubspannungen, die sich aufgrund von Gleitebenen innerhalb des Ferritkorns aufbauen. Daraus resultiert eine zusätzliche Abhängigkeit der kritischen mikroskopischen Spaltbruchspannung σ_f^* vom mittleren Ferritkorndurchmesser d :

$$\Sigma_I > \Sigma_c = \sigma_f^*(c, d) \quad (32)$$

Experimentelle Untersuchungen konnten die auch analytisch berechnete σ_f^* -Abhängigkeit von der Korngröße bestätigen [Smi68, Rie79]. Eine Abhängigkeit von d besteht auch für die Ausbreitung von Mikrorissen, die sich über die Größe eines Ferritkorns erstrecken.

Da Spaltbruchinitiierung auch in Gebieten abnehmender Hauptspannung Σ_I beobachtet wird [Ros83], erscheint für ein Spaltbruchkriterium die Hinzunahme einer weiteren Beanspruchungsgröße wie der Dehnung durchaus sinnvoll [Mim95]. Chen et al. schlugen eine Kombination aus drei Kriterien vor: Die Bildung eines Mikrorisses benötigt eine plastische Mindestdehnung; um die sofortige Abrundung der Mikrorißspitze zu verhindern, muß die Mehrachsigkeit einen bestimmten Wert überschreiten; damit sich der Mikroriß verlängern kann, muß die anliegende

Hauptspannung größer als eine kritische Spaltbruchspannung sein [Che91, Che92a]:

$$E_v^P > E_{vc}^P \quad \wedge \quad \frac{\Sigma_m}{\Sigma_v} > \left(\frac{\Sigma_m}{\Sigma_v} \right)_c \quad \wedge \quad \Sigma_1 > \Sigma_c = \sigma_f^* \quad (33)$$

Damit konnten sie erklären, daß an einem C-Mn-Stahl in unmittelbarer Nähe einer Rißspitze wegen zu niedriger Mehrachsigkeit keine Initiierungen auftraten, obwohl die Spannungen ausreichend hoch zu sein schienen und plastische Dehnungen vorhanden waren.

Werden ausschließlich rißbehaftete Strukturen untersucht, können Modelle herangezogen werden, die Aussagen über die zu erwartenden J_c -Werte und deren Streuung machen. Solche globalen Versagensmodelle wurden für den Sprödbereich unter anderem von Landes und Shaffer [Land80] und von Slatcher [Sla86] aufgestellt. Landes und Shaffer waren die ersten, die einen häufig beobachteten Größeneffekt auf die statistische Verteilung von Mikrorissen zurückführten. Diese fundamentalen Modelle finden vielseitige Anwendung und sind Ausgangspunkt für viele Weiterentwicklungen. Da diese Ansätze bei den vorliegenden Untersuchungen keine Verwendung finden, soll auf sie nicht weiter eingegangen werden.

Das Beremin-Modell

Aufbauend auf einer statistischen Theorie der Festigkeit spröder Werkstoffe von Weibull [Wei39a, Wei39b, Wei51] hat die französische Autorengruppe Beremin ein Spaltbruchmodell für Bauteile aus ferritischen Stählen entwickelt [Bere83, Mud87]. Dieses lokale Versagensmodell ist unter den Namen "Local Approach" und "Beremin-Modell" bekannt. Es ist abgeleitet aus Beobachtungen an sprödbrechenden Werkstoffen, bei denen kleine Mikrorisse versagensverursachend sind. Mit dem Local Approach werden Aussagen über die Spaltbruchwahrscheinlichkeit einer Struktur unter einem bestimmten Spannungszustand gemacht; das Modell ist in der Lage, die Statistik des Spaltbrucheintritts zu beschreiben. Es geht von vereinfachenden Annahmen aus (Bild 2), die nun zusammen mit den Erfordernissen für eine Anwendung des Modells vorgestellt werden.

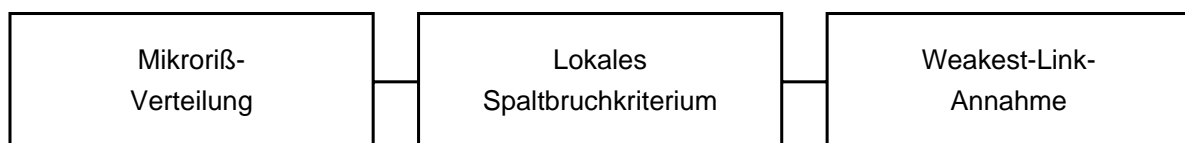


Bild 2: Grundannahmen des Beremin-Modells.

- Annahmen zur Mikrorißverteilung:

Aufgrund einer Behinderung der kristallografischen Gleitung können Schwachstellen entstehen [Pin81] (Kap. 3.2.1.). Unabhängig davon, ob es sich dabei um Kristallgitter-Defekte oder um gebrochene Zweitphasenteilchen handelt, werden sie als "Mikrorisse" betrachtet. In einem Volumenelement der Größe V_0 seien durchschnittlich M Mikrorisse vorzufinden. Für einen beliebigen Mikroriß sei die Wahrscheinlichkeit, daß er eine Länge

zwischen l und $l+dl$ besitzt, durch

$$P(l)dl = \frac{\alpha_l}{l^{\beta_l}} dl \quad (34)$$

gegeben, mit Parametern $\alpha_l > 0$ und $\beta_l > 1$.

Da für die Mikrorißbildung Versetzungsbewegungen nötig sind, und somit plastische Deformationen für Spaltbruch in einem Metall vorausgesetzt werden, wird ausschließlich die plastische Zone betrachtet, also das Gebiet mit

$$E_v^p > 0 \quad (35)$$

Die Mikrorisse seien über das ganze plastische Volumen gleichmäßig verteilt.

- Annahmen zum lokalen Spaltbruchkriterium:

Es gelte das Griffithsche Kriterium für den Zusammenhang zwischen der Mikrorißlänge l und der für das Ausbreiten des Mikrorisses kritischen Spannung Σ_c :

$$\Sigma_c = \sqrt{\frac{C}{l}} \quad (36)$$

wobei C eine werkstoffabhängige Konstante bezeichnet. Da die Mikrorisse beliebig ausgerichtet sein können, ist hier und in Gl. (34) unter l eine für das Spannungsfeld effektive Mikrorißlänge zu verstehen: Im einachsigen Zugspannungsfeld ist $l = l_{real} \sin^2 \theta$, wenn θ den Winkel zwischen der Hauptspannungsrichtung und der Achse des Mikrorisses bezeichnet.

- Weakest-Link-Annahme:

Unter der Voraussetzung, daß viele Mikrorisse in der Struktur vorhanden sind und sich gegenseitig nicht beeinflussen, werde das Versagen der ganzen Struktur von einem Mikroriß - dem gefährlichsten - ausgelöst. Diese Hypothese des schwächsten Glieds läßt mögliche Rißarrest-Ereignisse unberücksichtigt. Wird die Struktur in Volumenelemente unterteilt, so bedeutet das Versagen eines Volumenelements das Versagen der ganzen Struktur.

V_0 habe die Größe eines für den untersuchten Werkstoff und für dessen Spaltbruchmechanismus repräsentativen Volumenelementes. Es ist also groß genug, die größten der typischen Einheiten der Mikrostruktur, hier Ferritkörner, zu umfassen. Somit ist die Voraussetzung gegeben, in einem solchen repräsentativen Volumenelement mehrere Mikrorisse zu finden. V_0 sei jedoch auch klein genug, so daß die Variation der Beanspruchung innerhalb V_0 nicht allzu groß ist.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein zufällig herausgegriffener Mikroriß länger als l^c ist, ist

$$P(l > l^c) = \int_{l^c}^{\infty} P(l) dl = \int_{l^c}^{\infty} \frac{\alpha_l}{l^{\beta_l}} dl \quad (37)$$

Das ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein einzelner Mikroriß, an dem die größte Hauptspannung Σ_1 angreift, versagensverursachend ist:

$$P(l > l^c) = P(\Sigma_1) = \int_{\frac{C}{\Sigma_1^2}}^{\infty} \frac{\alpha_l}{l^{\beta_l}} dl = \frac{\alpha_l}{\beta_l - 1} C^{1-\beta_l} \Sigma_1^{2\beta_l - 2} \quad (38)$$

Mit der Wahrscheinlichkeit $1 - P(l > l^c)$ führt er nicht zum Versagen.

In einem Volumenelement der Größe V_i führen MV_i/V_0 Mikrorisse mit der Wahrscheinlichkeit $(1 - P(l > l_i^c))^{MV_i/V_0}$ nicht zum Versagen. Die Wahrscheinlichkeit, einen oder mehrere Mikrorisse zu finden, die aufgrund der Belastung zum Versagen führen, ist dann $1 - (1 - P(l > l_i^c))^{MV_i/V_0}$. Die Wahrscheinlichkeit, daß in V_i k Mikrorisse vorhanden sind, wenn durchschnittlich MV_i/V_0 vorhanden sind, unterliegt der Poissonverteilung und ist

$$p_k = \frac{\left(\frac{MV_i}{V_0}\right)^k \exp\left(-\frac{MV_i}{V_0}\right)}{k!} \quad (39)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß in V_i ein oder mehrere Mikrorisse versagensverursachend sind, ist dann $1 - (1 - P(l > l_i^c))^k$, multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, daß gerade k Mikrorisse vorhanden sind, aufsummiert über alle möglichen k :

$$P_f^i = \sum_{k=1}^{\infty} p_k (1 - (1 - P(l > l_i^c))^k) = \sum_{k=0}^{\infty} p_k (1 - (1 - P(l > l_i^c))^k) \quad (40)$$

$$P_f^i = \sum_{k=0}^{\infty} p_k - \sum_{k=0}^{\infty} p_k (1 - P(l > l_i^c))^k \quad (41)$$

Aus

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^k}{k!} e^{-x} = 1 \quad (42)$$

und

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^k}{k!} e^{-x} (1-a)^k = e^{-ax} \quad (43)$$

folgt

$$P_f^i = 1 - \exp\left(-\frac{MV_i}{V_0} P(l > l_i^c)\right) = 1 - \exp\left(-\frac{MV_i}{V_0} \frac{\alpha_l}{\beta_l - 1} C^{1-\beta_l} (\Sigma_1^i)^{2\beta_l - 2}\right) \quad (44)$$

Damit ist die Überlebenswahrscheinlichkeit von V_i $1 - P_f^i$ und für die gesamte plastische Zone mit n_{pl} Elementen

$$\prod_{i=1}^{n_{pl}} (1 - P_f^i) = \exp\left(-M \frac{\alpha_l}{\beta_l - 1} C^{1-\beta_l} \sum_{i=1}^{n_{pl}} \frac{V_i}{V_0} (\Sigma_1^i)^{2\beta_l - 2}\right) \quad (45)$$

Mit der sogenannten "Weibullspannung"

$$\sigma_w = \sqrt[m]{\sum_{i=1}^{n_{pl}} (\Sigma_1^i)^m \frac{V_i}{V_0}} \quad (46)$$

wird die Versagenswahrscheinlichkeit der ganzen Struktur

$$P_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{\sigma_w}{\sigma_u}\right)^m\right) \quad (47)$$

Hierbei sind die sogenannten "Weibullparameter" m und σ_u durch

$$m = 2\beta_l - 2 \quad (48)$$

und

$$\sigma_u = \sqrt{C} \sqrt[m]{\frac{m}{2\alpha_l M}} \quad (49)$$

gegeben.

m wird als "Weibullmodul" oder "Weibullexponent" bezeichnet. V_i ist das aktuelle Volumen des i -ten der n_{pl} in der bisherigen Belastungsgeschichte plastizierten Volumenelemente. Die Versagenswahrscheinlichkeit läßt sich somit durch eine Weibullfunktion von der Weibullspannung σ_w ausdrücken.

Während die Weibull-Referenzspannung σ_u die Weibullspannung darstellt, bei der die Versagenswahrscheinlichkeit etwa 63% beträgt, ist m ein Maß für die Streuung der kritischen Weibullspannungen um σ_u . P_f ist die akkumulierte Versagenswahrscheinlichkeit, die von der

Ausfallwahrscheinlichkeit innerhalb eines Zeit- bzw. Belastungsintervalls unterschieden werden muß. Bild 3 soll diesen Unterschied verdeutlichen.

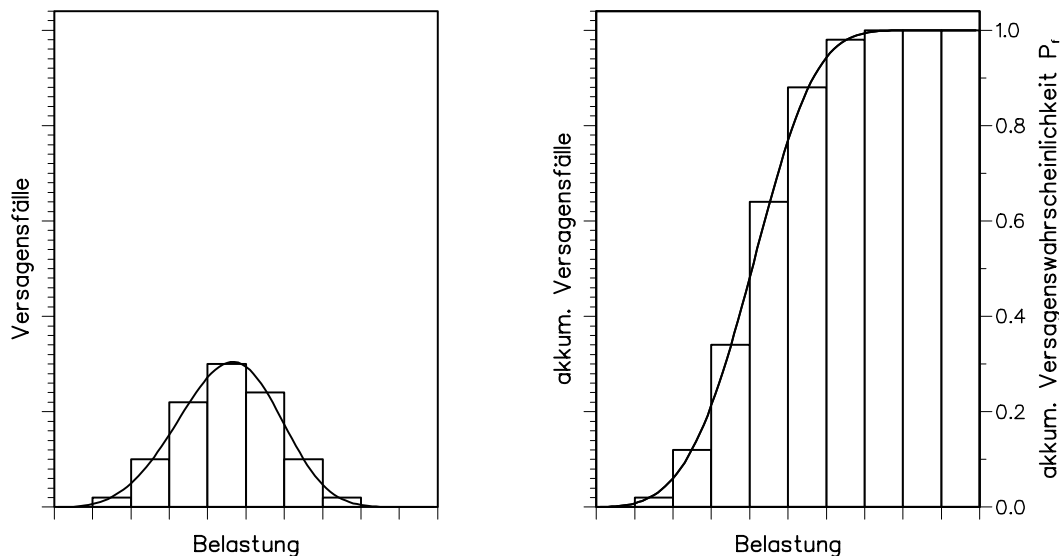


Bild 3: Beispiel für ein Histogramm der Versagensfälle zusammen mit einer beschreibenden Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (links) und ein Histogramm der akkumulierten Versagensfälle zusammen mit einer beschreibenden Wahrscheinlichkeitsfunktion (rechts).

Da M proportional zu V_0 ist, wird auch σ_u von V_0 beeinflusst. Die Parameter des Modells sind somit m und $\sigma_u V_0^{1/m}$. Daraus folgt, daß neben m und σ_u stets auch das V_0 anzugeben ist, mit dem σ_u bestimmt wurde. σ_u ohne Angabe von V_0 kann keine physikalische Bedeutung beigemessen werden.

Es ist nicht notwendig, die Größen, die zur Berechnung der Weibullparameter mit den Gln. (48) und (49) erforderlich wären, zu kennen. m und $\sigma_u V_0^{1/m}$ werden gewöhnlich an einer Serie von Kerbzugversuchen bei einer Temperatur ermittelt, bei der Spaltbruch überwiegt und duktile Schädigung vernachlässigbar ist. Kerbzugproben haben den Vorteil, daß die auftretenden Spannungsgradienten relativ gering sind und die Größe V_0 , die bei hohen Gradienten wichtig wird, lediglich einen unbedeutenden Einfluß auf m und $\sigma_u V_0^{1/m}$ ausübt.

Zur Bestimmung der Modellparameter wurde ein Konzept [Min92] vorgeschlagen, das inzwischen in vielen Untersuchungen angewendet wurde. Hierzu ist es notwendig, die Kerbzugversuche mit Finiten Elementen nachzurechnen, um die zu jedem Einzelversuch bei Versagen gehörenden Spannungsverteilungen zu bestimmen. Betrachtet man V_0 als für den Versagensvorgang repräsentatives Volumenelement, sollte sich die minimale Größe der Elemente an der Größe von V_0 orientieren. Deshalb sollten bei Verwendung eines feineren FE-Netzes die lokalen Beanspruchungsgrößen über mehrere Elemente hinweg gemittelt werden. Einfacher dagegen ist, in Gebieten hoher Gradienten als kleinste Elemente solche der Größe dieses Mittelungsvolumens V_0 einzuführen [Mud87, Broch93], sofern keine anderen Gründe dagegen sprechen. Bei niedrigen Spannungsgradienten ist die Elementgröße numerisch unbedeutend.

Werden N Proben getestet und bezüglich der Reihenfolge ihres Spaltbruchversagens geordnet, wird der j -ten Probe die Versagenswahrscheinlichkeit

$$P_f(j) = \frac{j-0.5}{N} \quad , \quad j = 1, \dots, N \quad (50)$$

zugeordnet. Im Vergleich zu anderen möglichen Zuordnungen wurden mit Gl. (50) die besten Erfahrungen gemacht [Kha91]. Ausgehend von einem Startwert für m wird für jede Probe mit Gl. (46) eine Weibullspannung σ_w^j bei Versagen berechnet. Aus der Verteilung dieser σ_w -Werte wird ein neues m berechnet, das wiederum Einfluß auf die σ_w -Werte nimmt. Somit ist eine iterative Prozedur erforderlich. Diese Anpassung der Weibullverteilung wurde mit der Maximum-Likelihood-Methode durchgeführt [Kha91, Min92].

Um sicher zu gehen, daß die Daten mit hinreichender Genauigkeit einer Weibullverteilung gehorchen, werden sie häufig in der Form

$$y_j = \ln \ln \left(\frac{1}{1-P_j} \right) \quad \text{gegen} \quad x_j = \ln \left(\frac{\sigma_w^j}{\text{MPa}} \right) \quad (51)$$

dargestellt. Dieses Diagramm wird als Weibulldiagramm oder Weibullplot bezeichnet. In dieser Darstellung liegen die Punkte, die aus einer Weibullverteilung hervorgehen, auf einer Geraden. In Kap. 6. wird jedoch aus Gründen der Anschaulichkeit der Achsenskalierung einer linearen Darstellung

$$y_j = P_j \quad \text{gegen} \quad x_j = \left(\frac{\sigma_w^j}{\text{MPa}} \right) \quad (52)$$

den Vorzug gegeben.

Im folgenden soll gezeigt werden, daß die Weibullparameter nicht exakt bestimmbar sind, sondern daß für sie nur Intervalle angegeben werden können: Bei der Bestimmung der Weibullparameter liegt folgende Situation vor: Es wird davon ausgegangen, daß die Weibullspannungen (Gl. (46)) aller Proben zum jeweiligen Zeitpunkt ihres Spaltbruchversagens einer Weibullverteilung (Gl. (47)) unterliegen, deren Parameter unbekannt sind. Aus der Grundgesamtheit aller aus dem Material erzeugbaren Proben wird eine Teilmenge von N Proben herausgegriffen, an denen die Parameter m_{Sch} und $\sigma_{u,Sch}$ der Verteilung dieser Stichprobe bestimmt werden. Hieraus soll auf die Weibullparameter m und σ_u der Grundgesamtheit geschlossen werden. Dazu bedarf es eines Schätzverfahrens für Parameter. Im Vergleich mit anderen Methoden ist das Maximum-Likelihood-Verfahren, das Verfahren der größten Mutmaßlichkeit, zu diesem Zweck am vorteilhaftesten [Kha91]. Es liefert die Parameter, die der gewählten Stichprobe unter allen möglichen Stichproben die größte Wahrscheinlichkeit verleihen, also die plausibelsten Parameterwerte. Die Vertrauensgrenzen um diese Schätzwerte m_{Sch} und $\sigma_{u,Sch}$ sind umso enger, je größer die Stichprobe ist, d.h. je mehr Proben getestet werden. Da die Verteilungsfunktionen der Ausdrücke

$$\frac{m_{Sch}}{m} \quad (53)$$

und

$$m_{Sch} \ln \frac{\sigma_{u,Sch}}{\sigma_u} \quad (54)$$

nur vom Stichprobenumfang N , von m und σ_u jedoch unabhängig sind [Här83], lassen sich Zahlen l_1 , l_2 , t_1 und t_2 finden, so daß mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, dem Vertrauensniveau $(1 - \omega)$

$$l_2(N,\omega) \geq \frac{m_{Sch}}{m} \geq l_1(N,\omega) \quad (55)$$

und

$$t_2(N,\omega) \geq m_{Sch} \ln \frac{\sigma_{u,Sch}}{\sigma_u} \geq t_1(N,\omega) \quad (56)$$

gilt. Durch Umformen ergeben sich die Vertrauensbereiche oder Konfidenzintervalle für m und σ_u :

$$\frac{m_{Sch}}{l_2(N,\omega)} \leq m \leq \frac{m_{Sch}}{l_1(N,\omega)} \quad (57)$$

und

$$\sigma_{u,Sch} \exp\left(-\frac{t_2(N,\omega)}{m_{Sch}}\right) \leq \sigma_u \leq \sigma_{u,Sch} \exp\left(-\frac{t_1(N,\omega)}{m_{Sch}}\right) \quad (58)$$

Die Größen l_1 , l_2 , t_1 und t_2 , die mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden konnten (siehe Literaturhinweise in [Här83]), sind tabelliert vorzufinden [DIN51110, ENV843]. Daraus kann abgelesen werden, daß bei einem Vertrauensniveau von $(1 - \omega) = 90\%$ über 120 Versuche notwendig sind, um m auf $\pm 10\%$ genau zu bestimmen. Diese Unsicherheit pflanzt sich fort, wenn mit den so bestimmten Weibullparametern Wahrscheinlichkeiten berechnet werden oder ein Bruchmechanikversuch numerisch simuliert wird, um Spaltbruchzähigkeiten zu gewinnen [Bern93, Dag93].

Eine weitere Eigenschaft des Maximum-Likelihood-Verfahrens muß bei der Bestimmung der Weibullparameter berücksichtigt werden: Dieses Schätzverfahren ist im allgemeinen nur asymptotisch erwartungstreu, d.h. der Erwartungswert des gewonnenen Schätzwertes ist bei endlichem Stichprobenumfang N ungleich dem Parameterwert der Grundgesamtheit. Diese verfahrensbedingte, systematische Abweichung, "bias", macht sich am Parameter m bemerkbar: Der Maximum-Likelihood-Schätzwert m_{Sch} liegt im Mittel über dem unbekanntem, wahren Wert m , der damit geschätzt werden soll. Deshalb muß ein Korrekturfaktor $b(N)$

eingeführt werden, mit dem gilt:

$$m_{korrr} = m_{Sch} b(N) \quad (59)$$

$b(N)$ kann aus Tabellen entnommen werden (z.B. in [DIN51110] und in [ENV843]). Zu einer vollständigen Weibullauswertung gehört demnach die Angabe von V_0 , m_{Sch} und $\sigma_{u,Sch}$, den Vertrauensbereichen von m und σ_u bezüglich eines Vertrauensniveaus von $(1 - \omega)$ und die Angabe von m_{korrr} , das bei $(1 - \omega) = 80$ oder 90% weit innerhalb des Vertrauensbereichs von m liegt. m_{Sch} und $\sigma_{u,Sch}$ werden der Einfachheit halber mit m und σ_u bezeichnet.

Unterscheiden sich zwei Materialien nur durch ihr β , führt dies nicht nur auf unterschiedliche Werte von m (Gl. (48)), sondern auch auf verschiedene Werte von σ_u (Gl. (49)). Um den Einfluß der Versuchsbedingungen auf die dazu berechneten Werte von σ_u deutlicher hervortreten zu lassen, soll der zusätzliche Einfluß von m auf σ_u unterdrückt werden. Deshalb wird in Kap. 6. zusätzlich

$$\tilde{\sigma}_u = \frac{\sigma_u}{m \sqrt{m}} \quad (60)$$

berechnet und in den Tabellen angegeben. Eine vollständige Unabhängigkeit von m wird durch diese Umrechnung jedoch nicht erreicht.

Sind die Weibullparameter bestimmt, kann mit ihnen die Spaltbruch-Versagenswahrscheinlichkeit eines Bauteils oder einer Laborprobe berechnet werden. Die Wahrscheinlichkeit eines Spaltbruchumschlags in Abhängigkeit von der Reißbeanspruchung kann durch die Simulation eines Bruchmechanikversuchs bestimmt werden. Als Spaltbruchzähigkeit K_{lc} in der Tieflage bzw. J_u im Übergangsbereich kann dann der Wert von K_I bzw. J bezeichnet werden, bei dem die Spaltbruchwahrscheinlichkeit z.B. 10, 50 oder 90% beträgt. Dazu bedarf es einer zuverlässigen Spannungsberechnung einer Bruchmechanikprobe. Dabei sind Sprünge und Oszillationen in den Spannungsverläufen im Ligament so gering wie möglich zu halten, um eine eindeutige Bestimmung abgeleiteter Größen zu erreichen. Am Beispiel zweidimensionaler FE-Simulationen von C(T)-Versuchen mit den FE-Programmsystemen ABAQUS und ADINA [ADI92, ABA93] wurde gezeigt, daß zu diesem Zweck manche Elementformulierungen, -geometrien und Integrationsordnungen mehr oder weniger günstig sind [Brock85, Brock92, Bern93, Ebe94]. Dies kann wie folgt zusammengefaßt werden:

Bietet das FE-Programm nicht die Möglichkeit, mit hybriden Ansätzen für Verschiebungs- und Druckfreiheitsgraden (u/p-Formulierung) zu rechnen, wird empfohlen, an der Reißspitze zu Dreiecken kollabierte, 8-knotige Elemente mit reduzierter Integration (2x2) zu verwenden. Ist eine u/p-Formulierung vorhanden, sollte von dieser zusammen mit nicht-kollabierten, 9-knotigen Elementen und vollständiger Integration (3x3) Gebrauch gemacht werden. Bei der Verwendung spezieller Schädigungs-routinen, die rechteckige Elemente mit reinen Verschiebungsansätzen verlangen, liegt der Schwerpunkt auf der Berechnung der fortschreitenden Schädigung. Hierbei wurden bei zweidimensionalen Berechnungen mit 4-knotigen Elementen mit vollständiger Integration (2x2) und mit 8-knotigen Elementen mit reduzierter Integration (2x2) gute Erfahrungen gemacht.

In Fällen, in denen Bruchmechanikversuche numerisch simuliert werden, die u/p-Formulierung

jedoch nicht angewendet werden kann, können Oszillationen der Spannungsverläufe vor der Rißspitze auftreten. Da diese Spannungen anschließend zur Berechnung der Weibullspannung mit im allgemeinen hohen Exponenten m potenziert werden, sind die Spannungen der einzelnen Integrationspunkte innerhalb eines Elements vor dem Potenzieren zu mitteln [Bern93, Broch93]. Dieses Verfahren wurde bei den vorliegenden Untersuchungen generell bei allen Probengeometrien angewendet.

Dem Modell entsprechend sind die Weibullparameter von der Geometrie der Proben, an denen sie ermittelt werden, unabhängig. Sie sind Werkstoffkennwerte und bilden die Mikrostruktur ab. Somit können sie mit einfach durchzuführenden Versuchen bestimmt und anschließend auf Proben und Bauteile mit Riß angewendet werden. Bei Auswertungen von Versuchen an dem Stahl 22 NiMoCr 3 7 wurde jedoch eine starke Geometrieabhängigkeit deutlich [Chaou95]. Auch bei Untersuchungen von Wiesner wirkte sich die Geometrie der Proben auf die Weibullparameter aus. Es wurde vorgeschlagen, zur Bestimmung der Parameter nur Proben mit eingebrachtem Ermüdungsriß zu verwenden, wenn Vorhersagen für Proben oder Bauteile mit Riß getroffen werden sollen [Wie96].

Sind die Parameter darüber hinaus unabhängig von der Temperatur, können Spaltbruchvorhersagen auch bei abweichenden Temperaturen getroffen werden. Die Annahme der Temperaturunabhängigkeit der Weibullparameter wurde bei vielen Anwendungen des Modells vorausgesetzt. An einem ferritischen Stahl ergab sich im untersuchten Temperaturbereich eine Unabhängigkeit von σ_u von der Temperatur [DiF95]. Davon abweichende Ergebnisse wurden von Wiesner erzielt, wobei hier in fast allen Fällen eine Abnahme von σ_u mit zunehmender Temperatur festzustellen war [Wie96].

3. 3. Versagen im Übergangsbereich

Im folgenden werden die im spröd-duktilen Übergangsbereich ablaufenden Versagensvorgänge und deren Modellierung besprochen. Unter dem Übergangsbereich wird dabei der Temperaturbereich verstanden, innerhalb dessen sich bei ferritischen Stählen der Übergang vom energiearmen Spröbruch bei tiefen Temperaturen zum mit hoher Energiedissipation verbundenen Zähbruch bei höheren Temperaturen vollzieht. Dieser Übergang ist mit einer starken Zunahme der Rißzähigkeit verbunden und durch eine starke Streuung der Zähigkeitskennwerte gekennzeichnet.

Der Temperaturbereich, innerhalb dessen sich der Übergang vom spröden zum zähen Bruchverhalten vollzieht, hängt nicht nur vom Werkstoff selbst, sondern auch von der Bauteil- bzw. Probengeometrie und den Belastungsbedingungen, also insbesondere der Mehrachsigkeit des Spannungszustands und der Belastungsgeschwindigkeit ab. Die gegebene Definition ist deshalb wie folgt zu konkretisieren:

Unter dem Übergangsbereich eines ferritischen Stahls werde derjenige Temperaturbereich verstanden, innerhalb dessen in einem Bauteil oder einer Probe bei gegebener Geometrie und Belastungskonfiguration sowohl duktiler Rißwachstum als auch Spaltbruch auftreten können.

3. 3. 1. Versagensvorgänge

Mit zunehmender Temperatur, abnehmender Dehngeschwindigkeit und abnehmender Proben- oder Bauteilgröße verringert sich die Sprödbbruchneigung, weil Spannungskonzentrationen an Kerben, Rissen und anderen Imperfektionen zunehmend durch örtliches plastisches Fließen als Folge des Abfalls der Fließgrenze bzw. Abnahme von Dehnungsbehinderungen abgebaut werden [Hah76]. Abhängig von Probengröße, Belastungskonfiguration und Belastungsgeschwindigkeit ergibt sich damit ein Temperaturbereich, in dem duktiles Rißwachstum einem Spaltbruchversagen vorausgeht. Am oberen Ende dieses Übergangsbereichs kommt es schließlich zu reinem Zähbruchversagen.

Versagen im Übergangsbereich ist also dadurch gekennzeichnet, daß auf der Bruchfläche sowohl Zähbruch- (Wabenbruch-) als auch Spaltbruchanteile vorgefunden werden. Je nach Geometrie und Belastungsart werden auch Mischformen beider Brucharten beobachtet, ohne daß eine zeitliche Trennung beider Mechanismen möglich ist. Da in den hier verwendeten, auf dem Beremin-Modell (Kap. 3.2.2.) aufbauenden Modellen ein einzelnes Spaltbruchereignis aufgrund der Hypothese des schwächsten Glieds immer zu einem globalen Versagen führt, kann eventuell auftretendes duktiles Rißwachstum immer nur dem Spaltbruch vorausgehen.

Die erheblichen Streuungen der Rißzähigkeitskennwerte ergeben sich dadurch, daß einzelne Proben einer experimentellen Serie bei einer gegebenen Temperatur mit unterschiedlichen Anteilen von Zäh- und Sprödbbruch versagen können, im Extremfall sogar einige Proben durch reinen Sprödbbruch, andere durch reinen Zähbruch. Die Beschreibung dieses Phänomens ist eine zentrale Anforderung an ein Versagensmodell für den Übergangsbereich. Die in den vorliegenden Untersuchungen verwendeten Modelle ordnen den statistischen Charakter des Versagens allein dem Spaltbruchereignis zu; sie gehen von einer materialspezifischen, statistischen Verteilung von Mikrorissen aus, die beim lokalen Zusammentreffen mit einer kritischen Normalspannung versagensauslösend sind. Da Spaltbruch im Übergangsbereich jedoch stets mit nicht mehr vernachlässigbaren plastischen Deformationen einhergeht, stellt sich die Frage, ob hierdurch eventuell noch zusätzliche Mechanismen wie Mikrorißentstehung oder lokaler Rißarrest ins Spiel kommen, die bei tiefen Temperaturen von untergeordneter Bedeutung sind.

3. 3. 2. Modellierung

Ein Modell für den Übergangsbereich soll in der Lage sein, die auftretenden Mechanismen wie plastisches Fließens, duktiles Rißwachstum und Spaltbruch zu modellieren. Dazu können prinzipiell alle vorgestellten Modelle herangezogen werden. Ein umfassendes Modell kann dann nicht nur das duktile Rißwachstum mit anschließendem Spaltbruch, sondern auch die Extremfälle des reinen Zähbruchs oder des reinen Spaltbruchs beschreiben.

Für eine Voraussage des Spaltbrucheintritts und dessen statistische Beschreibung muß ein Spaltbruchmodell verwendet werden, das auch unter den speziellen Bedingungen des Übergangsbereichs, nämlich der erheblichen Plastizierung und eventuell aufgetretenem

duktilen Rißwachstum, einsetzbar ist. Dazu kann ein lokales Spaltbruchmodell auf Spannungsverteilungen angewendet werden, die zuvor mit der FE-Methode mit einem duktilen Schädigungsmodell ermittelt worden sind.

Solch ein lokales Spaltbruchmodell ist das Beremin-Modell. Die Bedingungen im Übergangsbereich führen jedoch dazu, daß die Grundannahmen des Modells (Bild 2) unter Umständen nicht mehr erfüllt sind. Die Konsequenzen daraus werden in Kap. 6. besprochen.

Bei der Anwendung des Beremin-Modells im Übergangsbereich tritt das weitere Problem auf, daß die nach Gl. (47) berechnete, akkumulierte Versagenswahrscheinlichkeit P_f teilweise während fortschreitender Belastung abnimmt. Da dem Modell entsprechend aus den Weibullspannungen akkumulierte Wahrscheinlichkeiten berechnet werden, die nicht abnehmen können, muß für jedes Volumenelement i innerhalb eines Belastungsschrittes Δt

$$P_f^i(\Delta t) = P_f^i(t+\Delta t) - P_f^i(t) = \frac{1}{\sigma_u^m} \frac{V_i}{V_0} \cdot \left((\Sigma_i^i(t+\Delta t))^m - (\Sigma_i^i(t))^m \right) \quad (61)$$

positiv sein, was jedoch nicht immer der Fall ist. Der Grund hierfür ist darin zu suchen, daß lokal die mesoskopische größte Hauptspannung abnehmen kann. Das führt insbesondere bei der Simulation von Bruchmechanikexperimenten auf eine abnehmende, nach Gl. (46) berechnete Weibullspannung σ_w . Darum wird die Berechnung der Weibullspannung derart modifiziert, daß anstatt der aktuellen größten Hauptspannung Σ_1 die in der bisherigen Belastungsgeschichte maximal aufgetretene größte Hauptspannung eingeht. Die Weibullspannung wird also nach

$$\sigma_w(t) = \sqrt[m]{\sum_{i=1}^{n_{pl}} \max_{\tau \leq t} \{ \Sigma_1^i(\tau) \}^m \frac{V_i}{V_0}} \quad (62)$$

berechnet. Auch bei den aus dem Beremin-Modell entwickelten Spaltbruchmodellen, die in Kap. 6. vorgestellt werden, wird anstatt des aktuellen Wertes des Summanden in der Formel für σ_w stets der maximal aufgetretene Wert des Summanden verwendet.

Da bei einer Anwendung des Beremin-Modells im Übergangsbereich ferritischer Stähle eine Abhängigkeit der Weibullspannungen von der Bruchdehnung festgestellt worden war, wurde eine Modifikation der Weibullspannung mit Hilfe des plastischen Anteils der Dehnung in Hauptspannungsrichtung, E_1^p vorgeschlagen [Bere83]:

$$\sigma_w = \sqrt[m]{\sum_{i=1}^{n_{pl}} (\Sigma_1^i)^m \exp\left(-\frac{m}{2} E_1^{pi}\right) \frac{V_i}{V_0}} \quad (63)$$

Sie führte bei den in diesem Zusammenhang durchgeführten Untersuchungen zu einer Verringerung der Abhängigkeit von σ_u von der Probengeometrie [Bere83].

Wie im Sprödbruchbereich können auch hier für rißbehaftete Strukturen die globalen Versagensmodelle von Landes und Shaffer [Land80] und von Slatcher [Sla86] herangezogen werden, die Aussagen über die zu erwartenden J_c - bzw. J_u -Werte und deren Streuung machen. Allerdings ist J kein geeigneter Parameter für eine von der Probengeometrie unabhängigen

Voraussage der Spaltbruchinitiierung im Übergangsbereich [Hee90, Hee91]. Dennoch sind für eine Anwendbarkeit dieser Modelle viele Vorschläge dazu bekannt, welche Anforderungen an die Probengrößen eingehalten werden müssen, um eine hinreichende Dehnungsbehinderung an der Rißspitze zu gewährleisten, oder wie die J -Werte bei Spaltbruch korrigiert werden müssen, um bei aufgetretenem duktilem Rißwachstum oder bei Nicht-Einhaltung der Größenanforderungen dennoch geometrieunabhängige Kennwerte zu erhalten [Brü84, And89, Wal89, Brü90, And91, Wal91, Kir92, And93, Var93, Wal93, Zer93, ChaY95, Link95, Rugg95]. Diese Ansätze werden bei den vorliegenden Untersuchungen nicht weiter verfolgt, weshalb hier auch nicht weiter auf sie eingegangen wird.

3. 4. Zusammenfassung

Soll das Materialverhalten im Übergangsbereich numerisch modelliert werden, müssen die auftretenden Mechanismen beschrieben werden können. Im Übergangsbereich sind das Spannungsumlagerungen aufgrund einer zum Teil erheblichen Plastizierung, duktile Materialschädigung mit einer einhergehenden Tragfähigkeitsabnahme und unter Umständen nachfolgenden Materialtrennung durch duktilen Rißwachstum und Spaltbruch.

Mit Hilfe der zuvor dargestellten, lokalen Ansätze ist es möglich, die genannten Vorgänge numerisch zu beschreiben. Dazu findet das modifizierte Gurson-Modell und vorerst das Beremin-Modell Verwendung. Als Maß für die Beanspruchung wird die Weibullspannung σ_w herangezogen, deren Bestimmung eine vorangegangene Spannungsberechnung mit dem modifizierten Gurson-Modell erfordert. Dieses ist in der Lage, die Mechanismen der Plastizierung und der duktilen Schädigung zu modellieren und die sich daraus ergebenden Spannungsverteilungen zu berechnen.

Mit einer Weibullspannung wird über Gl. (47) eine Wahrscheinlichkeit für Spaltbruch korreliert, dem unter Umständen erhebliches, stabiles, duktilen Rißwachstum vorangehen kann. Dementsprechend muß auf eine genaue Berechnung der duktilen Schädigung großer Wert gelegt werden. Durch eine kombinierte Anwendung des modifizierten Gurson-Modells und des Beremin-Modells kann zu jeder Beanspruchungssituation die Wahrscheinlichkeit für ein Spaltbruchversagen berechnet werden.

Das modifizierte Gurson-Modell und das Beremin-Modell stellen in ihrer Kombination ein mikromechanisches Schädigungsmodell dar. Dieses umfassende Modell ist in der Lage, über einen weiten Temperaturbereich die dargestellten Verformungs- und Versagensvorgänge numerisch zu beschreiben und Vorhersagen zu machen. Ob es die Ereignisse des Übergangsbereichs auch quantitativ zufriedenstellend wiedergibt, kann erst der Vergleich mit den experimentellen Befunden klären.

4. Experimentelle Untersuchungen

4. 1. Werkstoff

Zur Weiterentwicklung von Versagenskonzepten im Übergangsbereich eines ferritischen Stahls wurden verschiedene Experimente durchgeführt. Dazu stand aus dem ferritischen Druckbehälterstahl 22 NiMoCr 3 7 ein geschmiedetes Ringsegment (Ringdicke 290 mm, Durchmesser 2750 mm, Höhe 195 mm, Breite ca. 1200 mm) zur Verfügung. Es handelt sich hierbei um einen niedriglegierten Feinkornbaustahl, der bis Anfang der achtziger Jahre im wesentlichen zur Herstellung von Primärkomponenten von Leichtwasserreaktoren eingesetzt wurde. Die chemische Zusammensetzung des Werkstoffs ist in Tab. 1 aufgelistet.

C	Si	Mn	P	S	Ni	Cr	Cu	Mo	V	Al	Co
0.22	0.25	0.88	0.007	0.007	1.28	0.40	0.06	0.52	<0.01	0.028	0.014

Tab. 1: Chemische Zusammensetzung des Werkstoffs 22 NiMoCr 3 7 in Gewichtsprozenten.

Dieser wasservergütete Stahl wurde auf 920°C in das Austenitgebiet erhitzt und unter Druckwasser abgeschreckt. Dadurch wurde die Bildung des Perlits unterdrückt. Anschließend wurde er 16 Stunden lang bei etwa 650°C angelassen. Der Kohlenstoff scheidet nun feindispers als Karbid aus und die Matrix erstarrt zu Ferrit. Dieser Stahl weist bei mittlerer Festigkeit eine außerordentlich hohe Zähigkeit auf. Einige Kennwerte zur Charakterisierung der mechanisch-technologischen Eigenschaften werden in Tab. 3 in Kap. 4.2.2. gegeben. Über die Ringdicke wurden Unterschiede in den Kennwerten festgestellt, die im Bereich von 10% lagen und damit als überdurchschnittlich hoch einzustufen sind [Hön94]. Für die nachfolgenden Untersuchungen wurden deshalb nur Proben aus einem Entnahmebereich verwendet, für den deutlich geringere Unterschiede in den Streckgrenzen gemessen wurden ($\Delta R_{eL} < 5\%$ bei Raumtemperatur).

4. 2. Durchführung und Ergebnisse

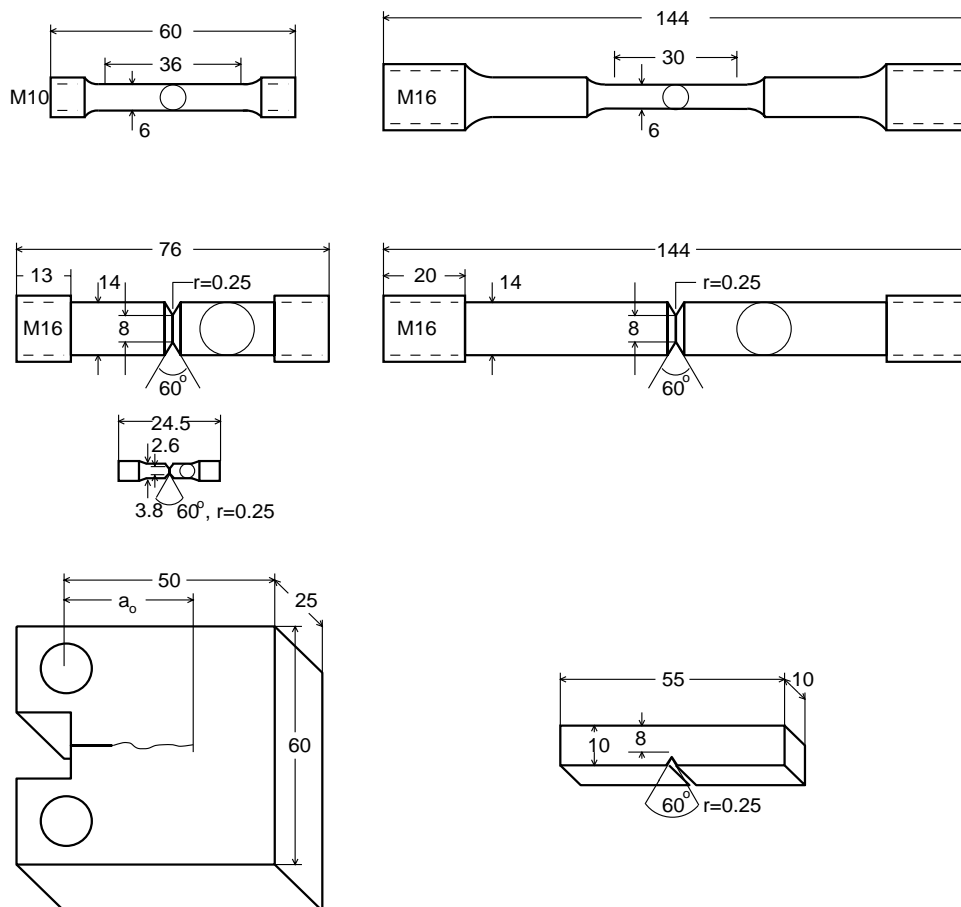
Eine Anforderung an die Material- und Versagensmodelle ist, daß sie in der Lage sind, realistische Aussagen über Verformung und Versagen zu treffen. Somit ist die Durchführung experimenteller Untersuchungen unbedingt erforderlich. An unterschiedlichen Proben gleichen Werkstoffs wurden Versuche durchgeführt, mit denen möglichst unterschiedliche Beanspruchungsarten, z.B. hinsichtlich der Mehrachsigkeit realisiert werden. Sie liefern die Informationen für die Entwicklung und Anpassung der Modelle und können herangezogen werden, deren Vorhersagefähigkeiten zu prüfen.

Verschiedene Versuchsserien wurden im IWM durchgeführt oder standen aus früheren Projekten für weitergehende Auswertungen zur Verfügung. Die Versuche dienten

- der Untersuchung der Versagensvorgänge im Übergangsbereich,
- der Bereitstellung der Spannungsdehnungskurven bei verschiedenen Temperaturen für die Durchführung von FE-Rechnungen,
- der Quantifizierung des Einflusses der Dehnrates auf die Spannungsdehnungskurven,
- der Bestimmung der Parameter des modifizierten Gurson-Modells, des Beremin-Modells, und der daraus entwickelten Modelle,
- der Überprüfung der Voraussagen aller Modelle.

Die Experimente stammen aus unterschiedlichen Forschungsprojekten mit unterschiedlichen Zielsetzungen. Viele wurden nicht auf die erwähnten Belange hin ausgerichtet. Dennoch gelang es, die vielen Einzeluntersuchungen einer gemeinsamen Bewertung zu unterziehen. Alle in Tab. 2 aufgelisteten Versuchsserien wurden mit der Methode der Finiten Elemente nachgerechnet. Dargestellt ist, mit welchen Zielen die verschiedenen Versuchsserien ausgewertet wurden.

Im folgenden sollen die Experimente genauer vorgestellt werden. Bild 4 zeigt eine Übersicht über die verwendeten Probengeometrien.



Ermittlung der Parameter und Untersuchungen zur Anwendbarkeit des modifizierten Gurson-Modells								
Ermittlung der Parameter und Untersuchungen zur Anwendbarkeit des Beremin-Modells und daraus abgeleiteter Spaltbruchmodelle								
Ermittlung der Dehnratenabhängigkeit der Spannungsdehnungskurven								
Ermittlung von Spannungsdehnungskurven								
Probentyp		Abmessungen	Kurzbezeichnung	T [°C]	Anzahl			
Glatte Rundzugproben	stat.	$D_0=6$ mm, $L_0=30$ mm		-196	2	x		
		$D_0=6$ mm, $L_0=30$ mm		-60	3	x		x
		$D_0=6$ mm, $L_0=30$ mm		-30	2	x		x
	dyn.	$D_0=6$ mm, $L_0=30$ mm		+25	2	x		x
		$D_0=6$ mm, $L_0=30$ mm		-60	3	x	x	x
		$D_0=6$ mm, $L_0=30$ mm		+25	5	x	x	x
Gekerbte Rundzugproben	stat.	$D_0=2.6$ mm, $r=0.25$ mm	mKZ-stat-196	-196	19			x
		$D_0=8.0$ mm, $r=0.25$ mm	KZ-stat-150	-150	8			x
		$D_0=8.0$ mm, $r=0.25$ mm	KZ-stat-120	-120	13			x
	dyn.	$D_0=8.0$ mm, $r=0.25$ mm	KZ-dyn-50	-50	10			x
Kompaktzugproben C(T)	stat.	seitengekerbt, $W=50$ mm	C(T)-60	-60	20			x
		seitengekerbt, $W=50$ mm		+25	6			x
ISO-V-Proben	dyn.	$W=10$ mm, $B=10$ mm	ISO-V-50	-50	12			x
		$W=10$ mm, $B=10$ mm	ISO-V-10	-10	9 von 12			x

Tab. 2: Experimente, deren Ergebnisse für die numerischen Untersuchungen verwendet wurden. Aufgeführt sind der Probentyp, die Belastungsart (quasistatisch oder dynamisch), der Probendurchmesser D_0 , die Meßlänge L_0 , der Kerbradius r oder die Probenweite W , die Probendicke B , die Kurzbezeichnungen der statistisch ausgewerteten Versuchsserien, die Versuchstemperaturen, die Anzahl der in die numerische Auswertung eingegangenen Versuche und deren Verwendung hinsichtlich der numerischen Berechnungen (Genauigkeit der Temperaturangaben: ± 2 K).

Bild 4 (vorherige Seite): Probengeometrien: Links Zug- Kerbzug-, Minikerbzug und C(T)-Probe für statische Prüfung, rechts Zug-, Kerbzug- und Kerbschlagbiegeprobe für dynamische Prüfung.

4. 2. 1. Statische Versuche an glatten Rundzugproben

Bei vier verschiedenen Temperaturen, -196°C , -60°C , -30°C und Raumtemperatur ($+25^{\circ}\text{C}$), wurden insgesamt neun Standard-Zugversuche (DIN 50145) durchgeführt [Brö93a]. Die Proben mit einer Meßlänge $L_0=30\text{ mm}$ hatten einen Durchmesser $D_0=6\text{ mm}$. Die Belastungsgeschwindigkeit betrug 0.005 mm/s . Neben der Ermittlung einiger Zugversuchskennwerte des Werkstoffs (Tab. 3) war ein weiteres Ziel der Versuche die Bestimmung der wahren Spannungsdehnungskurven, die für die FE-Rechnungen benötigt wurden. Während des Versuchs und zum Zeitpunkt des Bruchs wurden außer der Kraft und der Probenverlängerung mit Hilfe von Abtaststiften die Einschnürung und der Radius der Einschnürung gemessen, um eine Korrektur der Spannungswerte nach Bridgman [Bri52] vorzunehmen (Bild 5 links). Diese berücksichtigt die mit der Einschnürung zunehmende Mehrachsigkeit des Spannungszustands.

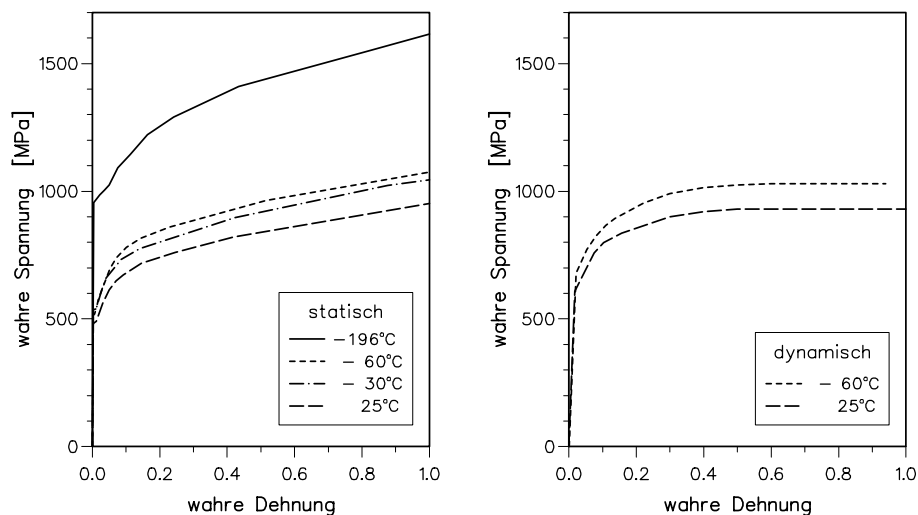


Bild 5: Wahre Spannungsdehnungskurven aus statischen Zugversuchen bei $+25$, -30 , -60 und -196°C (links) und aus dynamischen Zugversuchen bei $+25$ und -60°C (rechts) im Bereich bis $\epsilon=1$.

Der Beginn des duktilen Reißwachstums geht bei Zugversuchen mit einem plötzlichen Steilabfall der Kraft einher, da der verbleibende, ungeschädigte Probenquerschnitt die Last nicht mehr weiter tragen kann. Für eine Bestimmung des kritischen Hohlraum-Parameters f_c des modifizierten Gurson-Modells kann der Knickpunkt zum Steilabfall der Kraft herangezogen werden (siehe auch Bild 17 in Kap. 6.1.2). Bei den Versuchen bei -60°C , bei -30°C und bei Raumtemperatur war der größte Teil des Probenquerschnitts duktil getrennt worden. Sie können herangezogen werden, die Parameter des modifizierten Gurson-Modells zu bestimmen (Kap. 6.1.). Die bei -196°C geprüften Proben versagten durch Spaltbruch und zeigten kein duktilen Reißwachstum.

4. 2. 2. Dynamische Versuche an glatten Rundzugproben

Bei -60°C und bei $+25^{\circ}\text{C}$ wurden in einer Fallgewichtsanlage dynamische Versuche an Rundzugproben der Probenlänge 144 mm durchgeführt [Böh94]. Der Durchmesser D_0 betrug 6 mm (in Anlehnung an die Typen B und C aus DIN 50125), die Meßlänge L_0 für die Verlängerungsmessung 30 mm. Die Proben wurden mit einer Hammer-Aufprallgeschwindigkeit von 2 m/s belastet. Die Messung der zeitabhängigen Verformungen bei den hohen Belastungsraten erfolgte durch Fotografieren mit einer Cranz-Schardin-Hochgeschwindigkeitskamera in kurzen Zeitabständen [Böh89]. Dazu mußten Vereisungen auf den Probenoberflächen verhindert werden, um eine gute optische Qualität der Aufnahmen sicherzustellen. Damit wurde es möglich, den zeitlichen Verlauf der Verlängerung und der Einschnürung mit großer Präzision zu bestimmen. Mit Hilfe von Kraftmessungen konnten Spannungen errechnet werden.

Die über alle Proben gemittelten Kennwerte der statischen und dynamischen Zugversuche sind in Tab. 3 zusammengestellt.

	T [$^{\circ}\text{C}$]	R_{eL} [MPa]	R_{eH} [MPa]	R_m [MPa]	A [%]	Z [%]
statisch	25	492	502	633	24	75
	-30	515	525	678	27	74
	-60	549	568	719	26	72
	-196	944	1008	1037	27	58
dynamisch	25	567	742	727	30	70
	-60	667	880	784	28	70

Tab. 3: Zugversuchskennwerte (Mittelwerte: untere und obere Streckgrenze R_{eL} und R_{eH} , Zugfestigkeit R_m , Bruchdehnung A und Brucheinschnürung Z) bei verschiedenen Temperaturen und zwei Belastungsgeschwindigkeiten.

Zur Quantifizierung der Dehnratenabhängigkeit der Spannungsdehnungskurven wurden bei 25°C und bei -60°C die aufgetretenen Spannungen bei Fließbeginn jeweils einer statisch mit einer dynamisch belasteten Probe verglichen. Für 25°C wurde nach Gl. (22) bezüglich der quasistatischen Referenzdehnrates $\dot{\epsilon}_0=0.00016 \text{ s}^{-1}$ ein Dehnratenexponent $\kappa=0.0128$ berechnet, für -60°C $\kappa=0.0167$. Werden für die Berechnung von κ die Spannungen bei einer Dehnung zugrundegelegt, bei der die quasistatisch geprüfte Probe das Kraftmaximum erreicht, führt dies bei 25°C auf ein $\kappa=0.0124$, bei -60°C auf ein $\kappa=0.0078$ (Tab. 4). Das heißt, daß mit Gl. (22) nur eine Näherung der tatsächlichen Begebenheiten erreicht werden kann. Der Einfachheit halber wurden alle numerische Simulationen, deren Ergebnisse in Kap. 6.1. dargestellt sind, bei allen Temperaturen mit $\kappa=0.0125$ bezogen auf die mittlere quasistatische Referenzdehnrates $\dot{\epsilon}_0=0.00016 \text{ s}^{-1}$ durchgeführt.

	Berechnung von κ : Aus dem Streckgrenzenverhältnis von dynamisch belasteten zu statisch belasteten Proben.			Wahre Spannungen von dynamisch und statisch belasteten Proben bei der Dehnung, bei der die statisch geprüfte Probe das Kraftmaximum erreicht.		
	T	-60°C	25°C	T	-60°C	25°C
dynamisch	$R_{eL,dyn}$	664 MPa	568 MPa	$\sigma_{dyn}(\epsilon_{Fmax,stat})$	886 MPa	815 MPa
	$\dot{\epsilon}_v^p{}_{dyn}$	40 s ⁻¹	40 s ⁻¹	$\epsilon_v \dot{\epsilon}_v^p{}_{dyn}$	45 s ⁻¹	45 s ⁻¹
statisch	$R_{eL,stat}$	537 MPa	483 MPa	$\sigma_{stat}(\epsilon_{Fmax,stat})$	805 MPa	701 MPa
	$\dot{\epsilon}_v^p{}_{stat}$	0.000123 s ⁻¹	0.000127 s ⁻¹	$\dot{\epsilon}_v^p{}_{stat}$	0.000204 s ⁻¹	0.000244 s ⁻¹
	κ	0.0167	0.0128	κ	0.0078	0.0124

Tab. 4: Bestimmung des Dehnratenexponentes κ . Zum Vergleich sind rechts die Spannungen und Dehnraten im Kraftmaximum dargestellt.

4. 2. 3. Statische Versuche an gekerbten Rundzugproben

Zur Bestimmung der Parameter des Spaltbruchmodells und zur Überprüfung des Modells für duktilen Rißwachstum wurden bei -150, -120, -100 und -60°C gekerbte Rundzugproben mit jeweils einer Länge von 76 mm, einem Schaft der Länge 50 mm und einem Durchmesser von 14 mm, einem Kerbdurchmesser von $D_\sigma=8$ mm, einem Kerböffnungswinkel von 60° und einem Kerbradius von $r=0.25$ mm mit einer Zuggeschwindigkeit von etwa 0.005 mm/s quasistatisch geprüft [Uri94]. Die Versuche wurden in einer Temperierkammer durchgeführt. Die Anzahl der Versuche bei -150°C und bei -120°C (8 bzw. 13) sollten statistische Aussagen ermöglichen. Die Temperaturen im spröde-duktilen Übergangsbereich wurden so gewählt, daß bei relevanter Plastizierung im Kerbbereich der Probe möglichst wenig oder gar kein duktiler Rißwachstum auftritt. Für den Vergleich mit FE-Simulationen mußten die Verformungen des Kerbbereichs möglichst genau gemessen werden. Die Probenverlängerung wurde durch zwei parallel messende Wegaufnehmer im Abstand von $L_\sigma=35$ mm über die Kerbe hinweg am Probenschaft registriert, wobei die Parallelanordnung der Kompensation von Biegeanteilen diente. Die Durchmesseränderung der Probe im Kerbgrund wurde mit einem speziell dafür konstruierten Aufnehmer gemessen. Dabei wurde dessen Kontakt zur Probe mit Hilfe einer leichten Anpreßkraft gewährleistet, die durch schmale Biegestäbe über ein Schneidensystem aufgebracht wurde [Uri94].

Aus vorangegangenen Untersuchungen standen die Ergebnisse von bei -196°C statisch geprüften Mini-Kerbzugproben mit einer Länge von 24.5 mm, einem Schaftdurchmesser von 3.8 mm, einem Kerbdurchmesser von $D_\sigma=2.6$ mm und einem Kerbradius von $r=0.25$ mm zur Verfügung [Voß88]. Wegen der Lage im Sprödbereich können sie herangezogen werden, die Anwendbarkeit des Spaltbruchmodells nach Beremin zu überprüfen.

4. 2. 4. Dynamische Versuche an gekerbten Rundzugproben

Bei einer Temperatur von -50°C wurden dynamische Versuche an gekerbten Rundzugproben durchgeführt [Böh94]. Außer der Länge von 144 mm wiesen sie die gleiche Geometrie wie die statisch geprüften Kerbzugproben auf. Mit einem Fallgewicht wurden zehn der Proben mit einer Aufschlaggeschwindigkeit von 2 m/s zugbelastet. Besonders auf eine konstante, gleichmäßige Temperaturverteilung in der Probe wurde geachtet. Sie wurde durch Temperierung von Belastungsvorrichtungen erreicht und mit Hilfe von Temperaturmessungen an zusätzlichen Proben überprüft. Wie bei den dynamischen Glattzugversuchen kam auch hier eine Hochgeschwindigkeitskamera zum Einsatz. Der zeitliche Verlauf der Verlängerung im Kerbbereich und der Verlauf der Kerbeinschnürung wurden anhand der Fotografien ermittelt. Die Messung der Verlängerung erwies sich als verlässlicher als die der Kerbeinschnürung. Deshalb wird im folgenden hauptsächlich die Verlängerung betrachtet. Der exakte Zeitpunkt des Bruchs war durch den Steilabfall des Kraftsignals gegeben. Er liegt prinzipiell zwischen zwei Aufnahmen. Die Verlängerung zum Zeitpunkt des Kraftabfalls wurde durch Extrapolation der Verlängerungen aus den zwei vorangegangenen Fotografien berechnet, da sich die Methode des nachträglichen Zusammenschiebens der Probenhälften als unsicher erwiesen hatte. Die Bruchinschnürung konnte dahingegen durch eine nachträgliche Vermessung der gebrochenen Probenhälften bestimmt werden. Die elastische Rückfederung konnte vernachlässigt werden.

Im Vergleich zu den bei den anderen Temperaturen geprüften Kerbzugproben sind für den Zeitpunkt des Spaltbruchs in Bild 6 die Werte der Nennspannungen gegen die Verlängerungen der Proben aufgetragen. Die Anordnung der Punkte innerhalb einer Serie deutet darauf hin, daß die bei -196°C durchgeführten Versuche im Übergang vom linearen Bereich des Kraftverlaufs zum Kraftplateau, die bei den mittleren Temperaturen durchgeführten Versuche etwa im Kraftplateau und die bei -50°C durchgeführten Versuche im abfallenden Bereich des Kraftverlaufs gebrochen sind. Durch die Normierung der Nennspannungen bezüglich der temperaturabhängigen Streckgrenzen treten weitere Einflußfaktoren auf die Höhe der normierten Nennspannungen hervor: Das Spannungsniveau der bei -50°C geprüften Proben ist deutlich höher als das der anderen Proben. Das kann auf die etwa 400.000 mal höhere Belastungsgeschwindigkeit zurückgeführt werden. Für die niedrigere Lage der Datenpunkte der bei -196°C geprüften Mini-Kerbzugproben muß die von den anderen Proben deutlich abweichende Probengröße und damit auch die Stärke des Einflusses der Kerbe verantwortlich gemacht werden. Da der Hauptbeitrag der Verlängerung von der Plastizierung im Kerbbereich und der damit verbundenen Aufweitung der Kerbe herrührt, führt eine Normierung der Verlängerung bezüglich der Meßlänge auch bei ähnlichen Verlängerungswerten zu unterschiedlichen, $\Delta L/L_0$ -Werten. Das ist in Bild 6 insbesondere bei den dynamisch getesteten Proben zu sehen, deren Verlängerung innerhalb einer Meßlänge ermittelt wurde ($L_0=7.2$ mm), die deutlich kleiner als die der anderen Proben war ($L_0=12.9$ bzw. 35 mm).

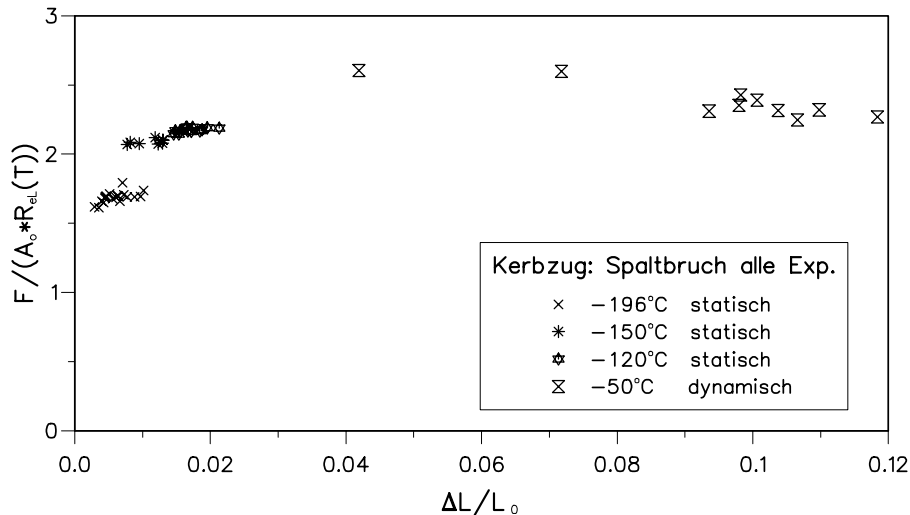


Bild 6: Auf die jeweilige Streckgrenze normierte Nennspannung über der auf die Meßlänge normierten Verlängerung $\Delta L/L_0$ aller Kerbzugproben bei Spaltbruch.

4. 2. 5. C(T)-Versuche

Zur bruchmechanischen Charakterisierung wurden bei einer Temperatur von -60°C 20 C(T)-Proben [ASTME399] mit einer Weite $W=50$ mm, einer Bruttodicke $B=25$ mm, 20% Seitenkerben und einem Anfangsriß-Ligament-Verhältnis $a_0/W \approx 0.57$ geprüft [Brö93b]. Die Rißverlängerungen während des Versuchs wurden mit der Potentialmethode, das duktile Rißwachstum nach dem Versuch unter dem Rasterelektronenmikroskop vermessen. Die Anzahl der Versuche war ausreichend, sowohl eine Mehrproben-Rißwiderstandskurve im Übergangstemperaturbereich aufzustellen als auch statistische Untersuchungen vorzunehmen. Die Versuche bei -60°C erfüllten jedoch weder die Größenbedingung nach ASTM E 399 [ASTME399], noch war zur Erfüllung der ehemaligen Norm ASTM E 813 [ASTME813] genügend Rißwachstum vorhanden, so daß im Sinne dieser Normen weder gültige K_{Ic} - noch J_{Ic} -Werte angegeben werden konnten. Es wurden deshalb die J_u -Werte bei Umschlag in Spaltbruch ermittelt, die auch für weitergehende Weibull-Auswertungen von Interesse waren. Einige der Versuchsergebnisse sind im Zusammenhang mit den FE-Berechnungen in Kap. 6.1. dargestellt. Aufgrund des Auftretens von duktilem Rißwachstum konnten die Versuche auch dazu verwendet werden, Parameter des modifizierten Gurson-Modells zu bestimmen.

Ebenfalls zur Parameterbestimmung dienten die Ergebnisse von sechs Versuchen an 20% seitengekerbten C(T)-Proben mit einem $a_0/W \approx 0.58$, die bei Raumtemperatur durchgeführt wurden [Bla92]. Die Versuche wurden bei unterschiedlichen Beträgen an duktilem Rißwachstum abgebrochen. Spaltbruch trat bei keiner Probe auf.

Desweiteren konnte auf Ergebnisse von K_{Ic} -Versuchen in der Tieflage bei -146°C zurückgegriffen werden [Kei94].

4. 2. 6. Kerbschlagbiegeversuche

Kerbschlagbiegeversuche dienen in der Mehrzahl der Fälle der Güteprüfung eines Werkstoffs. Dazu wird die Einhaltung eines vorgeschriebenen Kerbschlagwertes überprüft und die Übergangstemperatur bestimmt, die Hinweise auf die Sprödbrechneigung gibt. Die Übergangstemperatur wird aus dem Übergang von der Tieflage zur Hochlage der $A_v(T)$ -Kurve^{*)} bestimmt. Die $A_v(T)$ -Kurve ist die graphische Darstellung der Kerbschlagarbeit A_v , der Energie, die bei der Temperatur T im Kerbschlagbiegeversuch nach DIN 50115 absorbiert wird.

Zur Ergänzung der mechanisch-technologischen Charakterisierung wurde mit Hilfe von Kerbschlagbiegeversuchen nach DIN 50115 an ISO-V-Proben eine $A_v(T)$ -Kurve im Temperaturbereich von -90°C bis $+90^\circ\text{C}$ aufgenommen [Böh94] (Bild 7). Daraus ergaben sich Übergangstemperaturen von $T_{41\text{J}}=-53^\circ\text{C}$ bei 41 J, die 33 K höhere $RT_{\text{NDT}}=-20^\circ\text{C}$ und $T_{A_{v\text{max}/2}}=-20^\circ\text{C}$ bei der Hälfte der Hochlagenenergie von etwa 210 J.

Mit Hilfe der Instrumentierung mit Dehnungsmeßstreifen wurde die Hammerlast während des Versuchs aufgezeichnet. Dadurch ließ sich der zeitliche Verlauf der Durchbiegung der Probe berechnen.

Zum Vergleich mit den dynamischen Kerbzugversuchen bei -50°C wurde eine Serie von zwölf instrumentierten Kerbschlagbiegeversuchen bei der gleichen Temperatur durchgeführt. Im oberen Übergangsbereich wurden bei -10°C zwölf weitere Proben geprüft [Böh94, Böh96]. Sie ergänzen die $A_v(T)$ -Kurve und veranschaulichen die Streuung im Übergangsbereich (Bild 7). Der zeitliche Verlauf der gemessenen Kraftsignale ist in Bild 8 dargestellt. In der Belastungsphase bis zum Spaltbruchbeginn sind die Signalverläufe optisch kaum voneinander zu unterscheiden. Die beobachtete Streuung des Spaltbruchbeginns ist somit nicht auf die Versuchsführung zurückzuführen, sondern charakterisiert das Werkstoffverhalten.

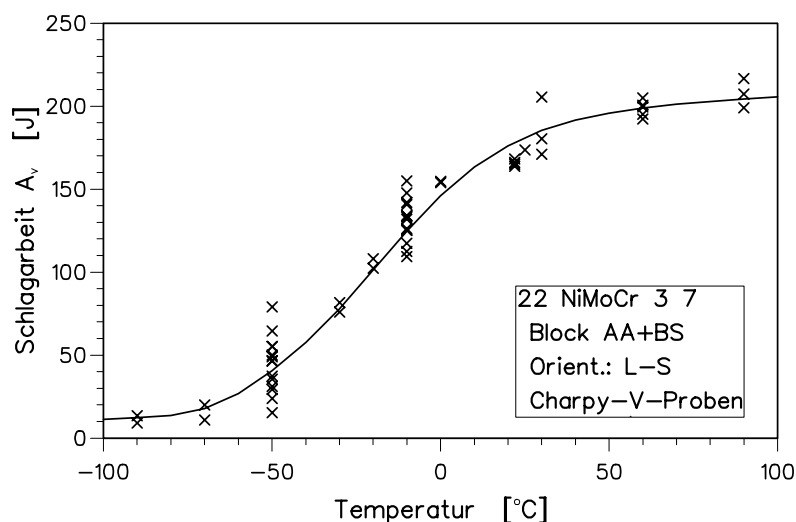


Bild 7: $A_v(T)$ -Kurve des untersuchten Stahls (Orientierung L-S), ergänzt durch die Ergebnisse der zusätzlich durchgeführten Versuche bei -50°C und bei -10°C .

^{*)} Für die Kerbschlagarbeit KV (DIN EN 10045) wird hier die Bezeichnung A_v verwendet.

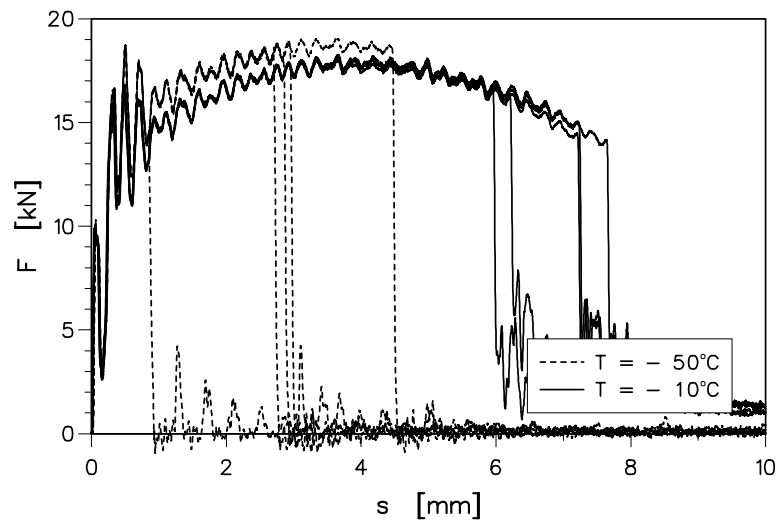


Bild 8: Kraftsignale von jeweils fünf Kerbschlagbiegeversuchen (Probennummern BS201 bis 210) bei -50°C und bei -10°C .

4. 3. Zusammenfassung

Aus den verschiedenen Versuchsserien an einem ferritischen Druckbehälterstahl steht eine Vielzahl von experimentellen Ergebnissen zu Verfügung, die einen weiten Temperaturbereich (-196°C bis $+25^{\circ}\text{C}$), unterschiedliche Belastungskonfigurationen (Zug- und Biegebeanspruchung, Proben mit Riß, Proben mit und ohne Kerbe), quasistatische Belastung und Schlagbeanspruchung abdecken. Die für die numerischen Untersuchungen benötigten Spannungsdehnungskurven und ihre Änderung durch unterschiedliche Temperaturen und hohe Dehnraten sind bestimmt. Das Versagen erfolgte durch reinen Spaltbruch, durch Spaltbruch nach vorausgegangenem, duktilem Rißwachstum oder durch instabiles, duktiles Rißwachstum. Die Ergebnisse können somit dazu herangezogen werden, Versagensmodelle für den Übergangsbereich aufzustellen und zu überprüfen.

5. Fraktografische Untersuchungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der fraktografischen Untersuchungen vorgestellt, die zur Bestimmung des Betrages des duktilen Reißwachstums und zur Ermittlung des Spaltbruch-Initiierungsortes durchgeführt wurden.

5. 1. Duktiles Reißwachstum

Die Bruchflächen der im Übergangstemperaturbereich geprüften Proben zeigen sowohl Bereiche, die durch einen zähen Bruch, als auch Bereiche, die durch einen Spaltbruch erzeugt wurden. Für eine korrekte numerische Beschreibung des Versagensablaufs und zur Berechnung von Spaltbruch-Versagenswahrscheinlichkeiten muß der Prozess der duktilen Reißerweiterung mit modelliert werden. Dazu ist es notwendig, das Ausmaß des duktilen Reißwachstums zu kennen. Die Bruchflächen wurden direkt im Anschluß an die Versuchsdurchführung dahingehend untersucht. Darüber hinaus wurden die mikroskopischen Untersuchungen durchgeführt, um nachträglich auf den Versagensablauf bei den einzelnen Proben zu schließen und den im Übergangsbereich typischen Wechsel des Versagensmechanismus zu überprüfen.

Die Vermessung der duktilen Reißverlängerung wurde durchgeführt, um

- die Voraussetzung zu schaffen, den Einfluß des duktilen Reißwachstums auf die Vorhersage von Spaltbruchwahrscheinlichkeiten zu ermitteln,
- die Parameter des modifizierten Gurson-Modells bestimmen zu können und
- die Vorhersagefähigkeit der numerischen Versagensmodelle zu testen.

Die Bestimmung der Reißverlängerungen erfolgte mit Hilfe eines binocularen Lichtmikroskopes und eines Rasterelektronenmikroskopes. Im folgenden sollen die Ergebnisse der fraktografischen Untersuchungen zur Ermittlung des Betrages des duktilen Reißwachstums für alle Versuchsserien vorgestellt werden.

Statisch geprüfte glatte Rundzugproben

Anhand der Meßwerte, die während des Versuchs aufgezeichnet wurden, konnte keine Aussage darüber getroffen werden, welcher Bruchmechanismus aufgetreten war. Dagegen konnten nach Versuchsende im Licht- und im Rasterelektronenmikroskop deutliche Unterschiede bei den vier Temperaturen festgestellt werden: Das Erscheinungsbild der Bruchflächen, sortiert nach der Versuchstemperatur, ist in Tab. 5 wiedergegeben:

+25°C	Teller-Tassen-Brüche, vollständig duktil
-30°C	leicht fräserförmige ^{*)} Brüche, vollständig duktil
-60°C	überwiegend fräserförmige, duktile Brüche, nur eine Probe mit kleinem Spaltbruch-Gebiet
-196°C	Spaltbrüche

Tab. 5: Erscheinungsbild der Bruchflächen der statisch geprüften Zugproben.

Dynamisch geprüfte glatte Rundzugproben

Die bei Raumtemperatur und bei -60°C dynamisch geprüften Rundzugproben versagten durch Zähbruch; lediglich bei einer Probe wurde auf den Bruchflächen ein kleiner Spaltbruchbereich gefunden. An einer bei Raumtemperatur gebrochenen Probe wurde eine genauere Untersuchung im Rasterelektronenmikroskop im Zusammenhang mit der Ermittlung von bruchbestimmenden, mikrostrukturellen Größen vorgenommen. Die Ergebnisse sind in [Hön94] dargestellt. Sie werden hier nicht benötigt.

Statisch geprüfte gekerbte Rundzugproben

Lichtmikroskopische Bruchflächenuntersuchungen ergaben bei allen bei -150°C und bei -120°C geprüften Proben vom Kerbgrund in Richtung Probenmitte verlaufende, ringförmige duktile Säume. Der Beginn des duktilen Rißwachstums in der Nähe der Kerbe wurde auch bei anderen Untersuchungen an Kerbzugproben beobachtet und konnte auf den vergleichsweisen kleinen Kerbradius zurückgeführt werden [Kor95]. Die radiale Ausdehnung der duktilen Säume betrug zwischen 0 und 0.12 mm. Nur eine Probe zeigte an einer Stelle duktilen Rißfortschritt von etwa 0.3 mm, bevor es zum Spaltbruchumschlag kam. Zur genaueren Vermessung des Versagensablaufs wurden exemplarisch zwei Proben im Rasterelektronenmikroskop untersucht. Bild 9 zeigt einen Ausschnitt aus einer Bruchfläche. Deutlich sind der duktile Saum und der sich anschließende Spaltbruchbereich erkennbar.

Die bei -196°C geprüften Mini-Kerbzugproben zeigten keine duktilen Bereiche auf der Bruchfläche.

*) Bezeichnung nach [VDI3822]. Fräserförmiger zäher Zug-Gewaltbruch, äußere Zone, makroskopisch: "Die Bruchfläche liegt quer zur Axialrichtung und weist fräserförmig ausgebildete Schubflächen auf. Hinweise auf den Bruchanfang und das Bruchende sind nicht erkennbar."

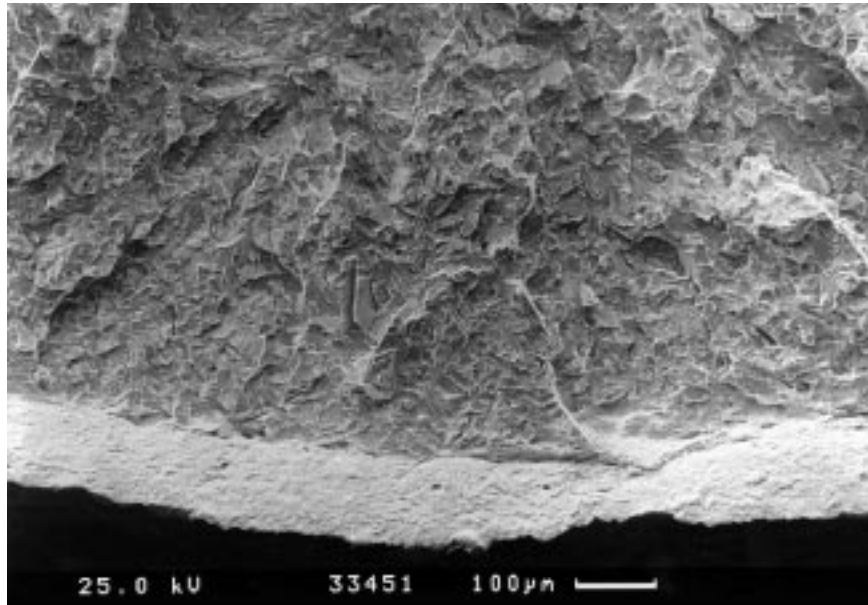


Bild 9: Ausschnitt aus einer Bruchfläche einer bei -120°C quasistatisch geprüften Kerbzugprobe. Unten ist hell ein Teil des umlaufenden, duktilen Saumes, darüber, dunkler, die Spaltbruchfläche zu erkennen.

Dynamisch geprüfte gekerbte Rundzugproben

Die Bruchflächen der bei -50°C dynamisch geprüften gekerbten Rundzugproben zeigen ringförmige, duktile Säume mit innenliegenden Spaltbruchzonen. Die Breite des duktilen Ringes unterliegt leichten Schwankungen entlang des Umfangs. In Bild 10 sind die Breiten der duktilen Zonen dargestellt.

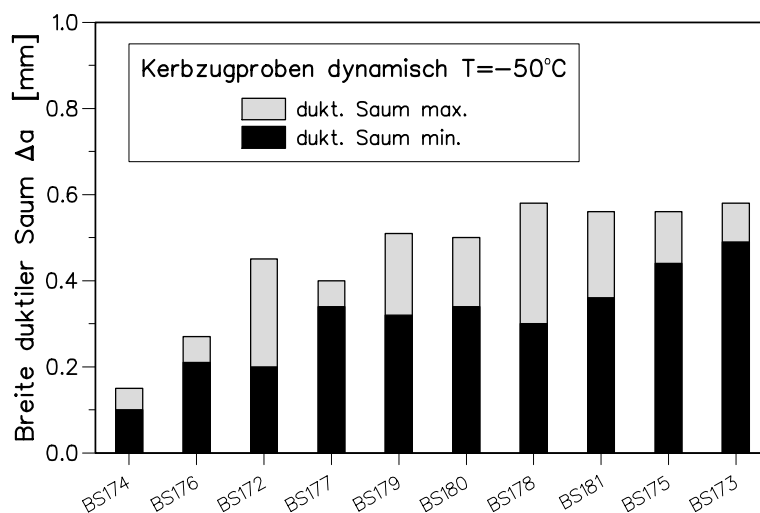


Bild 10: Kleinste und größte Breite des duktilen Saumes der dynamisch geprüften Kerbzugproben.

C(T)-Proben

Die duktilen Reißverlängerungen, die während des quasistatischen Belastungsvorgangs an den bei -60°C geprüften C(T)-Proben auftraten, wurden mit Hilfe der Potentialmethode ermittelt.

Der duktile Anteil der Bruchfläche nach dem Versuch wurde unter dem Rasterelektronenmikroskop vermessen. Das maximal vor dem Umschlag in Spaltbruch aufgetretene duktile Rißwachstum einschließlich der Rißspitzenverrundung betrug 0.36 mm. Bild 11 (links) zeigt für alle 20 Proben das endgültige J_u über dem Betrag des duktilen Rißwachstums, das durch das Auftreten des Spaltbruchs unterbrochen wurde. Insofern formieren sich die Punkte zu einer Rißwiderstandskurve.

Die bei Raumtemperatur durchgeführten C(T)-Versuche wurden bei unterschiedlichen Beträgen an Rißwachstum abgebrochen. Ihr Versagensverlauf war stabil und rein duktil; ein Umschlag in Spaltbruch trat nicht ein. Die Endpunkte von J und Δa sind in Bild 11 rechts dargestellt. Da die J_R -Kurven der sechs Proben etwa den gleichen Verlauf zeigen, sind auch die dargestellten Endpunkte einzelne Punkte einer J_R -Kurve.

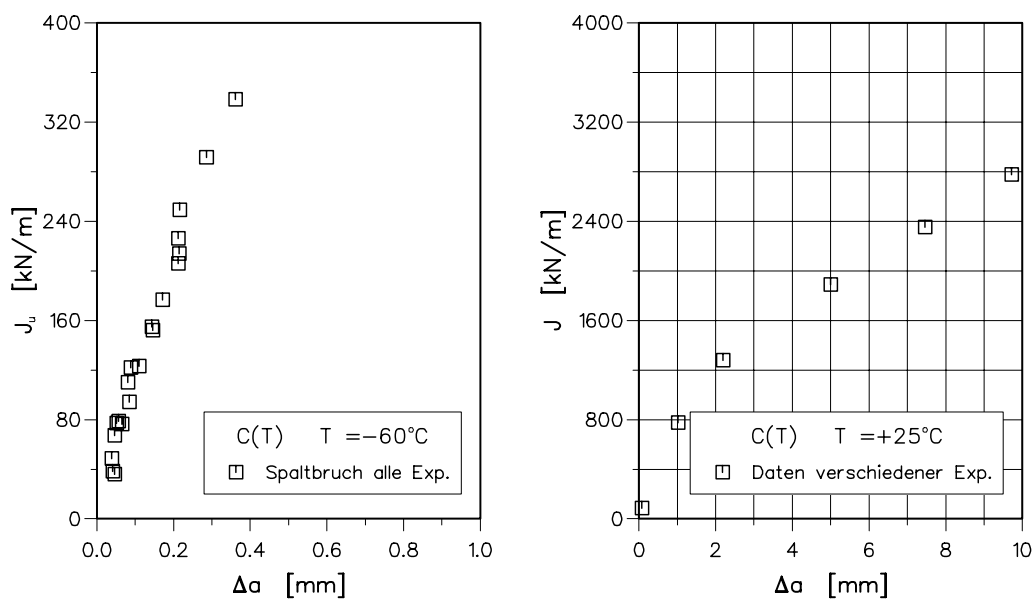


Bild 11: J -Werte bei Spaltbruch über duktile, über die Probendicke gemittelte Rißverlängerungen der C(T)-Versuche bei -60°C (links) und J - Δa -Daten aus abgebrochenen C(T)-Versuchen bei $+25^\circ\text{C}$ (rechts). Der Ausschnitt des linken Diagramms entspricht einem der 10 mal 10 Felder im rechten Diagramm.

Kerbschlagbiegeproben

Aufgrund der Biegebelastung und der speziellen Geometrie der Kerbschlagbiegeproben ohne Seitenkerben treten im Vergleich zu den bisher vorgestellten Versuchen zwei zusätzliche Vorgänge auf:

- Entlang der seitlichen Ränder der Bruchfläche finden sich Scherlippen.
- Viele Bruchflächen von Kerbschlagbiegeproben weisen eine Spaltbruchfläche auf, die von einer duktilen Zone vollständig umgeben ist. Das kann durch die im Vergleich zur Biegegeschwindigkeit hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit des Spaltbruchs erklärt werden. Der Bruch kann in eine Zone gelangen, in der die Spannungen für eine weitere Ausbreitung nicht ausreichen oder sogar Druckspannungen vorherrschen. Erst nach einer weiter fortgeschrittenen Durchbiegung kommt es zur meist zähen, weiteren Bruchausbreitung.

Je nach Prüftemperatur ist der Anteil dieses von der duktilen Zone umgebenen, sogenannten kristallinen Flecks an der gesamten Bruchfläche unterschiedlich groß. Bei den Proben, die bei -50°C und bei -10°C geprüft wurden, wurde sowohl der Spaltbruchanteil der Bruchfläche als auch die duktile Rierweiterung vom Kerbgrund aus vermessen. Die Rißverlängerung wurde in der Weise bestimmt, daß die Probe im Meßmikroskop auf eine quadratische Seitenfläche gestellt und die mittlere Entfernung von der Kante der Kerbflanke bis zum Ende der duktilen Zone mit der Neun-Punkte-Methode bestimmt wird. Davon wurde die zuvor vermessene Anfangskerbtiefe abgezogen. Um die Beträge des Rißwachstums deutlich zu machen, sind für alle geprüften Kerbschlagbiegeproben in Bild 12 die duktilen Rißverlängerungen bei Spaltbrucheintritt über der dazu benötigten Durchbiegung aufgetragen.

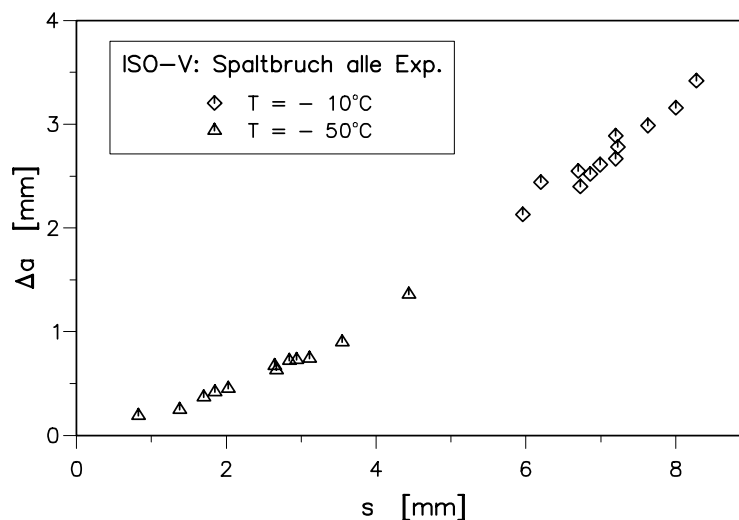


Bild 12: Duktiles Rißwachstum über Durchbiegung aller Kerbschlagbiegeproben zum Zeitpunkt des Spaltbrucheintritts.

5. 2. Lage der Spaltbruchsprnge

Zur Überprüfung des Spaltbruchmodells nach Beremin soll nachfolgend untersucht werden, unter welchen Beanspruchungsbedingungen Spaltbruch initiiert. So kann beurteilt werden, wie wirklichkeitsnah die Annahmen sind, auf die das Modell aufbaut. Dazu wurde die Lage der Spaltbruchsprnge bestimmt. Die lokalen Beanspruchungen an diesen Stellen wurden anschließend berechnet. Die Ergebnisse sind in Kap. 6.1.4. dargestellt. Da die Bruchflächenuntersuchungen teilweise aufwendig sind, wurden sie nicht an allen Proben durchgeführt, sondern an Proben, die in ihrem Verformungs- und Versagensverhalten für eine Versuchsserie repräsentativ erschienen. Die Bruchflächenuntersuchungen wurden an einem Rasterelektronenmikroskop und an einem binokularen Lichtmikroskop durchgeführt. Im folgenden sollen die Ergebnisse vorgestellt werden.

Statisch geprüfte glatte Rundzugproben

An den quasistatisch geprüften Zugproben wurden die Orte der Spaltbruchinitiierung nicht bestimmt.

Dynamisch geprüfte glatte Rundzugproben

Nur bei einer bei -60°C geprüften Probe war auf den Bruchflächen ein Anteil von Spaltbruch zu finden. Sie war für diese Versuchsserie nicht repräsentativ, weshalb der Ort der Spaltbruchinitiierung nicht ermittelt wurde.

Statisch geprüfte gekerbte Rundzugproben

Jeweils eine vergleichsweise früh und eine spät gebrochene Probe der Versuchsserien bei -196°C und bei -120°C wurden unter dem Rasterelektronenmikroskop auf den Entstehungsort des Spaltbruchs hin untersucht. Bild 13 stellt die Breite des umlaufenden, duktilen Ringes, dessen Breite im Winkelbereich der Spaltbruchinitiierung und den Abstand der Initiierungsstelle von der duktilen Zone zusammen.

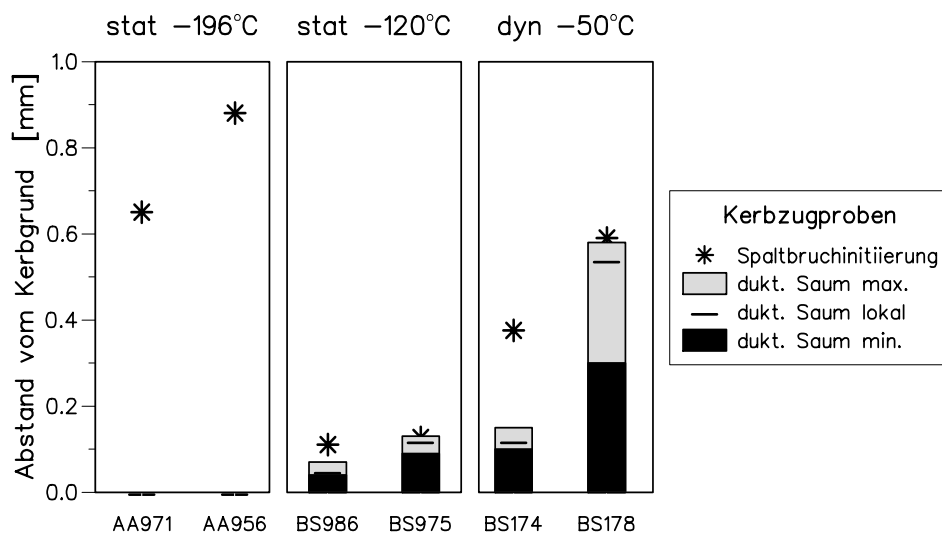


Bild 13: Breite des duktilen Saumes der einzelnen, untersuchten Kerbzugproben, Abstand des Ortes der Spaltbruchinitiierung vom Kerbgrund und Breite des duktilen Saumes an dieser Stelle ("lokal").

Bild 14 zeigt ein Beispiel einer Bruchfläche einer bei -196°C geprüften Kerbzugprobe. In der rechten Bildhälfte ist knapp unterhalb der Mitte eine Stelle zu erkennen, die Mittelpunkt einer strahlenförmigen Oberflächengestalt ist.

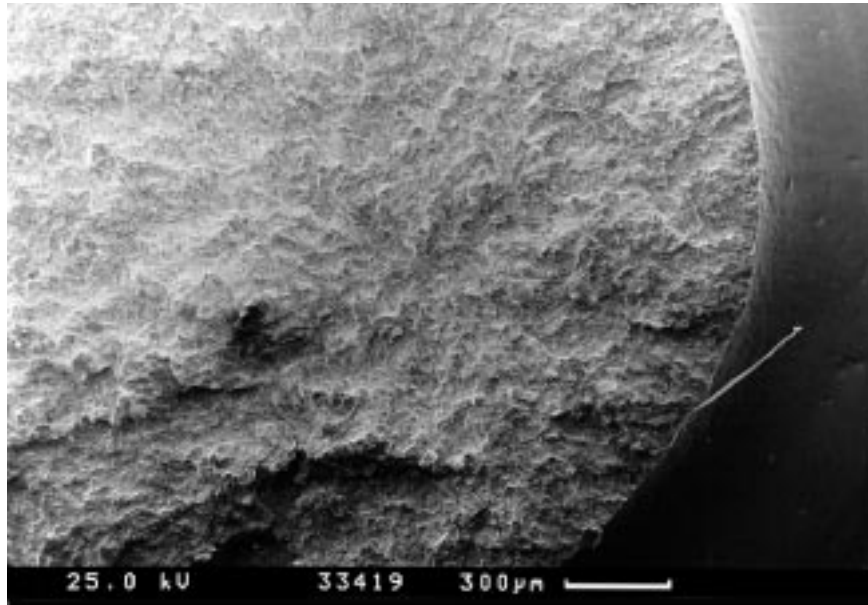


Bild 14: Bruchfläche einer bei -196°C geprüften Kerbzugprobe, auf der in der Bildmitte der wahrscheinliche Ort der Spaltbruchinitiierung gefunden wurde.

Dynamisch geprüfte gekerbte Rundzugproben

Aus der Versuchsserie der dynamisch geprüften Kerbzugproben wurde eine Probe, die im Vergleich zu den anderen früh, und eine Probe, die im Vergleich zu den anderen spät gebrochen war, auf die Stelle der Spaltbruchinitiierung hin im Rasterelektronenmikroskop untersucht. In Bild 13 sind die Lagen der Spaltbruchursprünge zusammen mit denen der anderen untersuchten Kerbzugproben zusammengestellt.

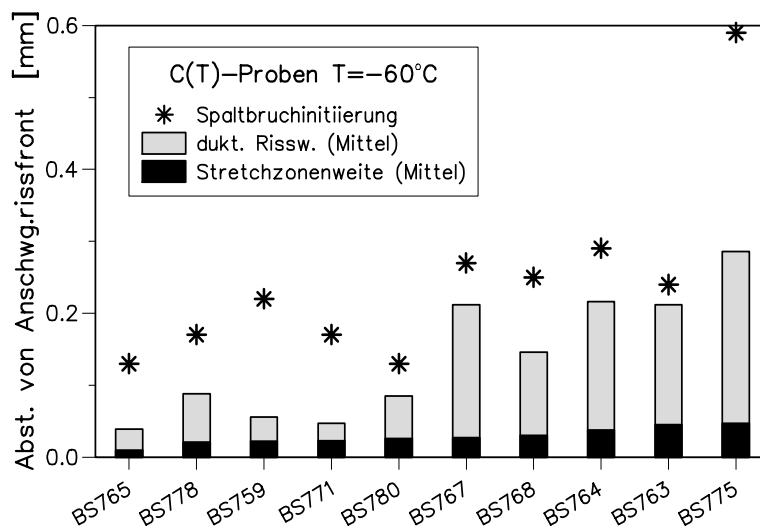


Bild 15: Betrag der über die Probenbreite gemittelten Stretchzonenweite und des duktilen Rißwachstums und Abstand der Spaltbruchinitiierung von der Anschlagrissfront.

C(T)-Proben

Von zehn C(T)-Proben, die bei -60°C geprüft wurden, wurde der Spaltbruchursprung bestimmt. Bild 15 zeigt die Ergebnisse dieser Untersuchung.

Kerbschlagbiegeproben

Auf Bruchflächen von Kerbschlagbiegeproben läßt sich der Ort des Spaltbruchursprungs vergleichsweise einfach mit einem Lichtmikroskop bestimmen. Dennoch konnten mit dieser Methode die Initiierungsstellen nicht aller Bruchflächen eindeutig ermittelt werden. Bild 16 stellt die Ergebnisse dieser Untersuchungen zusammen.

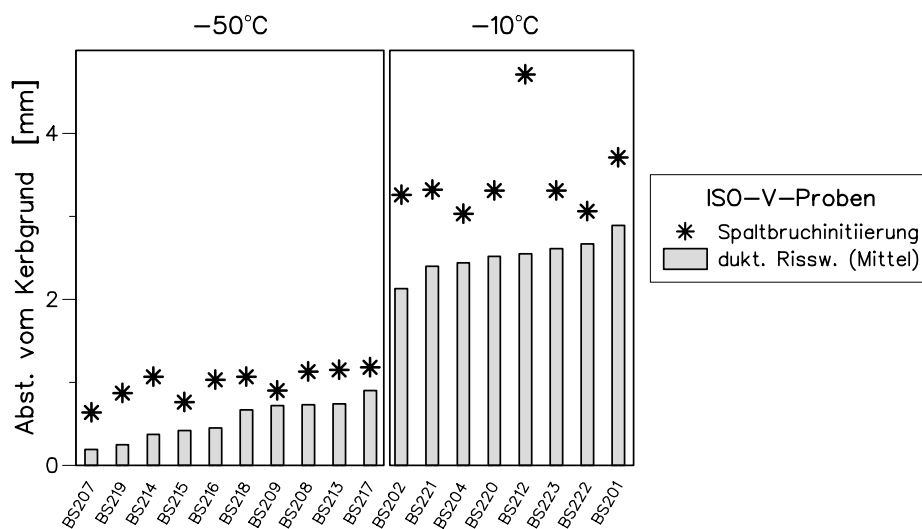


Bild 16: Betrag des duktilen Rißwachstums und Abstand der Spaltbruchinitiierung von der Kerbe.

5. 3. Zusammenfassung

Mit mikroskopischen Bruchflächenuntersuchungen wurden die Versagensvorgänge im Übergangsbereich untersucht und an fast allen Proben der Betrag des duktilen Rißwachstums und der Ort der Spaltbruchinitiierung bestimmt. Dabei wurde das typische gemeinsame Auftreten beiderlei Versagensarten bestätigt. Bei der Messung der Abstände zwischen der duktilen Rißfront und der Stelle der Spaltbruchinitiierung wurde davon ausgegangen, daß die beiden Versagensarten zeitlich nacheinander aufgetreten waren, zumal auch eine örtliche Durchmischung auf den Bruchflächen nicht beobachtet wurde.

Innerhalb einer Versuchsserie ist kein Zusammenhang zwischen dem Betrag des duktilen Rißwachstums und dem Abstand zum Ort der Spaltbruchinitiierung auszumachen. Vergleicht man jedoch die Serien untereinander, so fällt auf, daß mit zunehmender Temperatur nicht nur das Rißwachstum im Mittel zunimmt, sondern auch die Abstände der Rißspitzen zur Spaltbruch-Initiierungsstelle zunehmen. Eine Ausnahme stellen die bei -196°C geprüften

Kerbzugproben dar: Ihre Spaltbruchursprünge liegen vergleichsweise weit von der Kerbe entfernt. Eine mögliche Erklärung kann dadurch gegeben werden, daß durch das Ausbleiben des duktilen Rißwachstums kein spannungserhöhender Einfluß einer Rißspitze vorhanden ist und die Spannungsverteilung in der Kerbebene gleichmäßiger als in Proben mit duktilem Rißwachstum verläuft.

Mit den Ergebnissen dieser fraktografischen Untersuchungen stehen die Beträge des duktilen Rißwachstums für Vergleiche mit den FE-Ergebnissen zur Verfügung. Die Orte der Spaltbruchinitiierung werden für die Berechnung der lokal für eine Spaltbruchinitiierung relevanten Beanspruchung und für die Ableitung von Versagenskriterien herangezogen.

6. Numerische Untersuchungen

6. 1. Anwendung des modifizierten Gurson-Modells für duktile Schädigung

In diesem Kapitel werden die Spannungsberechnungen für alle getesteten Proben vorgestellt. Sämtliche Berechnungen wurden mit dem FE-Programmsystem ADINA [ADI92] durchgeführt. Eine ausführliche Darstellung der numerischen Methoden und speziell der verwendeten isoparametrischen Elementformulierungen findet sich bei Bathe [Bat86]. Die plastische Materialroutine des modifizierten Gurson-Modells wurde von Sun programmiert [Sun89] und von Hönig zur Beschreibung des Dehnrateneinflusses zu dem viskoplastischen Modell erweitert, das in Kap. 3.1.2. vorgestellt wurde [Hön94, Sun95].

Die numerischen Simulationen der Versuche, bei denen duktiler Rißwachstum auftrat, wurden mit dem modifizierten Gurson-Modell durchgeführt. Somit konnten die Spannungsverteilungen unter Berücksichtigung der duktilen Schädigung und den damit verbundenen Wechselwirkungen mit den lokalen Beanspruchungen berechnet werden. Die an Proben unterschiedlicher Geometrie mit unterschiedlichen Belastungsgeschwindigkeiten und bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführten Versuche boten die Möglichkeit, zu untersuchen, inwieweit die modellbestimmenden Parameter nicht nur zwischen unterschiedlichen Geometrien, sondern auch zwischen unterschiedlichen Temperaturen und Belastungsgeschwindigkeiten übertragbar sind.

6. 1. 1. Parameterbestimmung

Für die Anwendung des modifizierten Gurson-Modells müssen bestimmt werden:

- Parameter zur Beschreibung der Werkstoffverfestigung. Das sind die (punktweise dargestellte) Spannungsdehnungskurve bei einer Referenztemperatur T_0 und Referenzdehnrates $\dot{\epsilon}_0$ und die Parameter β und κ , die den Einfluß der Erwärmung und der Dehnrates auf die Fließspannung beschreiben (Gln. (22) und (23)).
- Parameter des modifizierten Gurson-Modells. Sie werden für die Beschreibung der Entwicklung der duktilen Schädigung benötigt. Im Einzelnen sind das der Volumenanteil f_n hohlraumbildender Teilchen, die Keimbildungsparameter ϵ_n und s_n aus Gl. (9), die Parameter f_0 , f_c und f_i zur Modellierung des Hohlraumwachstums einschließlich des Zusammenwachsens (Gl. (18)) und der Parameter q_1 der Fließfunktion (Gl. (17)), der das Fließverhalten beeinflusst.
- Die charakteristische Länge l_c des modifizierten Gurson-Modells.

Im folgenden soll kurz umrissen werden, wie die Parameter bestimmt wurden, bevor im

nächsten Kapitel alle Nachrechnungen der Experimente vorgestellt werden, für die der ermittelte Parametersatz verwendet wurde.

Werkstoffverfestigung

Die wahren Spannungsdehnungskurven wurden für -196°C, -60°C, -30°C und Raumtemperatur mit quasistatisch durchgeführten, einachsigen Zugversuchen bestimmt. Spannungsdehnungskurven zu Temperaturen, bei denen keine Zugversuche durchgeführt worden waren, wurden durch Interpolation zwischen zwei bekannten Kurven berechnet. Ausgehend von einem mit Zugversuchen ermittelten Elastizitätsmodul E von etwa 210 GPa bei Raumtemperatur wurde entsprechend der für niedriglegierte Stähle typischen Temperaturabhängigkeit [Rich83] die in Tab. 6 ersichtlichen Werte verwendet. Die Querkontraktionszahl ν wurde 0.3 gesetzt.

T [°C]	-196	-150	-120	-60	-50	-30	-10	+25
E [GPa]	222	220	218.5	215	214.4	213	212	210

Tab. 6: Die für die FE-Simulationen verwendeten Elastizitätsmodule.

Die Reduzierung des im fortgeschrittenen Zugversuchsverlauf mehrachsigen Spannungszustands auf einen einachsigen Spannungszustand wurde mit der Bridgman-Korrektur [Bri52] vorgenommen. Da selbst diese durchgeführte Bridgman-Korrektur der wahren Spannungsdehnungskurven nur eine Näherung darstellt, wurde bei allen vier Temperaturen jeweils ein Versuch mit elastisch-plastischem Materialgesetz nach von-Mises nachgerechnet. Durch den Vergleich von numerisch ermittelten mit experimentell ermittelten Kraft-Einschnürungsverläufen wurden die wahren Spannungsdehnungskurven im oberen Dehnungsbereich ermittelt.

Aus den experimentell ermittelten Kraftverläufen von statischen und dynamischen Zugversuchen wurde der Dehnratenexponent κ zu 0.0125 bestimmt (Kap. 4.2.2.). Dieser Wert bezieht sich auf die quasistatische Referenzdehnrates $\dot{\epsilon}_0=0.00016 \text{ s}^{-1}$. Die Verhältnisse der Fließspannungen bei Zugversuchen unterschiedlicher Temperaturen ergaben Temperatur-Einflussfaktoren von etwa $\beta \approx 0.001 \text{ K}^{-1}$ (Gl. (23)). Der genaue Wert ist vom Temperaturbereich abhängig, denn die Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Temperatur und Fließspannung stellt eine Vereinfachung dar. Im Verlauf vorangegangener Untersuchungen wurde β mit Hilfe von Zugversuch-Nachrechnungen auf $\beta=0.0008 \text{ K}^{-1}$ festgelegt [Sun92, Sun95].

Die für das elastisch-plastische Materialmodell benötigten Werkstoffparameter und die Spannungsdehnungskurven wurden mit Versuchen am realen Werkstoff bestimmt, anschließend jedoch zur Simulation des Matrixmaterials eingesetzt. Beim vorliegenden Werkstoff sind weder übermäßig große Einschlüsse noch Hohlräume im unbelasteten Zustand vorhanden. Somit können die Parameter des realen Werkstoffs verwendet werden und müssen nicht auf die des Matrixwerkstoffs "reduziert" werden. In Tab. 7 sind die für die temperatur- und dehnratenabhängige Beschreibung der Werkstoffverfestigung verwendeten Parameter zusammengestellt.

Parameter	Wert	Gleichung	Quelle
ε_o	0.00016 s ⁻¹	(22)	statische Zugversuche
κ	0.0125	(22)	Vergleich von statischen mit dynamischen Zugversuchen (Tab. 4 in Kap. 4.2.2.)
β	0.0008 K ⁻¹	(23)	Vergleich zwischen Zugversuchen bei verschiedenen Temperaturen [Sun92, Sun95]
χ	0.9	(24)	Literatur
ρ	7800 kg/m ³	(24)	Literatur
c_p	465 Jkg ⁻¹ K ⁻¹	(24)	Literatur

Tab 7: Wert und Herkunft der Parameter, die zur Beschreibung der temperatur- und dehnratenabhängigen Werkstoffverfestigung zusätzlich zur Spannungsdehnungskurve benötigt werden.

Gursonparameter

Für die Modellierung der duktilen Schädigung werden die Parameter der modifizierten Gurson-Modells für den untersuchten Werkstoff benötigt. Zur Vorgehensweise bei ihrer Bestimmung liegen zwar einige Erfahrungen vor; auf allgemein anerkannte Empfehlungen kann jedoch noch nicht zurückgegriffen werden. Im folgenden soll weniger die hier für die Ermittlung der Parameter konkret eingeschlagene Reihenfolge sondern vielmehr die Darstellung der daraus gewonnenen Erkenntnisse im Vordergrund stehen [Bern95a, Brock95b].

Obwohl die meisten Parameter mikrostrukturelle Größen beschreiben, die durch Untersuchungen der Mikrostruktur des Werkstoffs bestimmbar sein sollten, sind auf diese Weise lediglich einige Parameter zugänglich. Die restlichen werden in ihrer Größenordnung abgeschätzt und durch eine Vorgehensweise ermittelt, bei der Experimente und Simulationen kombiniert eingesetzt werden: Mit der Nachrechnung geeigneter Versuche mit dem modifizierten Gurson-Modell werden die Parameter durch Anpassung der numerischen an die experimentellen Ergebnisse bestimmt. Da zum Vergleich lediglich die Verläufe globaler, makroskopischer Größen wie Verformungen und Kräfte zur Verfügung stehen und mehrere Parameter zugleich auf diese Verläufe Einfluß nehmen ist zum einen eine voneinander unabhängige Anpassung einzelner Parameter schwierig und eine iterative Vorgehensweise erforderlich, zum anderen können mehrere Parametersätze existieren, die die Versuche gleich gut beschreiben. So können viele Parameter von vergleichbaren Werkstoffen übernommen und beibehalten werden, wonach nur noch wenige Parameter angepaßt werden müssen.

Untersuchungen mit Methoden der statistischen Versuchsplanung ergaben, daß bei der Simulation von Zugversuchen im wesentlichen die Parameter f_n , f_o , f_c , f_r und q_r auf die Einschnürung bei Bruch Einfluß nehmen [Hön94]. Der Verlauf von Reißwiderstandskurven bei Bruchmechanikversuchen wird zusätzlich von ε_n (Gl. (9)) und von der charakteristischen Länge l_c (Kap. 3.2.2.) bestimmt. ε_n beeinflusst hauptsächlich die erforderliche Beanspruchung für die Reißinitiierung und l_c beeinflusst die Steigung der Reißwiderstandskurve. Beide Parameter wirken sich nur unbedeutend auf die Lage des Kraft-Abknickpunktes bei der Simulation von Zugversuchen aus. Daraus ergibt sich als eine mögliche Vorgehensweise, von den

erstgenannten Parametern die noch Unbestimmten mit Zugversuchen und deren Nachrechnung zu ermitteln und im Anschluß ε_n und l_c mit der Nachrechnung von C(T)-Versuchen anzupassen.

Der Parameter q_1 in der Fließfunktion wurde bei den vorliegenden Untersuchungen auf dem von Tvergaard vorgeschlagenen Wert $q_1=1.5$ belassen, mit dem bislang gute Ergebnisse erzielt wurden. Der Hohlraumvolumenanteil im Anfangszustand f_0 wurde 0 gesetzt. Somit werden erst im Lauf der Verformung Hohlräume entstehen. Der Volumenanteil hohlraumbildender Teilchen f_n wurde auf 0.4% gesetzt und entspricht in der Größenordnung dem metallografisch bestimmten Volumenanteil der Einschlüsse und Karbide [Hön94].

Der Beginn des makroskopisch sichtbaren, duktilen Bruchs bei Zugversuchen wird von einem plötzlichen Abfall der Kraft begleitet. Bei der Simulation mit dem Gurson-Modell wird der Zeitpunkt dieses Lastabfalls durch den kritischen Hohlraumvolumenanteil f_c bestimmt. Somit kann f_c durch die Anpassung des berechneten an den experimentell ermittelten Punkt des Lastabfalls bestimmt werden. Bei den durchgeführten Simulationen wurde f_c so lange variiert, bis der Abknickpunkt der berechneten Kraft-Einschnürungskurve am Punkt des gemessenen Kraftabfalls lag.

Es konnte gezeigt werden, daß f_c von der Mehrachsigkeit des Spannungszustands weitgehend unabhängig ist [Kop88, Brock95c]. Somit kann f_c als Werkstoffparameter angesehen werden. Damit ist die Voraussetzung gegeben, f_c an Zugversuchen zu ermitteln und bei der Simulation anderer, auch angerissener Proben und Strukturen anzuwenden.

Mit Zellmodellrechnungen (Kap. 2.) konnte desweiteren gezeigt werden, daß die Belastungsgeschwindigkeit lediglich einen unbedeutenden Einfluß auf f_c ausübt [Brock94b, Brock95d].

Eine Temperaturabhängigkeit der Gursonparameter mußte ebenfalls in Erwägung gezogen werden. Um die Frage zu beantworten, ob f_c als temperaturabhängig zu betrachten ist, wurden Zellmodellrechnungen auf die in Kap. 2. beschriebene Weise durchgeführt. Aus der Größe des Hohlraums, bei der Instabilität einsetzt, konnte auf den kritischen Hohlraumvolumenanteil f_c des modifizierten Gurson-Modells geschlossen werden. Die Ergebnisse der Zellmodellrechnungen bestätigten jedoch die aus den Versuchsnachrechnungen (Kap. 6.1.2.) abgeleitete Vermutung nicht, daß bei höheren Temperaturen geringfügig höhere Werte für f_c zu verwenden sind. Deshalb wurde weiterhin von einer Unabhängigkeit von f_c von der Temperatur ausgegangen. Der Wert wurde zu $f_c=5.5\%$ ermittelt.

Die Größe f_r , die zur Modellierung des beschleunigten Hohlraumwachstums mit Gl. (18) benötigt wird, hatte bei den Zugversuch-Nachrechnungen auf die Position des Abknickpunktes der Kraft keinen Einfluß. Sie wurde mit $f_r=20\%$ wie bei zurückliegenden Simulationen derart gewählt, daß einerseits nach dem Abknickpunkt die Kraft schnell genug abfällt und andererseits der Berechnungsalgorithmus gut konvergierte.

Der Volumenanteil hohlraumbildender Teilchen f_n und die Standardabweichung s_n der für die Hohlraumbildung benötigten Dehnung wurden aus früheren Untersuchungen [Hön94] übernommen und entsprechen den Werten, die bereits von Chu, Needleman und Tvergaard [Chu80, Nee87] verwendet wurden. Die im Anschluß an die Zugversuch-Simulationen durchgeführte Nachrechnung der C(T)-Versuche bestätigte diese Wahl und führte auf ein $\varepsilon_n=0.3$, das ebenfalls bereits von den genannten Autoren verwendet wurde. Bei der Nachrechnung der C(T)-Versuche wurden im Zusammenhang mit $\varepsilon_n=0.3$ mit einer Ligament-Elementkantenlänge von 0.1 mm in Rißausbreitungsrichtung die besten Übereinstimmungen

der berechneten mit den gemessenen Rißwiderstandskurven erzielt.

Tab. 8 gibt eine Übersicht über die bei allen FE-Simulationen verwendeten Gurson-Parameter.

Parameter	Wert	Gleichung	Quelle
f_n	0.4%	(9)	vorangegangene Untersuchungen, Mikrostruktur [Hön94]
f_0	0		vorangegangene Untersuchungen, Mikrostruktur [Hön94]
ε_n	0.3	(9)	Nachrechnung C(T)-Versuche
s_n	0.1	(9)	vorangegangene Untersuchungen [Hön94]
f_c	5.5%	(18)	Nachrechnung statischer Zugversuche und Annahme der Unabhängigkeit von der Temperatur
f_f	20%	(18)	[Hön94]
q_1	1.5	(17)	[Tve82, Tve90]
l_c	0.05 mm ^{*)}		Nachrechnung C(T)-Versuche und Hinweise zu dessen Größenordnung in der Mikrostruktur [Hön94]

Tab 8: Wert und Herkunft der Gurson-Parameter einschließlich der charakteristischen Länge des Gurson-Modells.

6. 1. 2. Berechnung der Spannungsverteilungen

Im folgenden werden die Ergebnisse der Nachrechnungen aller Versuche dargestellt. Alle mit dem modifizierten Gurson-Modell durchgeführten FE-Berechnungen wurden mit dem gleichen, im letzten Kapitel vorgestellten Parametersatz erzielt.

Außer bei den Simulationen der Kerbschlagbiegeversuche wurden dazu FE-Netze mit zweidimensionalen, achtknotigen, in der Regel viereckigen Elementen mit 2x2 Integrationspunkten erstellt. Für die Zugversuche konnten rotationssymmetrisch definierte Elemente verwendet werden. Die Elementierung war in Bereichen großer Spannungsgradienten im Vergleich zu den anderen Probenbereichen verfeinert. Im Ligament wiesen die Elemente in Rißausbreitungsrichtung eine Länge von 0.1 mm, und quer dazu eine Höhe von 0.06 mm auf.

Statische Zugversuche

Die Bruchflächenuntersuchungen (Kap. 5.) zeigten, daß bei allen Versuchen, außer denen bei -196°C, duktile Versagensmechanismen beteiligt waren. Für diese Versuche wurde das modifizierte Gurson-Modell, für die -196°C-Versuche das elastisch-plastische Materialmodell

*) Die Ergebnisse der FE-Rechnungen wurden mit unabhängiger, gaußpunktweiser Schädigungsberechnung erzielt. Bei einer Elementkantenlänge von 0.1 mm kann bei der verwendeten 2x2-Integration 0.05 mm als charakteristische Länge angesehen werden.

nach von Mises ohne Beschreibung der Schädigung verwendet.

Materialstreuungen und fertigungsbedingte Unregelmäßigkeiten des Probendurchmessers entlang des mittleren, engsten Probenbereichs können die Entwicklung der Probeneinschnürung mehr oder weniger stark beschleunigen und unterschiedliche Verläufe der Kraft-Verlängerungskurven nach dem Kraftmaximum verursachen [Hön94]. Numerisch wurden diese Unregelmäßigkeiten des Probendurchmessers durch eine 0.5%ige Querschnittsverjüngung des unbelasteten FE-Netzes zur Probenmitte hin realisiert. Dennoch bleibt die experimentell ermittelte Bruchverlängerung von dem Durchmesserlauf entlang der Meßlänge abhängig. Das ist der Grund dafür, daß bei ungekerbten Zugproben statt der Verlängerung die Einschnürung herangezogen wurde, die numerisch-experimentelle Übereinstimmung zu beurteilen.

Bild 17 zeigt die Kraft-Einschnürungsverläufe aus den Simulationsrechnungen der Zugversuche bei -60, bei -30 und bei +25°C im Vergleich zu den Ergebnissen von jeweils einem Experiment.

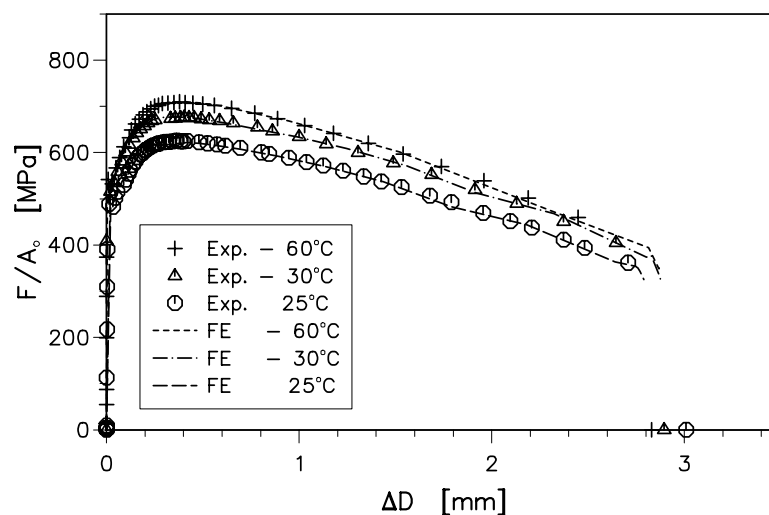


Bild 17: Einzelne Meßpunkte des Verlaufes der Kraft pro Anfangsquerschnittsfläche über Einschnürung (Symbole) und Betrag der Einschnürung bei Bruch (Symbol auf der x-Achse) jeweils eines statischen Versuchs an glatten Zugproben bei +25, -30 und -60°C im Vergleich zu Simulationsrechnungen (durchgezogene Kurven).

Alle bei -60°C geprüften Zugproben brachen bei etwa 0.1 mm geringerer Einschnürung als die bei -30°C, die wiederum bei etwa 0.1 mm geringerer Einschnürung als die bei Raumtemperatur. Die FE-Rechnungen unter der Annahme eines von der Temperatur unabhängigen f_c sagen ein umgekehrtes Verhalten voraus: Bei Raumtemperatur tritt der Lastabfall bei leicht geringeren Einschnürungen ein als bei den anderen beiden Temperaturen.

Da diese Unterschiede als gering zu bewerten sind und die durchgeführten Zellmodellrechnungen eine Temperaturabhängigkeit von f_c nicht bestätigten, wurde f_c weiterhin als temperaturunabhängig angenommen.

Dynamische Zugversuche

Die FE-Nachrechnungen zeigen insbesondere bei Raumtemperatur mit dem Dehnratenexponenten $\kappa=0.0125$ eine gute Übereinstimmung mit den Versuchen (Bild 18). Dies gilt sowohl für den Kraft-Einschnürungsverlauf als auch für den Punkt des Versagens. Bei -60°C wird jedoch die Kraft leicht zu hoch berechnet. Eine mögliche Erklärung kann in einer zu gering berechneten Temperaturerhöhung im Einschnürbereich und der davon abhängigen Höhe der Fließspannung gesehen werden.

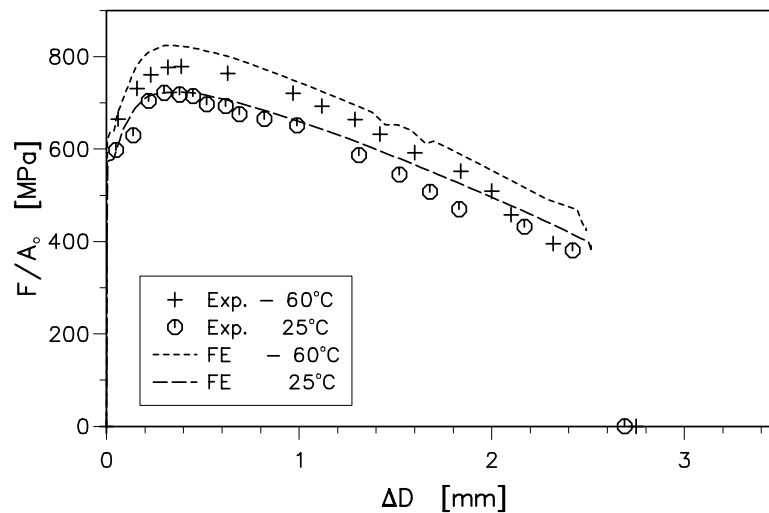


Bild 18: Kraft pro Anfangsquerschnittsfläche über Einschnürung der dynamischen Versuche an jeweils einer glatten Zugprobe bei $+25$ und -60°C im Vergleich zu Simulationsrechnungen.

Statische Kerbzugversuche

Die Kraft-Verformungsverläufe der Nachrechnungen der Versuche bei -150°C und bei -120°C sind in Bild 19 zu sehen. Die FE-Simulationen können die Versuche gut beschreiben. Es wurde jedoch festgestellt, daß bei der Verlängerung, bei der bereits alle Proben gebrochen sind, der Hohlraumanteil f_c noch nicht erreicht wurde. Daraus ist zu erkennen, daß die FE-Rechnung das duktile Rißwachstum zu spät vorhersagt. Da der im Experiment duktil geschädigte Bereich mit einer mittleren Ausdehnung von etwa 0.1 mm sehr klein ist, sollen die berechneten Spannungsverteilungen dennoch für die weiteren Auswertungen herangezogen werden.

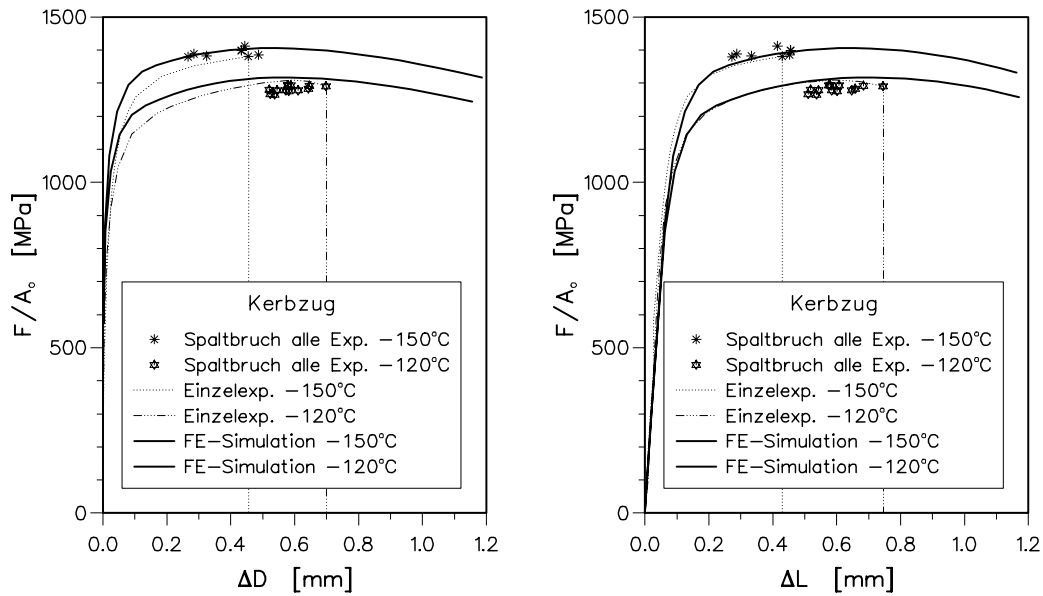


Bild 19: Kraft pro Anfangsquerschnittsfläche über Einschnürung (links) und über Verlängerung (rechts) der statischen Versuche bei -120°C und bei -150°C im Vergleich zu Simulationsrechnungen.

Da die Bruchflächen der Mini-Kerbzugproben keine Spuren von duktiler Schädigung aufwiesen, wurde für die Nachrechnung dieser Versuche bei -196°C das elastisch-plastische Materialmodell nach von Mises ohne Schädigungsberechnung verwendet. Am Beispiel der Probenverlängerung ist in Bild 20 eine gute Repräsentation aller Experimente durch die FE-Rechnung erkennbar.

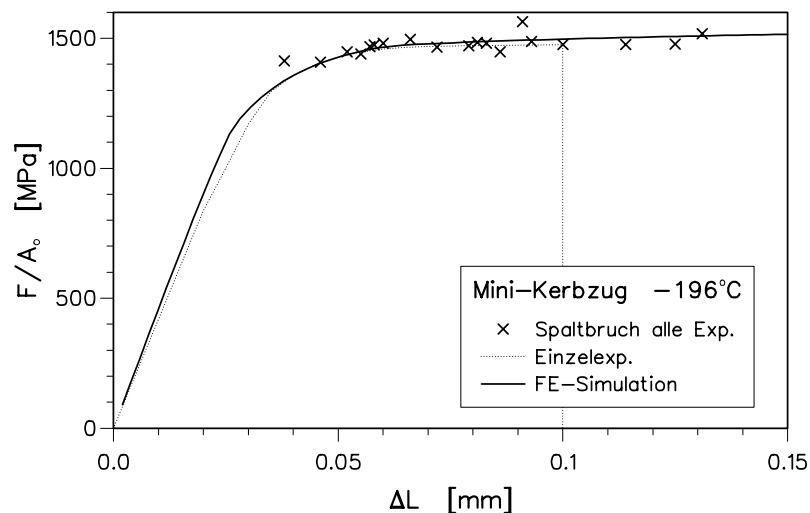


Bild 20: Kraft pro Anfangsquerschnittsfläche über Verlängerung der statischen Versuche an Mini-Kerbzugproben bei -196°C im Vergleich zur Simulationsrechnung.

Dynamische Kerbzugversuche

Da sich die dynamisch getesteten Kerbzugproben nur im Bereich der Probeneinspannung von den statisch getesteten unterscheiden, konnte das gleiche FE-Netz wie für die statischen Kerbzugversuche verwendet werden. Die Probe wurde bei der Simulation verschiebungsgesteuert mit einer konstanten Geschwindigkeit von 2 m/s zugbelastet. Dies entspricht der Aufschlaggeschwindigkeit des Fallgewichts im Experiment. Der Vergleich der numerisch ermittelten mit der experimentell bestimmten Kraft-Verlängerungskurve zeigt, daß die Simulation mit dem viskoplastischen Materialmodell das durch die dynamische Belastung bedingte, erhöhte Kraftniveau gut vorhersagt (Bild 21). Die bei der kleinsten Verlängerung von 0.3 mm gebrochene Probe weist duktiles Rißwachstum auf. Daraus wurde geschlossen, daß auch die anderen Proben duktiles Rißwachstum aufweisen. In der FE-Rechnung wird f_c erst bei einer Verlängerung von etwa 1 mm überschritten. Die Abnahme der Tragfähigkeit mit zunehmender Beanspruchung wird deshalb unterschätzt, was hier zu einem von den Experimenten leicht abweichenden Globalverhalten führt. Da gezeigt werden konnte, daß die Dehnrage lediglich einen unbedeutenden Einfluß auf f_c ausübt, kann f_c nicht für die zu spät einsetzende Schädigung verantwortlich gemacht werden. Bei der Übertragung der Probengeometrie auf die des FE-Modells kamen jedoch starke Vereinfachungen zum Tragen. Bei genauer Betrachtung der Kerbe vor der Versuchsdurchführung sind kleine herstellungsbedingte, umlaufende Riefen zu erkennen, die einzeln betrachtet kleinere Krümmungsradien aufweisen als die gewünschten 0.25 mm. An solchen Stellen kommt es zu höheren Beanspruchungen, die von dem FE-Modell mit der glatten Kerbe von 0.25 mm Radius nicht berücksichtigt werden. Daß eine Verkleinerung des Kerbradius die duktile Schädigung früher einsetzen läßt, konnte numerisch gezeigt werden [Bern95a]. Der Einfluß der anderen Kerbwirkung und der Einfluß der geringfügig anderen, tragenden Querschnittsfläche auf die Berechnung der Weibullspannungen wird vernachlässigt.

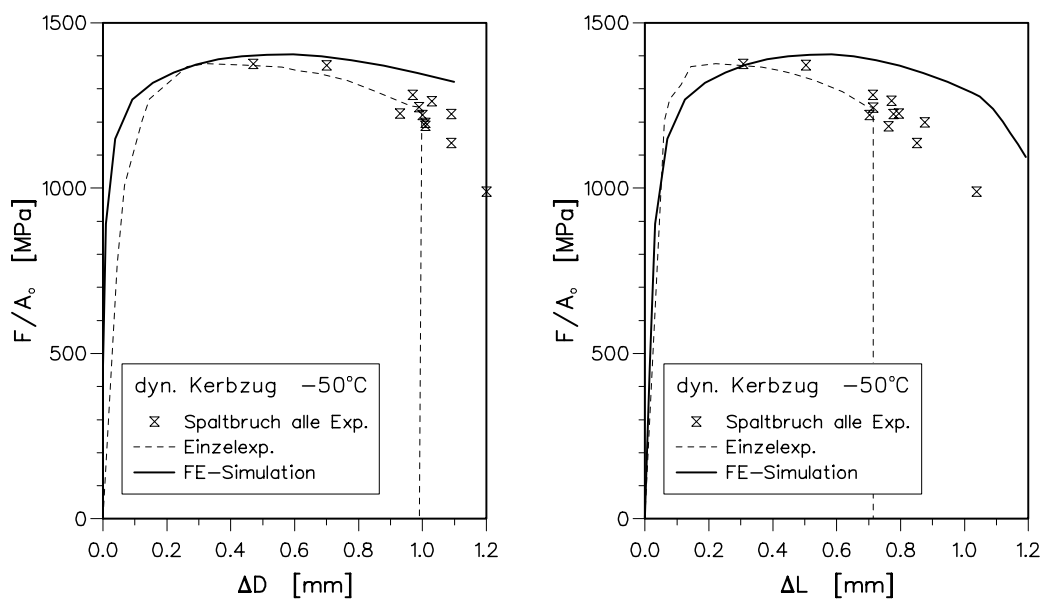


Bild 21: Kraft pro Anfangsquerschnittsfläche über Einschnürung (links) und über Verlängerung (rechts) der dynamischen Versuche an gekerbten Zugproben bei -50°C im Vergleich zur Simulationsrechnung.

C(T)-Versuche

Ein bei -60°C und ein bei $+25^{\circ}\text{C}$ durchgeführter C(T)-Versuch wurden mit 2D-Elementen im ebenen Dehnungszustand nachgerechnet. Für die Berechnung der Gesamtkräfte aus den für die zweidimensionalen Strukturen berechneten Kräften wurde die Nettodicke, also die Gesamtdicke minus der Tiefe der Seitenkerben, zugrundegelegt.

In Bild 22 sind für beide Versuche die berechneten Kräfte, Lastlinienverschiebungen, Rißverlängerungen und J -Integralwerte in gegenseitiger Auftragung dargestellt. In den linken Teilbildern stellen die eingezeichneten Punkte die Daten der Versuche bei -60°C zu den Zeitpunkten des endgültigen Spaltbruchversagens dar; in den rechten Teilbildern die Daten dreier Versuche bei $+25^{\circ}\text{C}$ zu den Zeitpunkten, bei denen die Versuche abgebrochen wurden.

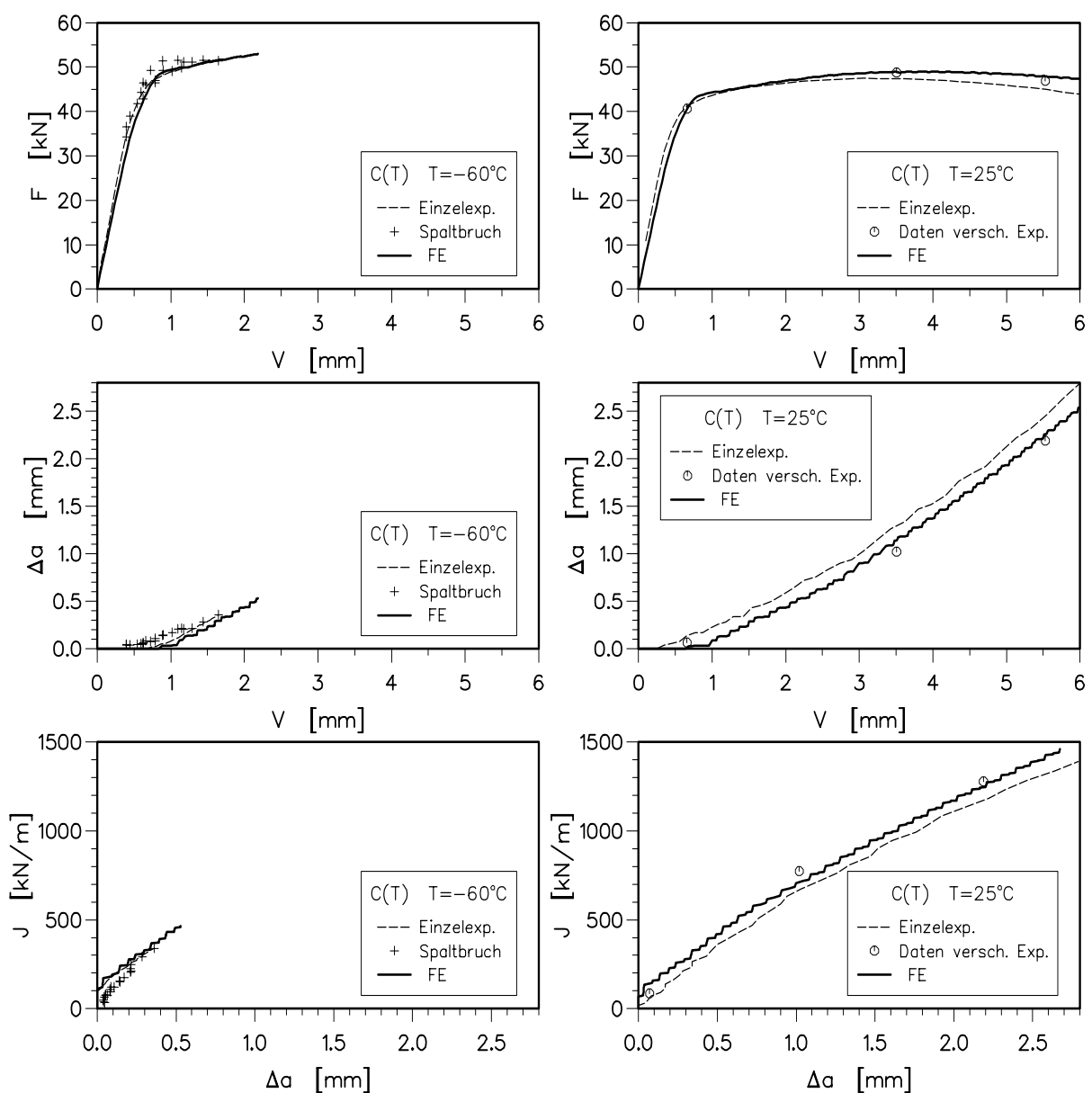


Bild 22: Kraft über Lastlinienverschiebung (oben), Rißverlängerung über Lastlinienverschiebung (mitte) und J_R -Kurven (unten) der C(T)-Versuche bei -60°C (links) und bei $+25^{\circ}\text{C}$ (rechts) im Vergleich zu Simulationsrechnungen.

Kerbschlagbiegeversuche

Für die Simulationen wurde ein im Kerbgrund dreidimensionales Netz, das an ein zweidimensionales Netz der umliegenden Probenbereiche angekoppelt ist, verwendet (Bild 23). Diese Kombination aus einem 3D-Bereich und einem Bereich ebenen Spannungszustands, die im Vergleich zu einer rein dreidimensionalen Simulation erheblich Rechenzeit und Speicherplatz spart, wurde in vorangegangenen Untersuchungen entwickelt und erprobt [Hön94]. Sie war von den untersuchten FE-Strukturen diejenige, die den komplexen Spannungszustand der Kerbschlagbiegeprobe im Bereich der Kerbe vollständig berücksichtigte und zu der besten numerisch-experimentellen Übereinstimmung führte. Die Kraft wurde über kreisförmig angeordnete Stabelemente auf die Struktur übertragen; die Widerlager wurden mit ADINA-Kontaktelementen realisiert.

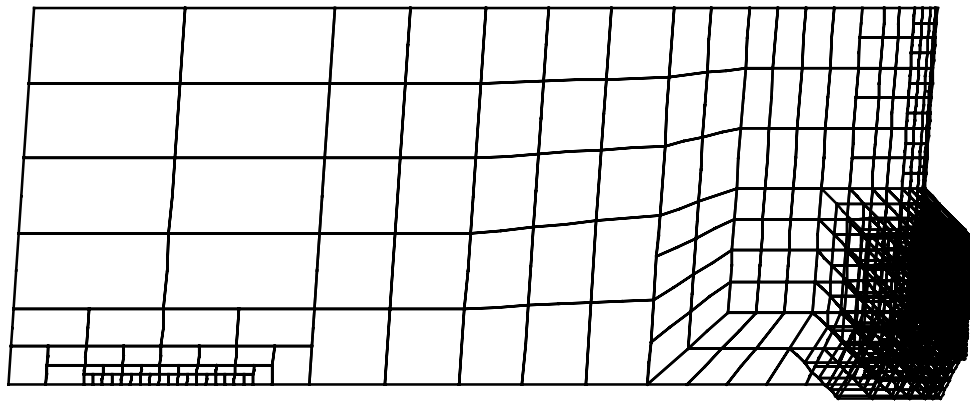


Bild 23: Finite-Elemente-Netz der Kerbschlagbiegeprobe.

Bei der Simulation wurden Massen-Trägheitskräfte nicht mitmodelliert. Daher sind die im Experiment vor allem im Anfangsbereich auftretenden Oszillationen in der Rechnung nicht enthalten. Einige Ergebnisse der FE-Simulationen sind in Bild 24 dargestellt. Die Ermittlung der Rißverlängerung in der FE-Simulation entsprach der experimentellen Ermittlung (Kap. 5.1.6.), bis auf den Unterschied, daß bei der Auswertung der Simulation die duktile Rißfront nicht über die ganze Dicke gemittelt wurde, sondern ab 0.1 mm Rißwachstum aus Speicherplatzgründen nur noch der mittlere Bereich von zwei mal 1.5 mm berücksichtigt wurde. Da keine starken Rißfrontkrümmungen auftraten, führte diese Vereinfachung nur zu kleinen Fehlern.

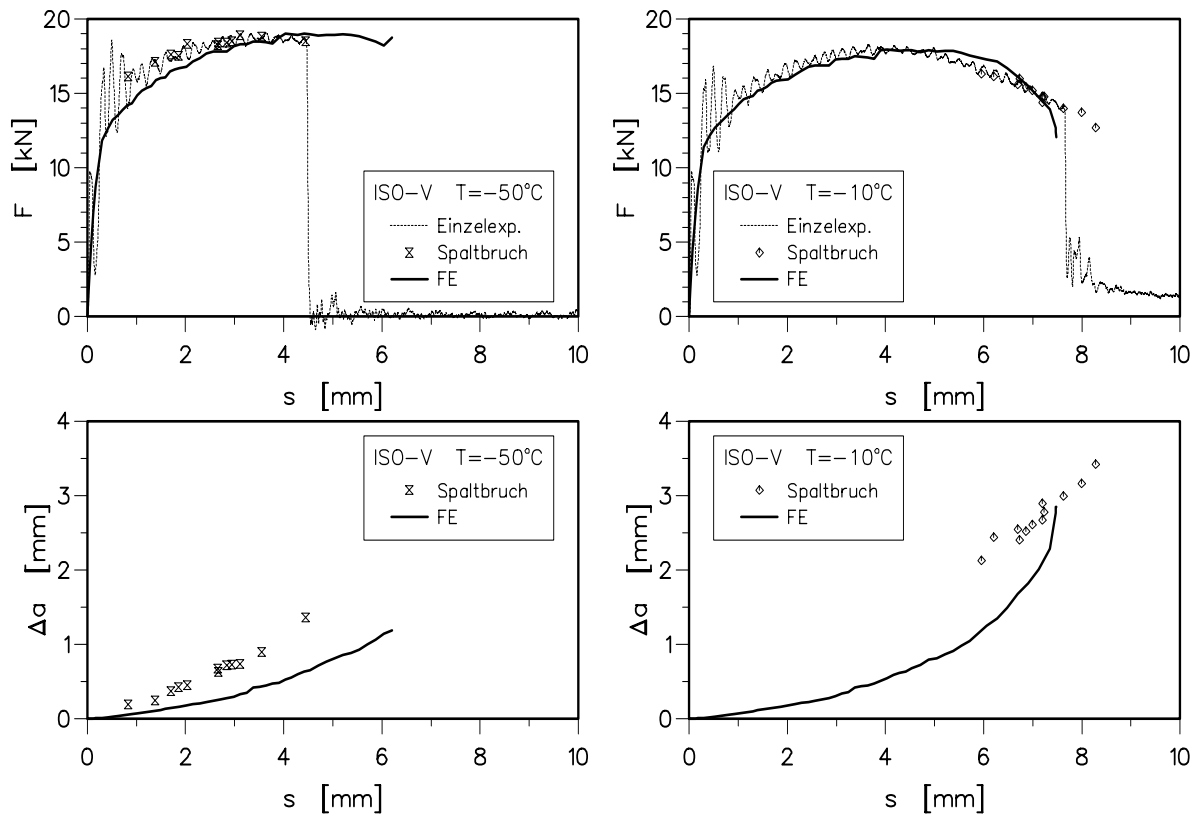


Bild 24: Kraft-Durchbiegungskurven (oben) und Rißverlängerung-Durchbiegungskurven (unten) der Kerbschlagbiegeversuche bei -50°C (links) und bei -10°C (rechts) im Vergleich zu Simulationsrechnungen.

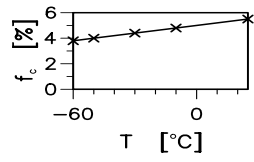
Es wird deutlich, daß auch die Kerbschlagbiegeversuche sowohl bei -50°C als auch bei -10°C zufriedenstellend nachgerechnet werden konnten. Bei genauer Betrachtung der Ergebnisse fällt jedoch auf, daß trotz annähernd übereinstimmendem Globalverhalten das tatsächliche Rißwachstum unterschätzt wird. Während f_c erst bei knapp 3 mm Durchbiegung überschritten wird, weisen Proben, die bei geringeren Durchbiegungen gebrochen sind, bereits duktilen Rißwachstum auf. Die durchgeführte FE-Rechnung konnte somit den frühen Einsatz des duktilen Rißwachstums nicht exakt reproduzieren. Das mußte bei den weiteren Auswertungen der Spannungsverteilungen beachtet werden.

Bei -10°C wurde die Verformung der drei zuletzt gebrochenen Proben nicht erreicht. Dies kann damit erklärt werden, daß die Ausdehnung der 3D-Zone in Rißlaufrichtung zu klein gewählt wurde.

Im Unterschied zu den gekerbten Rundzugproben stellt die Herstellung eines riefenfreien Kerbgrundes bei den Kerbschlagbiegeproben kein Problem dar. Das kann somit nicht für die Abweichungen verantwortlich gemacht werden.

6. 1. 3. Uneindeutigkeit des Gurson-Parametersatzes

Bevor mit dem vorgestellten Parametersatz die gezeigten Ergebnisse erzielt wurden, wurden die Experimente mit einem anderen Parametersatz (aus [Bern95a]) nachgerechnet (Tab. 9).

Parameter	Parametersatz "optimal" (Kap. 6.1.2.)	Parametersatz aus [Bern95a]
f_n	0.40%	0.17%
f_0	0	0
ε_n	0.30	0.25
s_n	0.1	0.1
f_c	5.5%	
f_f	20%	20%
q_1	1.5	1.5
l_c	0.05 mm	0.05 mm

Tab 9: Vergleich der Werte des "optimalen", im letzten Kapitel vorgestellten Gurson-Parametersatzes mit den zuvor verwendeten Parameterwerten aus [Bern95a].

Dieser Parametersatz aus [Bern95a] konnte das Verhalten der Zug- und C(T)-Versuche mit ausreichender Genauigkeit wiedergeben; erst die Simulation der Kerbschlagbiegeversuche führte insbesondere bei -10°C zu deutlichen Abweichungen von den experimentellen Ergebnissen. In Bild 25 und Bild 26 sind die Ergebnisse der Nachrechnungen der statischen Zugversuche und der Kerbschlagbiegeversuche dargestellt, die mit diesem Parametersatz erzielt wurden.

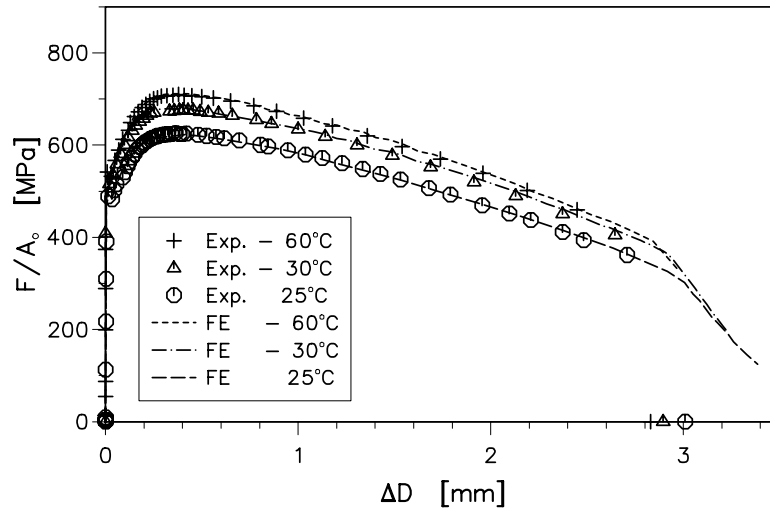


Bild 25: Kraft-Einschnürungsdiagramm der statischen Zugversuche im Vergleich zu den Simulationsrechnungen mit dem Parametersatz aus [Bern95a].

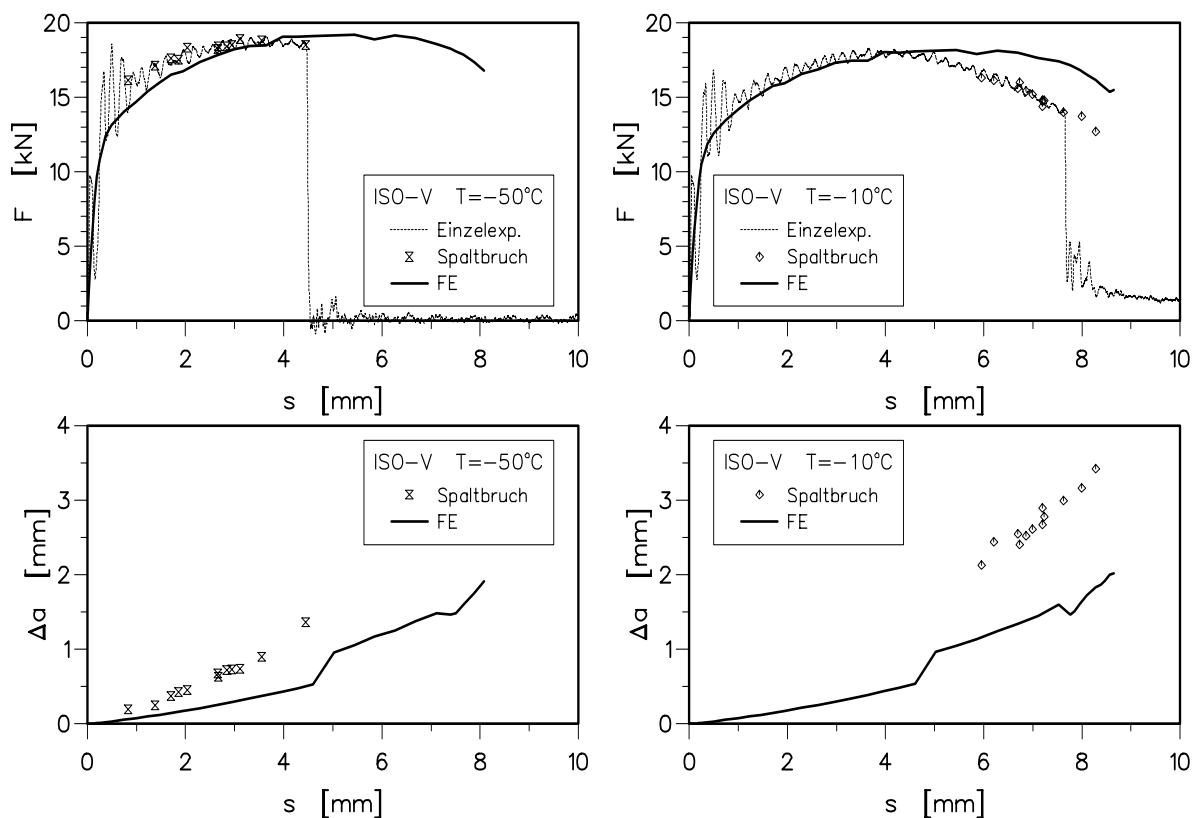


Bild 26: Kraft-Durchbiegungskurven und Rißverlängerung-Durchbiegungskurven der Kerbschlagbiegeversuche im Vergleich zu Simulationsrechnungen mit dem Parametersatz aus [Bern95a].

Der Vergleich von Bild 25 mit Bild 17 in Kap. 6.1.3. zeigt einerseits, daß unterschiedliche Parametersätze zu ähnlichen Ergebnissen führen können, andererseits zeigt der Vergleich von Bild 26 mit Bild 24 in Kap. 6.1.3., daß Versuche existieren, deren Simulation auf eine Änderung der Parameterwerte empfindlicher reagiert als andere. Es konnte jedoch nicht geklärt werden,

ob Kerbschlagbiegeversuche für eine Parameterbestimmung generell erforderlich sind, bzw. welche Versuche zur Ermittlung eines möglichst geometrieunabhängigen Parametersatzes herangezogen werden sollten.

6. 1. 4. Lokale Beanspruchungen am Ort der Spaltbruchinitiierung

Die Untersuchung der lokalen Beanspruchungen am Ort der Spaltbruchinitiierung konzentrierte sich auf die mesoskopische größte Hauptspannung Σ_I , die plastische Vergleichsdehnung E_V^p und Mehrachsigkeit Σ_{II}/Σ_V .

Da die FE-Rechnungen den Zeitpunkt der duktilen Reißinitiierung bei der Mehrzahl der Versuche leicht zu spät vorausberechnet hatten, war zu einer bestimmten Probenverlängerung oder -aufweitung der Betrag des realen Reißwachstums geringfügig größer als der berechnete. An der gleichen Position auf dem Ligament ist der Abstand zur aktuellen, duktilen Reißspitze kleiner als zur berechneten Reißspitze in der Simulation. Das hat zur Folge, daß an diesem Ort zu geringe Beanspruchungen berechnet werden. Der Einfluß des Abstandes des Auswerteortes zur ursprünglichen Reißspitze ist von untergeordneter Bedeutung im Vergleich zum Einfluß des Abstandes zur aktuellen Reißspitze. Deshalb wurde als Auswerteort die Stelle gewählt, die in der Simulation den gleichen Abstand zur berechneten duktilen Reißspitze aufwies wie in Wirklichkeit. Das ist ein Kompromiß, der im Vergleich zur anderen Möglichkeit (Ort richtig, aber Abstand zur Reißspitze falsch) zu den geringsten Fehlern bei der Berechnung der lokalen Beanspruchungen führt. Da immer der Abstand zur Reißspitze und nicht der tatsächliche Ort auf dem Ligament betrachtet wurde, wurden auf diese Weise Ungenauigkeiten bei der Reißwachstumssimulation unbedeutend (Bild 27).

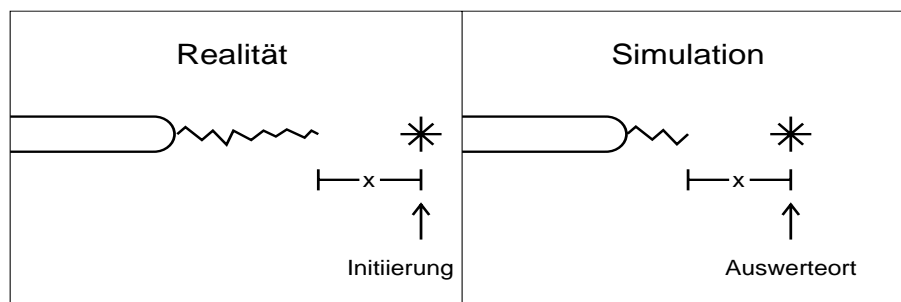


Bild 27: Auswerteort für die Berechnung der lokalen Beanspruchung bei Spaltbruchinitiierung.

Bild 28 stellt den zeitlichen Verlauf der größten Hauptspannung, der Mehrachsigkeit und der plastischen Vergleichsdehnung in gegenseitiger Auftragung für die untersuchten Kerbzugproben, die Kerbschlagbiegeproben bei -50°C und die C(T)-Proben am Ort des Spaltbruchursprungs dar. Jede Kurve beschreibt den zeitlichen Beanspruchungsverlauf jeweils des Volumenelementes, in dem schließlich der Spaltbruch initiierte.

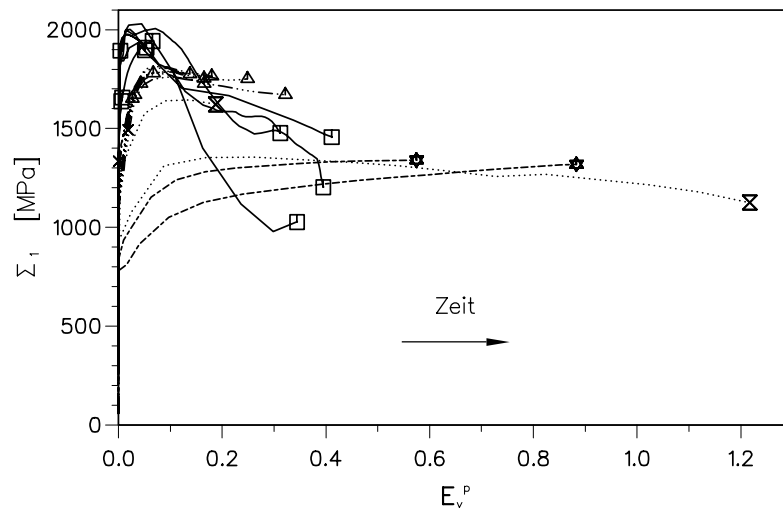
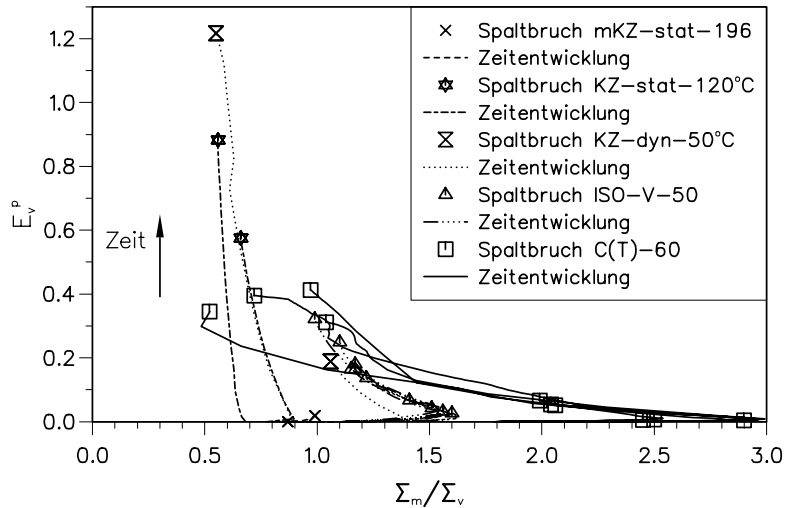


Bild 28: Zeitliche Entwicklung lokaler Beanspruchungen am Ort der Spaltbruchinitiierung.

Die Endpunkte der Beanspruchungsverläufe, an denen sich der Spaltbruch ereignet, sind durch Symbole gekennzeichnet. Die Tatsache, daß nur diskrete Belastungsschritte berechnet und gespeichert werden, äußert sich in teilweise eckigen Kurvenverläufen.

In diesen Diagrammen zeigen die unterschiedlichen Probenarten ähnliche Verläufe; das heißt, daß die Werkstoffbereiche, in denen sich Spaltbruch ausbilden wird, eine ähnliche Beanspruchungsgeschichte erfahren.

Die in Bild 28 dargestellten Ergebnisse werden in Kap. 6.3. noch einmal herangezogen. Deshalb sollen hier nur einige Auffälligkeiten erwähnt werden:

Bei den bei -50°C biegebelasteten Kerbschlagbiegeproben, den C(T)-Proben und bei den bei der höchsten Temperatur geprüften Kerbzugproben (-50°C) initiiert Spaltbruch, während am Ort der Initiierung die mesoskopische größte Hauptspannung zurückgeht. Da zur Spannungsberechnung das modifizierte Gurson-Modell mit entfestigendem Stoffgesetz herangezogen wurde, stellt der Rückgang der über ein repräsentatives Volumenelement gemittelten (mesoskopischen) Spannungen keine Besonderheit dar. Die mikroskopischen Spannungen

in der Matrix zwischen den Hohlräumen können trotz abnehmender mesoskopischer Spannungen weiter zunehmen.

Mit größeren plastischen Bruchdehnungen sind die Bruchspannungen tendenziell niedriger als bei geringeren Dehnungen (unteres Bild).

Spaltbruch ist bereits bei sehr geringen plastischen Dehnungen eingetreten ($E_V^p=0.0036$), was gegen die Einführung einer plastischen Mindestdehnung als Spaltbruchkriterium spricht (Gl. (33) in Kap. 3.).

Die teilweise geringe Mehrachsigkeit ($\Sigma_m/\Sigma_v=0.52$) spricht auch gegen die Einführung einer Mindestmehrachsigkeit (Gl. (33)).

6. 1. 5. Zusammenfassung

Zur Berechnung der Spannungsverteilungen aller geprüften Proben wurde das modifizierte Gurson-Modell verwendet.

Dabei zeigte sich, daß das Modell in der Lage ist, mit dem gleichen Parametersatz das Verformungs- und duktile Versagensverhalten von verschiedenen Proben unter unterschiedlichen Belastungsbedingungen im Übergangsbereich zu beschreiben. Daraus eröffnet sich die Möglichkeit, einmal bestimmte Parameter auf Proben oder Bauteile anderer Geometrie unter anderen Belastungsbedingungen zu übertragen. Aufgrund der unterschiedlichen Auswirkungen der einzelnen Parameter ergibt sich als mögliche Vorgehensweise zur Parameterbestimmung, f_n , f_o , f_f , s_n und q_1 von einem vergleichbaren Werkstoff zu übernehmen oder mit Mikrostrukturuntersuchungen abzuschätzen und im Anschluß f_c durch die Nachrechnung von Zugversuchen, ε_n und die charakteristische Länge durch Nachrechnung eines Bruchmechanikversuchs zu ermitteln.

Obwohl die Parameter an unterschiedliche Versuche angepaßt wurden, gab es Versuche, die erst mit einem veränderten Parametersatz in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen nachgerechnet werden konnten. Für die durchgeführten Zug- und C(T)-Versuche gibt es keinen einzig richtigen, sondern mehrere mögliche Parametersätze. Das wirft die Frage nach der Existenz eines optimalen Parametersatzes auf, und mit Hilfe welcher experimenteller Untersuchungen er eindeutig bestimmt werden kann. Solange das nicht geklärt ist, kann nur durch Nachrechnung von Versuchen unter möglichst unterschiedlichen Beanspruchungsbedingungen eine Übertragbarkeit auf weitere Strukturen oder Bauteile gewährleistet werden. Angesichts dieser Unsicherheiten sind weitere Erkenntnisse zur Herbeiführung von Verbesserungen bei der Parameterermittlung wünschenswert.

Für weitere Untersuchungen stehen hiermit die Spannungsverteilungen aller Proben über die gesamte Beanspruchungsgeschichte bis zum Spaltbruch zur Verfügung. Das gilt insbesondere auch für die lokalen Beanspruchungen an den Stellen der Spaltbruchinitiierung, die auf der Mehrzahl der Bruchflächen ermittelt wurden.

6. 2. Anwendung des Beremin-Modells für Spaltbruch

Auf die für alle Proben berechneten mesoskopischen Spannungsverteilungen wird nun das Beremin-Modell (Kap. 3.2.2.) angewendet, um zu beurteilen, inwieweit es für den untersuchten, ferritischen Stahl im Übergangsbereich der Zähigkeit einsetzbar ist. Zuerst soll aufgezeigt werden, daß Spaltbruch im Übergangsbereich mit dem Beremin-Modell nur dann beschrieben werden kann, wenn die duktile Schädigung mitmodelliert wird. Zweifel an der Einsetzbarkeit im Übergangsbereich treten bei der Überprüfung der Grundannahmen für das Beremin-Modell auf. Ob diese bestätigt werden, zeigen die Untersuchungen zur Übertragbarkeit der Weibullparameter zwischen unterschiedlichen Probengeometrien und zu eventuellen Abhängigkeiten der Parameter von der Versuchstemperatur und der Dehnrates.

6. 2. 1. Auswirkung der Temperaturabhängigkeit der Streckgrenze auf die Temperaturabhängigkeit der Spaltbruchzähigkeit

Sind die Werkstoffparameter einschließlich der Weibullparameter bekannt, kann das Beremin-Modell dazu verwendet werden, Spaltbruchwahrscheinlichkeiten von belasteten Bruchmechanikproben zu berechnen. Ein Bruchmechanikversuch wird dazu numerisch simuliert und mit dem Beremin-Modell zu jedem Belastungsschritt die Spaltbruchwahrscheinlichkeit berechnet. Nun kann als Spaltbruchzähigkeit der Wert von J bzw. K_I betrachtet werden, bei dem die Probe eine bestimmte Spaltbruch-Versagenswahrscheinlichkeit aufweist, z.B. 10, 50 oder 90%. Bei der Simulation von C(T)-Versuchen mit zu verschiedenen Temperaturen gehörenden Spannungsdehnungskurven ist zu erwarten, daß sich mit zunehmender Temperatur ein Anstieg dieser Zähigkeitswerte vollzieht, der sich im oberen Übergangstemperaturbereich zusätzlich verstärkt. Der reale Werkstoff zeigt in diesem Bereich zunehmend duktilen Rißwachstum. Wird es bei der Simulation der Bruchmechanikversuche nicht mitmodelliert, gelingt es nicht, diesen Steilanstieg der Zähigkeit mit dem Beremin-Modell zu beschreiben. Das soll eine einfache Abschätzung zeigen:

Dazu werden die folgenden Annahmen gemacht:

- Die Weibullparameter sind von der Temperatur unabhängig. Der Temperatureinfluß auf die Simulationsergebnisse wird nur über die verwendeten Streckgrenzen eingebracht.
- Nach dem Beremin-Modell ist die Weibullspannung in einer Integral-Formulierung durch

$$\sigma_w^m = \frac{1}{V_0} \int_{V_{pl}} \Sigma_1^m dV \quad (64)$$

gegeben.

- Spaltbruch ereignet sich ausschließlich innerhalb der plastischen Zone.
- Die Spannungen innerhalb der plastischen Zone sind durch das HRR-Feld gegeben.

- Die Fließkurve läßt sich durch die Ramberg-Osgood-Gleichung

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma}{\sigma_0} + \alpha \cdot \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^n, \quad \alpha > 0, \quad n > 1 \quad (65)$$

beschreiben.

- Die Abhängigkeit der Parameter n und α und die Abhängigkeit der Größe der plastischen Zone von der Temperatur kann in erster Näherung vernachlässigt werden.

Wird für $\sigma_0 = R_{eL}$ und für $\varepsilon_0 = R_{eL}/E$ gesetzt, dann ergibt sich für den Einfluß der Streckgrenze R_{eL} auf die Spaltbruchzähigkeit bei gegebenem Verfestigungsparameter n die einfache Abschätzung [Brock94a, Bern95b]:

$$J_c(T) = \left(\frac{R_{eL}(T_0)}{R_{eL}(T)} \right)^{n-1} J_c(T_0) \quad \text{bzw.} \quad K_{Ic}(T) = \left(\frac{R_{eL}(T_0)}{R_{eL}(T)} \right)^{\frac{n-1}{2}} K_{Ic}(T_0) \quad (66)$$

Zur Verdeutlichung ist für den untersuchten 22 NiMoCr 3 7 mit einem Verfestigungsexponent $n \approx 7$ in Bild 29 der mit Gl. (66) aus dem Temperaturverlauf der Streckgrenze berechnete Verlauf der Spaltbruchzähigkeit dargestellt. Ausgehend von einem $K_{Ic} = 27 \text{ MPam}^{1/2}$ bei -196°C , das mit einem C(T)-Versuch bestimmt wurde, wurden die zu erwartenden Zähigkeiten berechnet. Zum Vergleich wurde der Temperaturverlauf nach Gl. (66) zusätzlich für einen Werkstoff mit $n=10$ eingezeichnet. Desweiteren sind zusätzlich die Spaltbruchwerte ($J_c = K_{Ic}^2/E'$ und J_{II}) einiger C(T)-Versuche eingetragen.

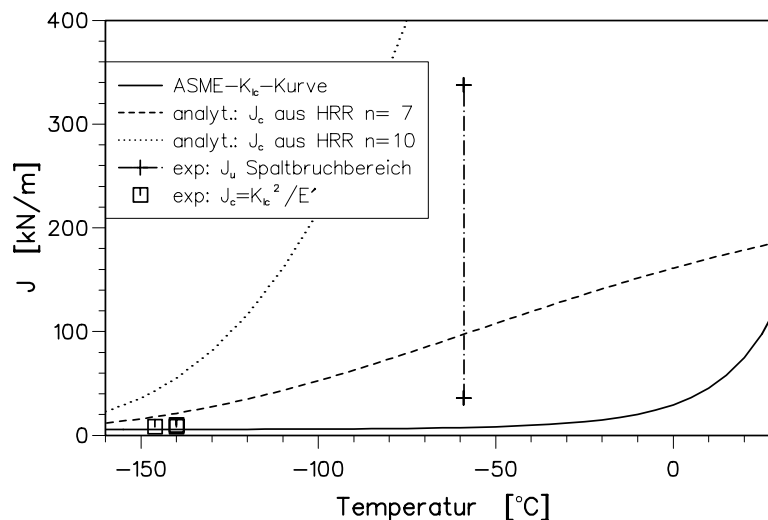


Bild 29: Zähigkeitswerte bei Spaltbruch bei verschiedenen Temperaturen: Streubereiche experimenteller Ergebnisse aus C(T)-Versuchen und Zähigkeitszunahme nach einer HRR-Feld-Abschätzung für das Beremin-Modell im Vergleich zur ASME- K_{Ic} -Referenzkurve.

Der berechnete Temperaturverlauf von J_c und der Vergleich mit der für diesen Stahl ermittelten ASME-Referenzkurve [ASMEA4000] in Bild 29 weisen darauf hin, daß im Fall $n=7$ der Einfluß

der temperaturabhängigen Streckgrenze nicht ausreicht, den steilen Anstieg der Reißfähigkeit im oberen Übergangsbereich quantitativ zu beschreiben. Auch der Verlauf für $n=10$ entspricht nicht der Erfahrung.

Diese analytische Abschätzung macht von Annahmen zur Spannungsverteilung Gebrauch, die im einzelnen möglicherweise nicht vollständig gegeben sind. Dennoch kann sie als Hinweis darauf gewertet werden, daß das Beremin-Modell den relativ starken Anstieg der Reißfähigkeit im spröde-duktilen Übergangsbereich des untersuchten Stahls ohne Berücksichtigung des duktilen Reißwachstums nicht beschreiben kann. Eine Verbesserung kann erwartet werden, wenn der schädigungsbedingte Tragfähigkeitsverlust und die Materialtrennung korrekt beschrieben und ein Schädigungsmodell wie das modifizierte Gurson-Modell herangezogen werden. Mit ihm können die Spannungsverteilungen berechnet werden, die anschließend im Beremin-Modell Eingang finden.

6. 2. 2. Nichteinhaltung von Voraussetzungen

Bisher wurde davon ausgegangen, daß das Beremin-Modell nicht nur in der Tieflage der Zähigkeit, sondern auch im spröde-duktilen Übergangsbereich zur Beschreibung des Spaltbrucheintritts herangezogen werden kann. Im folgenden soll die Vermutung bekräftigt werden, daß die im vorangegangenen Kapitel geforderte Berücksichtigung der duktilen Schädigung für eine Anwendbarkeit nicht ausreicht.

Mit zunehmenden Temperaturen verlieren die in Kap. 3.2.2. beschriebenen Grundannahmen des Beremin-Modells nach und nach ihre Gültigkeit:

- Das Modell geht davon aus, daß die Größenverteilung der Fehlerstellen bzw. Mikrorisse unabhängig vom Grad der Belastung durch Gl. (34) gegeben ist. Dies ist für Keramiken richtig, muß aber für plastisch deformierbare Metalle in Frage gestellt werden. Geht man davon aus, daß außerhalb der plastischen Zone keine Mikrorisse anzutreffen sind, dann hängt folglich die Mikrorißverteilung von der Plastizierung ab und ist somit abhängig vom Belastungszustand und dessen Geschichte. Die ausschließliche Berücksichtigung der plastischen Zone wird zwar der Forderung gerecht, Mikrorisse nur innerhalb der plastischen Zone entstehen zu lassen, sie kann jedoch den kontinuierlichen Prozess der Mikrorißbildung in Abhängigkeit von der Belastungsgeschichte nur unzureichend repräsentieren. Diese Diskrepanz wird sich mit zunehmender Plastizierung verstärken.
- Die Analyse des zeitlichen Verlaufs der lokalen Beanspruchung am Ort der Spaltbruchinitiierung (Bild 28 in Kap. 6.1.4.) ergibt, daß Spaltbruch auch an Stellen abnehmender mesoskopischer Hauptspannungen eintreten kann. Das Griffithsche Kriterium, das die Überschreitung einer kritischen Spannung $\sigma_c^2=C/I$ für den Spaltbruch verantwortlich macht, kann unter der Voraussetzung einer konstanten Mikrorißverteilung bei den oberhalb von -120°C durchgeführten Versuchen nicht mehr herangezogen werden.
- Die in Kap. 3.2.1. beschriebenen Mechanismen wie die Abstumpfung der Mikrorißspitze und die Arretierung an Korngrenzen treten ab einer bestimmten Temperatur vermehrt auf. Ein lokal aufgetretener Spaltbruch, der nicht zum Versagen der Probe führt, bedeutet, daß

die Weakest-Link-Annahme nicht gilt. Diese ist jedoch wesentlich für die Ableitung einer Extremwertverteilung wie der Weibullverteilung. Das Auftreten der globalen Spaltbruchereignisse läßt sich dann nicht mehr notwendigerweise mit einer Weibullverteilung beschreiben.

Die nachfolgend vorgestellten Untersuchungen zur Anwendbarkeit des Beremin-Modells im Übergangsbereich bestätigen diese Aussagen.

6. 2. 3. Geometrieabhängigkeit der Modellparameter und Einfluß der Temperatur und Dehnrates

Die Anwendbarkeit eines Versagensmodells setzt voraus, daß seine Parameter Werkstoffparameter sind, die an Proben unterschiedlicher Geometrie bestimmt werden können. Um dies für das Beremin-Modell zu prüfen, wurden zu allen durchgeführten Versuchsserien die Weibullparameter bestimmt. Die Art der für diese Auswertungen zur Verfügung stehenden Versuche (Tab. 2 in Kap. 4.2.) läßt jedoch kaum zu, eventuell zusätzlich auftretende Abhängigkeiten der Weibullparameter von der Versuchstemperatur und der Dehnrates systematisch zu untersuchen und in ihren Ursachen zu separieren. Deshalb kann teilweise nur von Versuchsabhängigkeiten gesprochen werden.

Einfluß der Probengeometrie und der Versuchsbedingungen

In Tab. 10 sind die Weibullparameter σ_u und m mit ihren 90%-Konfidenzintervallen und der verwendeten Vergleichsgröße angegeben. Dabei ist die Vergleichsgröße die Größe, nach deren Wert bei Bruch die einzelnen Proben sortiert werden, also z.B. die Bruchverlängerung ΔL . Die Vergleichsgröße wird anschließend für die Korrelation des Bruchereignisses des Einzelexperimentes mit dem Belastungsschritt in der FE-Rechnung benötigt. An die Vergleichsgröße muß die Forderung gestellt werden, daß mit ihrem Wert das Bruchereignis eindeutig identifiziert werden kann. Somit muß sie während der Belastungszunahme monoton zu- oder abnehmen.

Für die Kerbzugproben diente die Kerbaufweitung ΔL , für die C(T)-Proben J und für die Kerbschlagbiegeproben die Durchbiegung s als Vergleichsgröße. Für alle Proben außer den Kerbzugproben bei -196°C wurde das modifizierte Gurson-Modell verwendet. Zunächst ist eine deutliche Abhängigkeit von der Probengeometrie vorzufinden. Aber auch die Temperatur und die Belastungsgeschwindigkeit nehmen Einfluß auf die Weibullparameter, ohne daß eine einheitliche Tendenz erkennbar oder einzelne Faktoren separierbar erscheinen. Lediglich innerhalb der statischen Kerbzugversuche läßt sich eine Zunahme des Weibullexponenten m mit der Temperatur ausmachen. Hierfür kann eine qualitative Erklärung gegeben werden:

Proben	Vgl.-größe	σ_u [MPa]			m		
		σ_u	90%Konf.intervall	$\sigma_u/m^{1/m}$	m	m_{kor}	90%Konf.intervall
mKZ-stat-196	ΔL	1932	1910-1954	1758	38.8	36.0	26.5-49.2
KZ-stat-150	ΔL	1962	1936-1990	1826	56.1	46.0	27.8-77.8
KZ-stat-120	ΔL	1799	1789-1809	1720	102.8	91.8	62.8-135.4
KZ-dyn-50	ΔL	2255	2224-2287	2078	47.1	40.5	26.1-63.9
C(T)-60	J	2731	2680-2784	2376	22.3	20.8	15.4-28.2
ISO-V-50	s	2110	2083-2138	1938	44.6	39.4	26.5-59.3
ISO-V-10	s	3289	3185-3401	2851	21.4	18.0	11.3-29.4

Tab. 10: Einfluß der Probengeometrien und Versuchsbedingungen auf die Weibullparameter. Angabe der Vergleichsgröße, σ_u ($V_0=0.001 \text{ mm}^3$) und m mit Konfidenzintervallen. Kerbzugproben bei -196°C ohne, alle anderen Proben mit Berechnung der duktilen Schädigung durch das modifizierte Gurson-Modell.

Mit steigender Temperatur verlagern sich die Bruchereignisse in den Bereich zunehmender plastischer Verformungen, welcher mit einem Plateau der Last einhergeht (Bild 6 in Kap. 4.2.4.). Obwohl die Bruchverlängerungswerte weiterhin streuen, kommt es nur noch zu geringen Änderungen in der Höhe der Spannungen. Durch diese temperaturbedingte Verschiebung der Bruchereignisse vom linear-elastischen Bereich der Kraft-Verformungskurve in das Kraftplateau hinein werden für alle Proben einer Serie ähnliche Weibullspannungen verständlich, die zu hohen Werten in m führen.

Eine Folge dieser hohen Weibullexponenten ist, daß die Spaltbruchgefährdung sehr stark auf die Volumenelemente mit den höchsten vorkommenden Hauptspannungen lokalisiert. Die bei der Analyse der Bruchflächen festgestellte Spaltbruchinitiation im Mittenbereich der Querschnittsflächen zweier Kerbzugproben, wo die Hauptspannungen deutlich geringer als in Kernnähe sind, (Kap. 5.2.3.) wird hier als "äußerst unwahrscheinlich" berechnet.

In Bild 30 sind die Weibullverteilungen der verschiedenen Versuchsserien grafisch dargestellt. Die Symbole entsprechen den Bruchereignissen der einzelnen Proben, zu denen die σ_w -Werte berechnet wurden und über Gl. (50) die Versagenswahrscheinlichkeiten. Die Kurven sind die zu jeder Serie bestimmten Weibullfunktionen.

Sowohl die unterschiedlich starke Streuung der σ_w -Werte als auch deren unterschiedliche Niveaus werden in dieser Darstellung deutlich. Der Übersichtlichkeit halber wurden nur die durch die Maximum-Likelihood-Methode bestimmten, wahrscheinlichsten Weibullparameter berücksichtigt. Innerhalb der in der Tabelle angegebenen Konfidenzintervalle können sowohl die Lagen als auch die Steigungen der einzelnen Kurven leicht von den dargestellten Kurven abweichen. Das muß bei der Interpretation des Diagramms berücksichtigt werden.

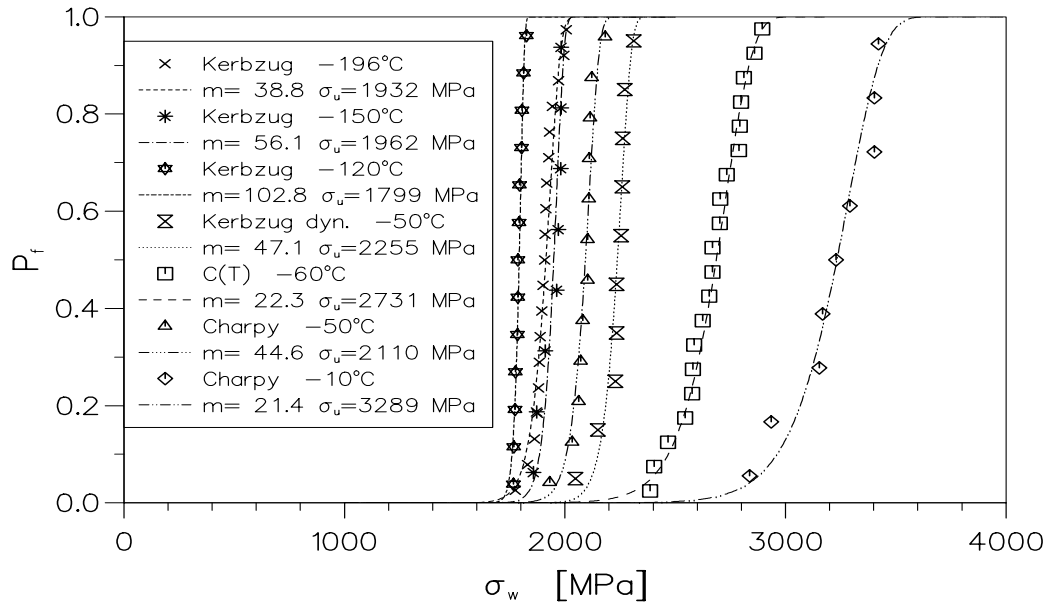


Bild 30: Versagenswahrscheinlichkeiten über Weibullspannungen (Tab. 10). ($V_0=0.001 \text{ mm}^3$).

Die experimentellen Datenpunkte werden durch die Ausgleichskurven sehr gut beschrieben. Bei manchen Serien treten sehr hohe Steigungen auf, die allen Proben einer solchen Serie fast die gleiche Weibullspannung zuordnen. Die Weibullspannung ist die Beanspruchungsgröße des verwendeten Spaltbruchmodells. σ_u kann als ihr kritischer Wert betrachtet werden. Die Abstände der bei den verschiedenen Serien ermittelten, kritischen Beanspruchungen σ_u sind im Vergleich zu der geringen Streuung der Beanspruchungsgrößen σ_w relativ groß. Konkret heißt das, daß bei einer Beanspruchung σ_w , bei der schon alle Proben einer Serie gebrochen sind, noch keine Probe einer anderen Serie versagt hat.

Somit kann gefolgert werden, daß die klassische Definition der Weibullspannung σ_w in Verbindung mit der Annahme temperatur- und dehnratenunabhängiger Weibullparameter m und σ_u keine Übertragung der Kennwerte für Spaltbruch zwischen verschiedenen Probengeometrien, Temperaturen und Dehnraten erlaubt.

Auswirkungen der Wahl der Vergleichsgröße

Nun soll gezeigt werden, daß der Übergang zu anderen Vergleichsgrößen die Abhängigkeiten der Weibullparameter von den zugrundeliegenden Versuchen nicht verringert.

Die spezielle Wahl der Vergleichsgröße ist nur dann unerheblich, wenn alle der folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- Die Vergleichsgröße nimmt während des Versuchsverlaufs nur entweder monoton zu oder monoton ab.
- Alle Proben einer Versuchsserie durchlaufen die gleiche Kraft-Verformungsgeschichte, die durch den Spaltbrucheintritt an unterschiedlichen Stellen abgebrochen wird.
- Die FE-Rechnung ist in der Lage, diese Geschichte exakt zu beschreiben.

Da nicht alle Bedingungen gegeben sind, werden über unterschiedliche Vergleichsgrößen zu

den Bruchereignissen unterschiedliche Belastungsschritte in der FE-Rechnung zugeordnet. Liegen die Versagenswerte einer Vergleichsgröße nah beieinander, kann es beim Übergang zu einer anderen Größe auch zu einer Umsortierung der Bruchereignisse kommen.

Da im oberen Übergangsbereich die Kraft als Folge der Querschnittsverringerung ein Maximum durchlaufen kann, ist die Voraussetzung des monotonen Anstiegs der Vergleichsgröße für die auf die Anfangsquerschnitts- bzw. Anfangsligamentfläche bezogene Kraft σ_{nom} nicht mehr erfüllt. Daher sind nur Auswertungen auf der Grundlage einer Verschiebungsgröße sinnvoll, bei den C(T)-Versuchen auf der Grundlage von J .

Dennoch wurde untersucht, wie die Weibullparameter von der Wahl der Vergleichsgröße abhängen. In Tab. 11 sind die Ergebnisse der Weibullauswertungen mit teilweise unterschiedlichen Vergleichsgrößen dargestellt.

Probe	Vgl.-größe	σ_u [MPa]			m		
		σ_u	90%-Konf.intervall	$\sigma_u/m^{1/m}$	m	m_{kor}	90%-Konf.intervall
mKZ-stat-196	ΔL	1932	1910-1954	1758	38.8	36.0	26.5-49.2
KZ-stat-150	ΔL	1941	1915-1969	1805	54.8	44.9	27.2-76.1
	ΔD	1919	1898-1941	1804	68.4	56.1	33.9-95.0
KZ-stat-120	ΔL	1788	1778-1799	1704	94.2	84.1	57.6-124.1
	ΔD	1744	1738-1750	1688	153.1	136.8	93.6-201.8
	σ_{nom}	1786	1774-1800	1688	76.1	68.0	46.5-100.3
KZ-dyn-50	ΔL	2233	2204-2264	2061	48.6	41.8	26.9-65.9
C(T)-60	J	2486	2449-2524	2208	28.2	26.3	19.5-35.7
	σ_{nom}	1982	1976-1989	1906	123.6	115.1	85.3-156.3
ISO-V-50	s	2110	2083-2138	1938	44.6	39.4	26.5-59.3
ISO-V-10	s	3289	3185-3401	2851	21.4	18.0	11.3-29.4

Tab. 11: Einfluß der Versuchsbedingungen und der Vergleichsgröße auf die Weibullparameter. Kerbzug- und C(T)-Proben ohne, Kerbschlagbiegeproben mit Berechnung der duktilen Schädigung durch das modifizierte Gurson-Modell. ($V_0=0.001 \text{ mm}^3$).

Die Untersuchung des Einflusses der Vergleichsgröße auf die Weibullparameter wurde auf der Basis von Spannungsverteilungen durchgeführt, die auch bei Temperaturen über -196°C teilweise mit dem Materialmodell nach von-Mises ermittelt wurden. Es konnte jedoch gezeigt werden, daß die Hinzunahme der Schädigungsberechnung an den folgenden Aussagen nichts ändert:

Wie es zu erwarten war, ergeben sich je nach Wahl der Vergleichsgröße leicht unterschiedliche, bei den C(T)-Versuchen stark unterschiedliche Weibullparameter. Dieses Ergebnis wurde inzwischen auch durch einen Ringtest bestätigt [Brock95a]. So macht es teilweise einen

erheblichen Unterschied, ob eine Verschiebungsgröße oder eine Kraftgröße herangezogen wird; jedoch ist die Auswirkung von Serie zu Serie unterschiedlich.

Aus Tab. 11 geht auch hervor, daß der Übergang von einer Vergleichsgröße zu einer anderen die Unterschiede in den Weibullparametern zwischen den verschiedenen Versuchsserien nicht verringert.

Auswirkung der Modellierung der duktilen Schädigung

Bei allen Versuchen außer denen bei -196°C trat duktiles Rißwachstum auf, wenn auch teilweise nur in geringem Maße. Für die Nachrechnung dieser Versuche wurde sowohl das elastisch-plastische Materialmodell nach von Mises als auch das modifizierte Gurson-Modell zur Berücksichtigung der duktilen Schädigung verwendet. Somit war es möglich, den Einfluß der Simulation der duktilen Schädigung auf die Weibullparameter zu untersuchen.

Probe (Vgl.größe)	Modell	σ_u [MPa]			m		
		σ_u	90%-Konf.- intervall	$\sigma_u/m^{1/m}$	m	m_{korr}	90%-Konf.- intervall
mKZ-stat-196 (ΔL)	Mises	1932	1910-1954	1758	38.8	36.0	26.5-49.2
KZ-stat-150 (ΔL)	Mises	1941	1915-1969	1805	54.8	44.9	27.2-76.1
	Gurson	1962	1936-1990	1826	56.1	46.0	27.8-77.8
KZ-stat-120 (ΔL)	Mises	1788	1778-1799	1704	94.2	84.1	57.6-124.1
	Gurson	1799	1789-1809	1720	102.8	91.8	62.8-135.4
KZ-dyn-50 (ΔL)	Mises	2233	2204-2264	2061	48.6	41.8	26.9-65.9
	Gurson	2255	2224-2287	2078	47.1	40.5	26.1-63.9
C(T)-60 (J)	Mises	2486	2449-2524	2208	28.2	26.3	19.5-35.7
	Gurson	2731	2680-2784	2376	22.3	20.8	15.4-28.2
ISO-V-50, (s)	Gurson	2110	2083-2138	1938	44.6	39.4	26.5-59.3
ISO-V-10, (s)	Gurson	3289	3185-3401	2851	21.4	18.0	11.3-29.4

Tab. 12: Einfluß der Modellierung der duktilen Schädigung auf die Weibullparameter. ($V_0=0.001 \text{ mm}^3$)

Abgesehen von den C(T)-Versuchen ändert die Berücksichtigung der duktilen Schädigung (Tab. 12) die Weibullparameter nur unwesentlich. Das kann damit erklärt werden, daß bei allen Versuchen mit Ausnahme der Kerbschlagbiegeversuche das duktile Rißwachstum nur gering war.

Die Situation der mangelnden Übertragbarkeit der Weibullparameter zwischen unterschiedlichen Probengeometrien und der unsystematischen Abhängigkeit von der Temperatur und der Dehnrage hat sich durch die Modellierung der duktilen Schädigung nicht verändert. Das zeigt

der Vergleich mit den Ergebnissen, die auf Basis der von-Mises-Berechnungen zustande gekommen sind.

6. 2. 4. Berechnung der Temperaturabhängigkeit der Spaltbruchzähigkeit

Zur Beurteilung, ob das Beremin-Modell zusammen mit der Berechnung der duktilen Schädigung in der Lage ist, den Steilanstieg der Spaltbruchzähigkeit vorherzusagen, wurden fiktive C(T)-Versuche bei verschiedenen Temperaturen numerisch simuliert und die J -Integralwerte bei 10, 50 und 90% Spaltbruch-Versagenswahrscheinlichkeit berechnet. Dazu wurden die Weibullparameter der umfangreichsten Serie der 20 C(T)-Versuche bei -60°C verwendet, die in Tab. 10 aufgeführt sind. Der besseren Übersichtlichkeit halber wurden nur die aufgelisteten Mittelwerte der Konfidenzintervalle verwendet. Die fiktiven C(T)-Versuche wurden mit dem modifizierten Gurson-Modell bei allen Temperaturen simuliert, zu denen die Spannungsdehnungskurven bekannt waren, außer bei -50°C . In Bild 31 sind die bei den verschiedenen Temperaturen berechneten J_U -Werte zu verschiedenen Spaltbruchwahrscheinlichkeiten eingetragen. Dargestellt sind diese zu Kurven verbundenen Datenpunkte. Die Vorgehensweise, C(T)-Versuche zur Bestimmung der Weibullparameter heranzuziehen, mag ungewöhnlich erscheinen. Da hier nur die prinzipielle Fähigkeit untersucht wurde, ob das Modell in der Lage ist, den Temperaturverlauf der Spaltbruchzähigkeit nachzuzeichnen, erschien diese Wahl als unerheblich.

Die Symbole zeigen die experimentell bestimmten, in J_c umgerechneten K_{Ic} -Werte bei tiefen Temperaturen und bei -60°C die J_U -Werte bei Spaltbruch, die in die Wahrscheinlichkeitsberechnungen eingeflossen sind. Zum Vergleich ist zusätzlich die in J umgerechnete ASME- K_{Ic} -Kurve zur Übergangstemperatur $RT_{NDT}=-20^{\circ}\text{C}$ eingezeichnet. Sie gilt als Grenzkurve, unterhalb derer kein Versagen auftritt. An ihr wird der Verlauf des Steilanstiegs besonders deutlich.

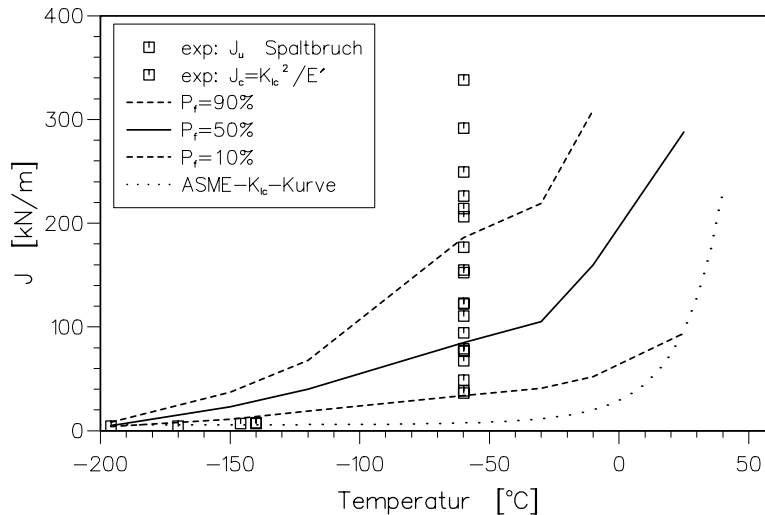


Bild 31: Zähigkeitswerte bei Spaltbruch bei verschiedenen Temperaturen: Experimentelle Ergebnisse aus C(T)-Versuchen, mit dem Beremin-Modell vorausberechnete 10, 50 und 90%-Wahrscheinlichkeitskurven und in J umgerechnete ASME- K_{Ic} -Referenzkurve zu $RT_{NDT} = -20^\circ\text{C}$.

Obwohl die Weibullparameter an den C(T)-Versuchen bestimmt wurden, werden die Wahrscheinlichkeiten für deren Spaltbrucheintritt nicht korrekt beschrieben; statt lediglich zwei brechen sechs C(T)-Proben bei Werten von J oberhalb der 90%-Wahrscheinlichkeitskurve. Der Grund dafür liegt darin, daß auch hier bei der Berechnung des Weibullparameters m die bias-Korrektur angewendet wurde (Gl. (59)). Hier sollten jedoch nicht die Parameter einer unbekanntem Grundgesamtheit geschätzt werden, sondern die Parameter einer bekannten Stichprobe bestätigt werden (siehe auch Kap. 3.2.2.). Nur ein nicht bias-korrigierter m -Wert kann durch eine Darstellung wie in Bild 31 bestätigt werden.

Es ist zu erkennen, daß bei $+25^\circ\text{C}$ eine 90%ige Spaltbruchwahrscheinlichkeit nicht mehr erreicht wird: Aufgrund zunehmender Plastizierung und duktilen Rißwachstums können die Bedingungen für Spaltbruch nicht mehr erfüllt werden.

Im Vergleich zur analytischen Abschätzung (Bild 29) sagen die Berechnungen eine deutliche Zunahme der Zähigkeit mit anwachsender Temperatur voraus. Auch die Zunahme der Steigung bei höheren Temperaturen entspricht den Erwartungen. Es wird davon ausgegangen, daß sich in dieser deutlichen Zähigkeitszunahme der Einfluß der Berücksichtigung der duktilen Schädigung widerspiegelt, die in der analytischen Abschätzung vernachlässigt werden mußte.

6. 2. 5. Zusammenfassung

Mit der Anwendung des Beremin-Modells auf die durchgeführten Versuche konnte dessen Einsetzbarkeit im Übergangsbereich eines ferritischen Stahls erkundet werden. Eine analytische Abschätzung zur Fähigkeit des Modells, den Steilanstieg der Zähigkeit beschreiben zu können, führte zu dem Schluß, daß das Beremin-Modell im Übergangsbereich nur einsetzbar ist, wenn die eingehenden Spannungen unter Berücksichtigung der duktilen Schädigung berechnet

worden sind. Mit zunehmenden Temperaturen verlieren jedoch die Grundvoraussetzungen für das Beremin-Modell ihre Gültigkeit. So war zu erwarten, daß die Berücksichtigung der duktilen Schädigung für eine Anwendbarkeit im Übergangsbereich nicht ausreicht. Die unterschiedlichen Weibullparameter der unterschiedlichen Probenreihen bestätigten diese Erwartung. Dabei zeigte sich nicht nur eine Abhängigkeit der Weibullparameter von der Probengeometrie, sondern auch Abhängigkeiten von der Versuchstemperatur und der Dehnrates, ohne daß eine einheitliche Tendenz erkennbar war. Lediglich die Zunahme des Parameters m mit wachsender Temperatur konnte mit dem Übergang der Versagenslasten in ein Lastplateau erklärt werden. Weder die Wahl der Vergleichsgrößen noch die Berücksichtigung oder Vernachlässigung der Schädigungsberechnung konnte die Unterschiede in den Weibullparametern verringern.

Somit erlaubt die klassische Definition der Weibullspannung σ_w in Verbindung mit der Annahme temperatur- und dehnratenunabhängiger Weibullparameter keine Übertragung der Kennwerte für Spaltbruch zwischen verschiedenen Probengeometrien, Temperaturen und Dehnrates.

6. 3. Entwicklung eines mikromechanischen Spaltbruchmodells für den Übergangsbereich

Die in diesem Kapitel vorgestellten Spaltbruchmodelle haben das Beremin-Modell zur Grundlage. Korrekturen können auf zwei verschiedenen Ebenen eingebracht werden:

- Auf der Ebene der Modellparameter: Bei gleichbleibender Definition der Beanspruchungsgröße σ_w wird eine Abhängigkeit der Modellparameter m und σ_u von den äußeren Versuchsbedingungen durch die Einführung entsprechend definierter Modellparameter beschrieben: z.B. $\sigma_u^* = \sigma_u^*(T)$.
- Auf der Ebene der Beanspruchungsgröße: Für die Weibullspannung σ_w wird eine Definition derart eingeführt, daß die unverändert definierten Modellparameter m und σ_u sowohl unabhängig von der Probengeometrie als auch unabhängig von den Versuchsbedingungen werden.

Während bei der ersten Möglichkeit nur globale, die ganze Probe betreffende Größen wie z.B. die Versuchstemperatur für eine Modellkorrektur herangezogen werden können, bietet eine Modifikation der Definition der Weibullspannung die Möglichkeit, lokal wirksame Größen wie lokal auftretende Dehnungen oder Temperaturen zu berücksichtigen. Deshalb werden die im folgenden vorgestellten Korrekturen über eine geänderte Definition der Weibullspannung eingeführt.

Um die Anwendbarkeit einer Modellmodifikation zu beurteilen, wird die Abhängigkeit der Modellparameter m und σ_u von der Versuchsserie untersucht und wenn möglich eine Abhängigkeit von der Temperatur und der Dehnrates getrennt betrachtet. Geringe Abhängigkeiten werden als Indiz für eine Einsetzbarkeit des Modells gewertet.

6. 3. 1. Empirische Modelle

Für erste empirisch begründete Modifikationen des Beremin-Modells soll das lokale Spaltbruchkriterium genauer betrachtet werden; die anderen beiden Grundannahmen bleiben unberührt: Die Weakest-Link-Annahme sei also vorausgesetzt, und es werde angenommen, die Mikrorisse seien homogen verteilt und ihre Längenverteilung durch Gl. (34) gegeben.

Temperatur-Korrektur

Für die Herleitung des Beremin-Modells wurde die Gültigkeit des Kriteriums $\sigma_c^2=C/l$ vorausgesetzt. Davon ausgehend kann eine Temperaturabhängigkeit der Spaltbruchspannung über eine Temperaturabhängigkeit der für die Schaffung freier Oberflächen erforderlichen Energie γ eingebracht werden (Kap. 3.2.2., Gl. (29)). Das führt auf eine temperaturabhängige Definition von σ_w . Da jedoch bei den durchgeführten Untersuchungen keine einheitliche Temperaturabhängigkeit der σ_w -Werte aufgetreten ist, sollen hier keine Korrekturen aufgestellt werden, die eine temperaturabhängige Berechnung der Weibullspannung verwenden.

Vergleichsdehnungskorrektur

Eine Möglichkeit, die im Übergangsbereich zunehmend dem Spaltbruch vorausgehende Plastizierung zu berücksichtigen, ist die von der Beremin-Gruppe vorgeschlagene Modifikation der Weibullspannung mit dem plastischen Anteil der Dehnung in Hauptspannungsrichtung (Kap. 3.3.2.):

$$\sigma_w = \sqrt[m]{\sum_{i=1}^{n_{pl}} (\Sigma_1^i)^m \exp\left(-\frac{m}{2} E_1^{pi}\right) \frac{V_i}{V_0}} \quad (67)=(63)$$

Um auch mehrachsigen Beanspruchungszuständen gerecht zu werden, wurde die Hauptdehnungskorrektur in der Weise geändert, daß statt E_1^p die plastische Vergleichsdehnung E_v^p als Dehnungskorrektur von σ_w verwendet wurde. Die Weibullspannung berechnet sich dann nach

$$\sigma_w = \sqrt[m]{\sum_{i=1}^{n_{pl}} (\Sigma_1^i)^m \exp\left(-\frac{m}{2} E_v^{pi}\right) \frac{V_i}{V_0}} \quad (68)$$

wobei hier wieder die in der Belastungsgeschichte maximal aufgetretenen Werte des Summanden berücksichtigt werden müssen. Geschieht dies nicht, führt die Dehnungskorrektur mit zunehmender Plastizierung zu abnehmenden σ_w -Werten.

Diese Korrektur führt bei höheren Dehnungen über eine Reduzierung von σ_w zu einer Absenkung der momentanen Spaltbruch-Versagenswahrscheinlichkeit. Das entspricht der Vorstellung, daß eine fortgeschrittene Plastizierung die Entstehung von Spaltbruch erschwert. In Tab. 13 und in Bild 32 sind die Weibullverteilungen der unterschiedlichen Versuchsserien tabellarisch bzw. grafisch dargestellt.

Probe (Vergleichs- größe, Modell)	Korrektur	σ_u [MPa]			m		
		σ_u	90%Konf.inter- vall	$\sigma_u/m^{1/m}$	m	m_{korr}	90%Konf.- intervall
mKZ-stat-196	-	1932	1910-1954	1758	38.8	36.0	26.5-49.2
(ΔL , Mises)	ε_V^p	1758	1747-1769	1655	70.2	65.1	47.8-89.1
KZ-stat-150	-	1962	1936-1990	1826	56.1	46.0	27.8-77.8
(ΔL , Gurson)	ε_V^p	1842	1821-1863	1730	67.6	55.5	33.6-93.9
KZ-stat-120	-	1799	1789-1809	1720	102.8	91.8	62.8-135.4
(ΔL , Gurson)	ε_V^p	1682	1676-1688	1625	144.3	128.8	88.2-190.1
KZ-dyn-50	-	2255	2224-2287	2078	47.1	40.5	26.1-63.9
(ΔL , Gurson)	ε_V^p	2045	2024-2068	1912	61.3	52.6	33.9-83.0
C(T)-60	-	2731	2680-2784	2376	22.3	20.8	15.4-28.2
(J, Gurson)	ε_V^p	2662	2614-2711	2326	23.3	21.7	16.1-29.4
ISO-V-50	-	2110	2083-2138	1938	44.6	39.4	26.5-59.3
(s, Gurson)	ε_V^p	1802	1795-1810	1739	138.0	121.8	82.0-183.5
ISO-V-10	-	3289	3185-3401	2851	21.4	18.0	11.3-29.4
(s, Gurson)	ε_V^p	3129	3021-3245	2690	19.7	16.6	10.4-27.0

Tab. 13: Einfluß der plastischen Dehnungskorrektur (Vergleichsdehnungskorrektur) auf die Weibullparameter. ($V_0=0.001 \text{ mm}^3$).

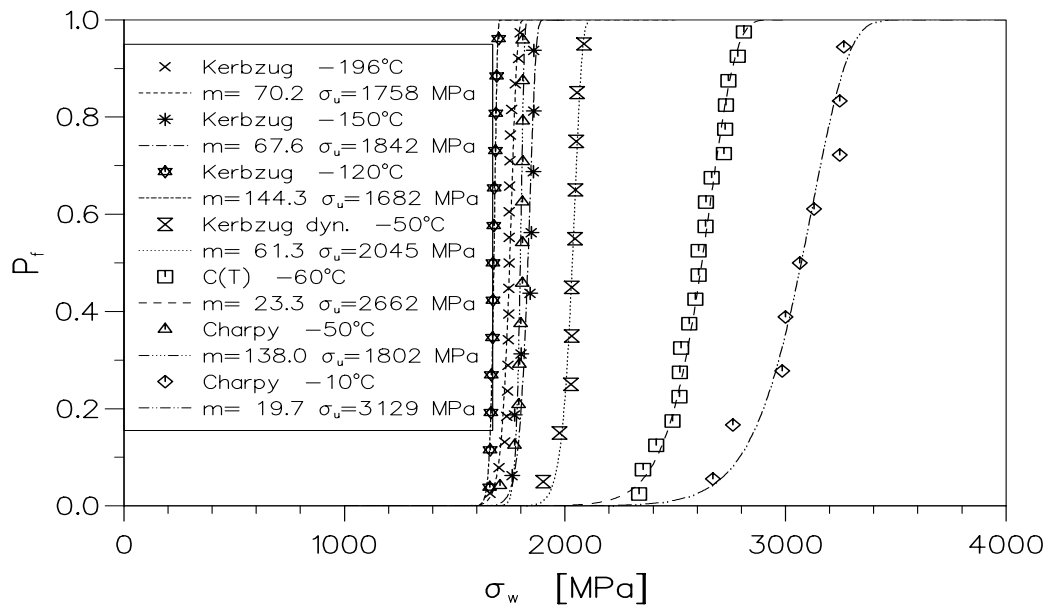


Bild 32: Versagenswahrscheinlichkeiten der geprüften Proben über vergleichsdehnungskorrigierte Weibullspannungen. ($V_0=0.001 \text{ mm}^3$).

Wie zu erwarten reduziert die Vergleichsdehnungskorrektur die σ_u -Werte im Vergleich zum unkorrigierten Beremin-Modell (Bild 30). Die m -Werte sind nun höher, die Streuung der Weibullspannungen innerhalb einer Versuchsserie geringer. Das geht mit der Forderung einher, daß mit der Plastizierung die Spaltbruchgefährdung nun geringer wird, σ_w also weniger stark zunimmt. Damit ist es zwar gelungen, die Weibullparameter insbesondere der Kerbzugversuche sehr nah zusammen zu bringen. Die hohen Weibullexponenten erschweren jedoch eine Übertragung der "kritischen Weibullspannung" zwischen den Versuchsserien unterschiedlicher Temperatur. Es muß auch beachtet werden, daß die Differenz der am weitesten voneinander entfernt liegenden σ_u -Werte (Kerbzugversuche bei -120°C und Kerbschlagbiegeversuche bei -10°C) nur unwesentlich verringert wurde. Die Abstände zwischen den einzelnen Serien sind also teilweise immer noch so groß, daß eine Übertragung des σ_u -Wertes von einer Versuchssituation auf eine beliebige andere nicht sinnvoll ist. Somit reicht diese Modifikation nicht aus, alle Versuchsserien mit den gleichen Weibullparametern beschreiben zu können.

Grenzkurvenkorrektur

Da auch die Vergleichsdehnungskorrektur eine Übertragbarkeit der Weibullparameter noch nicht ermöglicht, wurde eine weitergehende Modifikation für den Übergangsbereich erprobt: Dabei wird die duktile Schädigung nicht nur über die Spannungsberechnungen mit dem modifizierten Gurson-Modell berücksichtigt, sondern zusätzlich über eine Interpretation der duktilen Initiierungskurve

$$E_{vgrenz}^p(H) = c_1 \exp(-c_2 H) + c_3 \quad (69)$$

[Han77, Mac77, Hol92] hinsichtlich der Spaltbruchwahrscheinlichkeit. E_{vgrenz}^p ist die von der Mehrachsigkeit H abhängige plastische Vergleichsdehnung für duktile Initiierung. Die drei Parameter c_1 , c_2 und c_3 wurden für den untersuchten Stahl bestimmt. Sind in einem Volumenelement die Bedingungen für duktile Schädigung erfüllt, sollte dieses Element keinen Beitrag mehr zur Spaltbruchwahrscheinlichkeit leisten. Die Weibullspannung wurde dazu nach

$$\sigma_w = \sqrt[m]{\sum_{i=1}^{n_{pi}} (\Sigma_1^i)^m \exp\left(-m \frac{E_v^{pi}}{E_{vgrenz}^{pi} - E_v^{pi}}\right)} \frac{V_i}{V_0} \quad (70)$$

berechnet. Da diese Korrektur auf die mit dem modifizierten Gurson-Modell berechneten Spannungen aufsetzt, wird die Initiierung der duktilen Schädigung doppelt berücksichtigt. Somit ist nicht verwunderlich, daß die Grenzkurvenkorrektur nun so früh eingreift, daß teilweise für alle Proben einer Versuchsserie die gleiche Weibullspannung berechnet wird. Das heißt, daß die Grenzkurvenkorrektur im Zusammenhang mit Spannungsberechnungen durch ein Schädigungsmodell nicht sinnvoll ist. Wird dagegen ein Materialmodell ohne Berechnung der duktilen Schädigung verwendet, können zumindest Ergebnisse erwartet werden, die gegenüber dem unkorrigierten Beremin-Modell eine Verbesserung darstellen.

Die zwei bisher getesteten Modifikationen galten dem lokalen Spaltbruchkriterium. Die folgenden zwei Modelle setzen an der Anzahl der zur Verfügung stehenden Mikrorisse an.

6. 3. 2. Mikrorißbildungsmodell

Motivation

Mit zunehmender Verformung wird bei den zuvor aufgeführten Modifikationen die Weibullspannung zu kleineren Werten hin korrigiert. Der Hintergrund dafür war zum einen, die von Beremin festgestellte Zunahme der Versagensspannung mit der Dehnung durch eine von der Dehnung gesteuerten Korrektur zu kompensieren. Zum anderen war die Hoffnung gegeben, daß sich aufgrund einer bei höherer Dehnung angehobenen Spaltbruchspannung ein deutlicher Zähigkeitsanstieg mit der Temperatur vorausberechnen läßt.

Bei Betrachtung der lokalen Beanspruchung bei Spaltbruch in Bild 28 in Kap. 6.1.4. fällt auf, daß mit größeren lokalen, plastischen Bruchdehnungen die lokalen Bruchspannungen tendenziell niedriger sind als bei geringeren Dehnungen. Damit liegt die zur Motivation der Vergleichsdehnungskorrektur umgekehrte Situation vor: Um ein Spannungskriterium auf Proben, die bei unterschiedlichen Dehnungen brechen, anwenden zu können, muß eine Beanspruchungsgröße gewählt werden, die so definiert ist, daß sie mit zunehmender Dehnung größer wird, und ihr kritischer Wert unabhängig von der Dehnung ist. Für ein darauf aufbauendes Versagensmodell kann folgendes erwartet werden:

- Liegt diese Beanspruchungsgröße in Form einer entsprechend zu berechnenden Weibullspannung vor, unterliegt sie im Übergangsbereich einer größeren Streuung als die Weibullspannung des unkorrigierten oder vergleichsdehnungskorrigierten Beremin-Modells. Das wird den Erwartungen gerecht, die Spaltbruchereignisse, die im Experiment während einer merklichen Zunahme der Belastung stattfinden, durch eine Beanspruchungsgröße zu beschreiben, die ihrerseits auch einer deutlichen Streuung unterliegt.
- Die Anwendung des Beremin-Modells zeigt, daß die im Übergangsbereich oft hohen Weibullexponenten eine starke Lokalisierung des spaltbruchgefährdeten Gebietes mit sich ziehen. Da eine solche Dehnungskorrektur der Weibullspannung zu kleineren Weibullexponenten führt, wird diese Lokalisierung abgeschwächt. Der Spaltbruchinitiation im Mittenbereich der Querschnittsflächen zweier Kerbzugproben wird durch kleinere Weibullexponenten wieder eine reale Wahrscheinlichkeit zugeordnet.

Annahmen und Realisierung

Bislang wurde angenommen, daß alle Mikrorisse spontan gebildet wurden bzw. für Spaltbruch zur Verfügung standen, sobald die Fließgrenze erreicht war. Im Fall des Karbid-ausgelösten Versagens bedeutet das, daß alle Karbide mit Beginn der Plastizierung sofort brechen. Nun soll angenommen werden, daß die Mikrorißbildung zwar weiterhin mit dem Erreichen der Fließgrenze beginnen soll; jedoch sollen mit zunehmender Plastizierung weitere Mikrorisse hinzukommen. Chen und Stöckl [Che90, Stö95] weisen darauf hin, daß das Aufbrechen der Karbidteilchen infolge des sich dehnenden, umgebenden Materials mit dem Beginn des plastischen Fließens noch nicht abgeschlossen ist. Vielmehr liegt ein kontinuierlicher Prozess zugrunde, der im folgenden in ein Spaltbruchmodell eingearbeitet werden soll.

Wenn N den Anteil der gebrochenen Karbide, oder allgemeiner, den Anteil der erzeugten Mikrorisse von der Gesamtzahl der je zur Verfügung stehenden, mikrorißbildenden Stellen

bezeichnet, dann ist im Beremin-Modell:

$$N(E_v^p) = \begin{cases} 0 & \text{für } E_v^p = 0 \\ 1 & \text{für } E_v^p > 0 \end{cases} \quad (71)$$

Da das reale $N(E_v^p)$ nicht bekannt ist, soll nun für N ein einfacher Ansatz dienen:

Die Mikrorißbildung setze mit dem Erreichen der Fließgrenze plötzlich ein und nehme dann mit zunehmender mesoskopischer plastischer Vergleichsdehnung E_v^p linear ab, bis bei einer Grenzdehnung E_{lim} keine Mikrorisse mehr hinzukommen. Bei einer bestimmten Dehnung steht dann der N -te Anteil der Mikrorisse zur Verfügung mit

$$N(E_v^p) = \begin{cases} 0 & \text{für } E_v^p = 0 \\ \frac{2E_v^p}{E_{lim}} - \frac{E_v^{p2}}{E_{lim}^2} & \text{für } 0 < E_v^p \leq E_{lim} \\ 1 & \text{für } E_v^p > E_{lim} \end{cases} \quad (72)$$

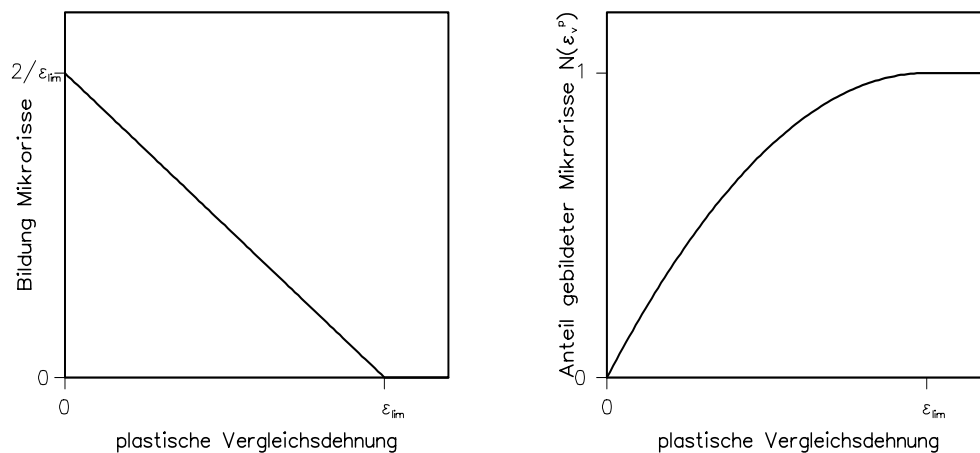


Bild 33: Mikrorißbildung in Abhängigkeit von der plastischen Vergleichsdehnung E_v^p .

Links: $dN/dE_v^p (E_v^p)$.

Rechts: $N(E_v^p)$.

Innerhalb eines Zeitintervalls wird nun die Wahrscheinlichkeit für Spaltbruch in einem Volumenelement mit N multipliziert (1. Term). Hinzu kommt nun noch die zusätzliche

Versagenswahrscheinlichkeit durch neu gebildete Mikrorisse (2. Term):

$$P_f^i(\Delta t) = \int_{l_i^\sigma(t)}^{l_i^\sigma(t-\Delta t)} P(l) dl N^i(t-\Delta t) + \int_{l_i^\sigma(t)}^{\infty} P(l) dl \cdot (N^i(t) - N^i(t-\Delta t)) \quad (73)$$

Die bis zur Zeit t akkumulierte Versagenswahrscheinlichkeit in der ganzen Struktur berechnet sich dann mit Hilfe der Weibullspannung

$$\sigma_w(t) = \sqrt[m]{\sum_{i=1}^{n_{pl}} \left(\frac{V_i}{V_0} \cdot (\Sigma_1^i(t))^m N^i(t) \right)} \quad (74)$$

In Tab. 14 ist der Einfluß der Mikrorißbildungskorrektur auf die Weibullparameter dargestellt. Alle Berechnungen wurden mit $E_{lim}=3$ durchgeführt.

Probe (Vergleichs- größe, Modell)	Korrektur	σ_u [MPa]			m		
		σ_u	90%Konf.- intervall	$\sigma_u/m^{1/m}$	m	m_{korr}	90%Konf.intervall
mKZ-stat-196 (ΔL , Mises)	-	1932	1910-1954	1758	38.8	36.0	26.5-49.2
	M.bldg.	1990	1939-2043	1681	16.7	15.5	11.4-21.2
KZ-stat-150 (ΔL , Gurson)	-	1962	1936-1990	1826	56.1	46.0	27.8-77.8
	M.bldg.	1883	1856-1913	1743	50.7	41.5	25.1-70.4
KZ-stat-120 (ΔL , Gurson)	-	1799	1789-1809	1720	102.8	91.8	62.8-135.4
	M.bldg.	1759	1749-1769	1677	96.0	85.7	58.7-126.4
KZ-dyn-50 (ΔL , Gurson)	-	2255	2224-2287	2078	47.1	40.5	26.1-63.9
	M.bldg.	2168	2136-2202	1986	42.9	36.9	23.7-58.2
C(T)-60 (J , Gurson)	-	2731	2680-2784	2376	22.3	20.8	15.4-28.2
	M.bldg.	6715	6170-7317	4867	5.0	4.6	3.4-6.3
ISO-V-50 (s , Gurson)	-	2110	2083-2138	1938	44.6	39.4	26.5-59.3
	M.bldg.	2190	2144-2238	1940	27.2	24.0	16.2-36.2
ISO-V-10 (s , Gurson)	-	3289	3185-3401	2851	21.4	18.0	11.3-29.4
	M.bldg.	3001	2909-3101	2608	22.0	18.5	11.6-30.2

Tab. 14: Einfluß der Mikrorißbildungskorrektur auf die Weibullparameter. $E_{lim}=3$, $V_0=0.001 \text{ mm}^3$.

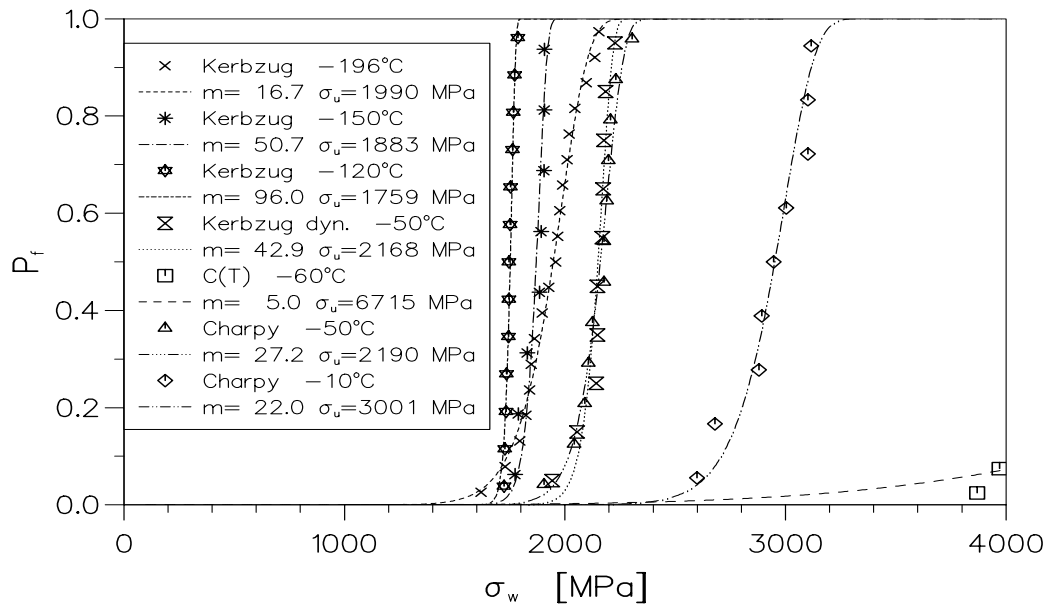


Bild 34: Versagenswahrscheinlichkeiten der geprüften Proben über mikrorißbildungskorrigierte Weibullspannungen (Tab. 14). ($V_0=0.001 \text{ mm}^3$).

Bis auf eine Ausnahme reduziert diese Modifikation die Weibullexponenten m , wie erwartet. Die Datenpunkte fast aller C(T)-Proben liegen in Bild 34 außerhalb des dargestellten σ_w -Bereichs, wobei die kleineren m -Werte zu den hohen σ_w -Werten beigetragen haben. Die Streuung der plastischen Vergleichsdehnungen, bei denen die C(T)-Proben brechen, ist wesentlich größer als der der anderen Proben. Das hat zur Folge, daß die Weibullspannungen (Gl. (74)) nun viel stärker streuen als die der anderen Serien. Somit ist eine Übertragbarkeit der Parameter nicht zwischen allen Probenserien gegeben.

Es muß gefolgert werden, daß das Mikrorißbildungsmodell als Versagensmodell für Spaltbruch zumindest für das untersuchte Material und den untersuchten Beanspruchungsbereich nicht geeignet ist. Der Vorteil leicht reduzierter Exponenten wiegt den Verlust an Parameterübertragbarkeit nicht auf.

6. 3. 3. Hohlraumkorrektur-Modell

Motivation

Die Bildung von Hohlräumen, die zur duktilen Schädigung führt, geht von Zweitphasenteilchen aus. Dabei spielen sowohl die Hohlräume, die sich an den größeren Einschlüssen bilden, eine Rolle, als auch die Hohlräume, die sich an den kleineren Karbiden bilden (Kap. 3.1.). Letztere tragen wesentlich zur Vereinigung der größeren Hohlräume bei. Den Karbiden kommt somit eine mehrfache Bedeutung zu:

- Mit ihnen wird die Bildung von Mikrorissen verknüpft, die zu globalem Spaltbruchversagen führen können.

- An ihnen können dadurch Hohlräume entstehen, daß sich entweder das umgebende Matrixmaterial ablöst oder ein Karbidteilchen, das nicht unmittelbar globalen Spaltbruch herbeiführt, bricht, wobei zwischen den Teilstücken ein Hohlraum entsteht.

Es wurde beobachtet, daß Hohlraumbildung an Karbiden die Neigung zu Spaltbruch signifikant verringern kann [Xia96].

Von dieser Modifikation wurde erwartet, daß sie den Einfluß der duktilen Schädigung deutlicher wiedergibt als die einfache Anwendung des Beremin-Modells auf die Ergebnisse der Rechnungen mit dem modifizierten Gurson-Modell. In Bereichen, in denen zwar noch kein Tragfähigkeitsverlust durch das Zusammenwachsen der Hohlräume auftritt, jedoch schon erste Schädigungserscheinungen durch Hohlraumbildung auszumachen sind, wird erwartet, daß die Spaltbruchwahrscheinlichkeit reduziert wird. Das heißt, Spaltbruch wird durch duktile Schädigung verzögert. Das äußert sich dann auch in einem verstärkten Anstieg der Bruchzähigkeit mit zunehmender Temperatur.

Annahmen

Im folgenden werde angenommen, daß Spaltbruch durch Bruch eines Karbids hervorgerufen wird. Dieses kann keinen Beitrag mehr zu Spaltbruch leisten, sobald sich an ihm durch Ablösung der Ferritmatrix ein Hohlraum gebildet hat [Koe95, Xia96].

Während im Beremin-Modell alle Mikrorisse mit Erreichen der Fließgrenze für eine Spaltbruchausbreitung für immer zur Verfügung stehen, soll sich nun deren Menge um die Anzahl der Teilchen verringern, um die sich ein Hohlraum bildet.

Sowohl die anfängliche Mikroriß-Längenverteilung als auch das lokale Spaltbruchkriterium sollen vom Beremin-Modell übernommen werden (Gln. (34) und (36)). Die Weakest-Link-Annahme soll nun insofern abgeändert werden, daß nur noch die durch die anliegende Spannung gefährdeten Mikrorisse zu globalem Versagen führen, bei denen sich die Ferrit-Matrix noch nicht abgelöst hat. Desweiteren werde angenommen, daß die Anzahl der durch Matrixablösung ausgeschalteten Karbide proportional zu den insgesamt an allen Zweitphasenteilchen gebildeten Hohlräumen ist.

Realisierung

Die für ein Zeitintervall für ein Volumenelement i berechnete Spaltbruchwahrscheinlichkeit (Gl. (61)) wird mit dem Anteil der noch zur Verfügung stehenden Karbide multipliziert:

$$P_f^i(\Delta t) = \frac{1}{\sigma_u^m} \frac{V_i}{V_0} \cdot \left((\Sigma_i^j(t))^m - (\Sigma_i^j(t-\Delta t))^m \right) \cdot \left(1 - \frac{\sum_{t_j \leq t} N_{nuc}(\Delta t_j)}{N_K} \right) \quad (75)$$

Dabei sind t_j die in der FE-Rechnung verwendeten diskreten Zeitpunkte, Δt_j die dazugehörigen Zeitintervalle, N_K die Anzahl der ursprünglich zur Verfügung stehenden Karbide und $N_{nuc}(\Delta t_j)$ die Anzahl der im Zeitintervall Δt_j durch Matrixablösung deaktivierten Karbide. Stehen keine mehr zur Verfügung, wird $P_f^i(\Delta t)=0$ gesetzt.

Da N_{nucl} proportional zu den insgesamt an allen Zweitphasenteilchen gebildeten Hohlräumen ist, lässt sich N_{nucl} aus der dehnungskontrollierten Hohlraumbildungsrate (Gl. (9)) nach Chu und Needleman berechnen:

$$N_{nucl}(\Delta t) \approx \frac{c_1 \dot{f}_{nucl} V_i \Delta t}{V_K} \quad (76)$$

mit dem Karbidvolumen V_K und einer Konstanten $c_1 < 1$, da nicht nur an Karbiden Hohlräume entstehen. Die Zahl der Karbide lässt sich über

$$N_K \approx \frac{c_2 f_n V_i}{V_K} \quad (77)$$

aus dem Bruchteil c_2 des Anteils hohlraumbildenden Teilchen f_n abschätzen. Somit kann $N_{nucl}(\Delta t)/N_K$ durch

$$\frac{N_{nucl}(\Delta t)}{N_K} \approx c_n \frac{\dot{f}_{nucl} \Delta t}{f_n} \quad (78)$$

mit $c_n = c_1/c_2$ angenähert werden. Die akkumulierte Versagenswahrscheinlichkeit zur Zeit t ist die Summe über alle zurückliegenden Zeitintervalle Δt_j und ergibt nach kurzer Rechnung:

$$P_f^i(t) = \frac{1}{\sigma_u^m} \frac{V_i}{V_0} \cdot \left((\Sigma_1^i(t))^m \cdot \left(1 - \frac{c_n}{f_n} \sum_{t_j \leq t} \dot{f}_{nucl}^i(\Delta t_j) \right) + \frac{c_n}{f_n} \sum_{t_j \leq t} \left((\Sigma_1^i(t_{j-1}))^m \dot{f}_{nucl}^i(\Delta t_j) \right) \right) \quad (79)$$

Die Versagenswahrscheinlichkeit der ganzen Struktur berechnet sich dann zur Zeit t nach

$$P_f(t) = 1 - \exp \left(- \left(\frac{\sigma_w(t)}{\sigma_u} \right)^m \right) \quad (80)$$

mit

$$\sigma_w(t) = \sqrt[m]{\sum_{i=1}^{n_{pl}} \frac{V_i}{V_0} \cdot \left((\Sigma_1^i(t))^m \cdot \left(1 - \frac{c_n}{f_n} \sum_{t_j \leq t} f_{nucl}^i(\Delta t_j) \right) + \sum_{t_j \leq t} \left((\Sigma_1^i(t_{j-1}))^m \frac{c_n}{f_n} f_{nucl}^i(\Delta t_j) \right) \right)} \quad (81)$$

mit

$$f_{nucl}^i(\Delta t_j) = \Delta t_j \frac{f_n}{s_n \sqrt{2\pi}} \exp \left(- \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{E_{vM}^{pi}(t_j) - \varepsilon_n}{s_n} \right)^2 \right) \dot{E}_{vM}^{pi}(t_j) \quad (82)$$

Die Wirkung der Korrektur wurde getestet, indem die mit dem modifizierten Gurson-Modell berechneten Spannungen nun mit Hilfe der obigen Gleichungen ausgewertet wurden. Statt der mesoskopischen Dehnung E_{vM}^p des Matrixwerkstoffs wurde hier der Einfachheit halber die mesoskopische Dehnung E_v^p für das Gesamtmaterial verwendet. Die Werte der Konstanten ε_n und s_n , die bereits bei den Gurson-Simulationen benötigt wurden, wurden beibehalten. Anstatt c_n iterativ an die experimentellen Ergebnisse anzupassen, wurde die Wirkung der Korrektur durch Verwendung verschiedener Einflußfaktoren c_n erprobt. Dabei wurden mit $c_n=100$ hinsichtlich der Konvergenz der σ_u - und m -Bestimmung und hinsichtlich der Auswirkung der Korrektur die besten Erfahrungen gemacht. Dieser Wert wurde dann bei allen Berechnungen beibehalten. In Bild 35 sind die Ergebnisse der Weibull-Untersuchungen mit der Hohlraumkorrektur mit $c_n=100$ grafisch dargestellt.

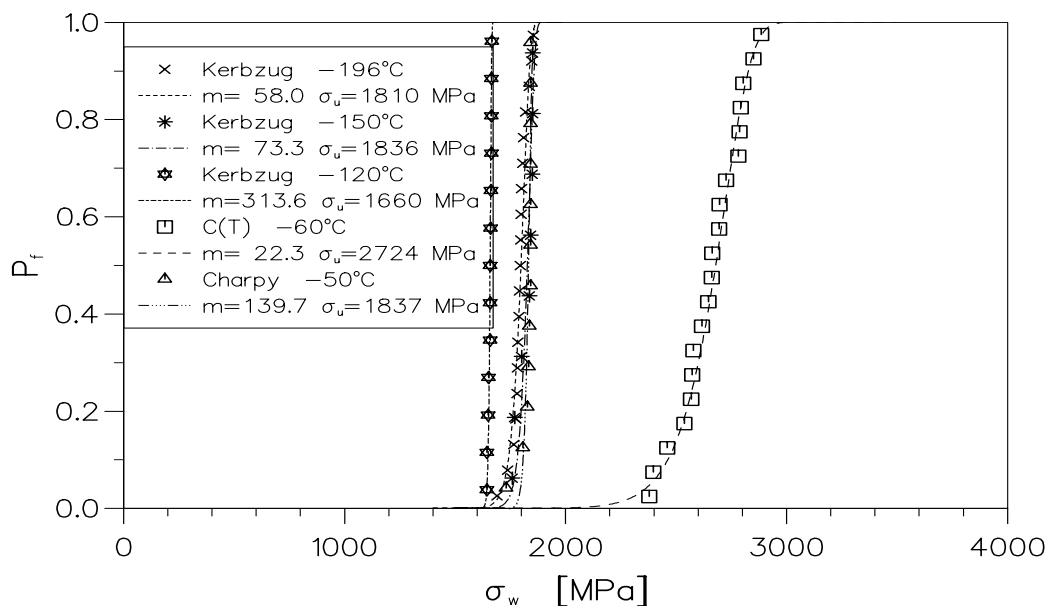


Bild 35: Versagenswahrscheinlichkeiten der geprüften Proben über hohlraumkorrigierte Weibullspannungen (Tab. 15). ($V_0=0.001 \text{ mm}^3$).

Abgesehen von den C(T)-Versuchen liegen die Weibullspannungen aller Proben nah zusammen. Bei zwei Versuchsserien wuchs bei der iterativen Parameterbestimmung der

Weibullexponent m so weit an, daß keine Konvergenz mehr erreicht werden konnte. Nicht nur bei diesem Modell kam es zu deutlich unterschiedlichen und teilweise sehr hohen Exponenten, die

- wegen der Abhängigkeit von σ_u von m eine Vergleichbarkeit der σ_u -Werte erschweren,
- die Prozedur der Parameterbestimmung teilweise nicht mehr konvergieren läßt und
- allen Proben einer Serie die gleiche versagensrelevante Beanspruchung $\sigma_u = \sigma_w$ zuordnen.

Deshalb wurde von einer weitergehenden Modellmodifikation Gebrauch gemacht:

Vorgabe von m

Bei der Bestimmung der Weibullparameter wird m im Voraus auf einen festen Wert festgelegt, wonach nur noch σ_u bestimmt werden muß. Dazu kann m aus der Lage der Bruchursprünge und der dort zum Zeitpunkt des Spaltbruchs vorherrschenden Spannungen abgeschätzt werden [Brü90, Brü91]. Für m wird sowohl bei der σ_u -Bestimmung für alle Proben als auch bei einer Wahrscheinlichkeitsberechnung der gleiche Wert beibehalten. Daraus ergeben sich die folgenden Vorteile:

- Unabhängig von m können die σ_u -Werte unterschiedlicher Probenserien miteinander verglichen werden,
- mit der Wahl von vernünftig anzusehenden m -Werten wird die Anwendbarkeit von Weibullparametern zur Bestimmung von Spaltbruchwahrscheinlichkeiten anderer Proben wieder sinnvoll, und
- die Parameterbestimmung wird wesentlich vereinfacht, da σ_u mit einer Berechnungsformel bestimmt wird; Konvergenzprobleme treten nicht mehr auf.

Als Nachteil muß genannt werden, daß die wesentliche Eigenschaft der vorgestellten Modelle verlorengeht: Die aus der Stärke der Streuung von Meßergebnissen erhaltene Information über den Werkstoff steht für Vorhersagen nun nicht mehr zur Verfügung.

Es wird nun angenommen, daß sich trotz des Verlustes dieser Fähigkeit das Hohlraumkorrektur-Modell im Zusammenhang mit der Vorgabe von m als Versagensmodell eignet. Eine Abschätzung von m aufgrund der fraktografischen Befunde wurde nicht vorgenommen.

Die in Bild 36 vorgestellten Weibullverteilungen wurden mit einem als Beispiel gewählten $m=30$ ermittelt. Die Parameter sind in Tab. 15 aufgelistet.

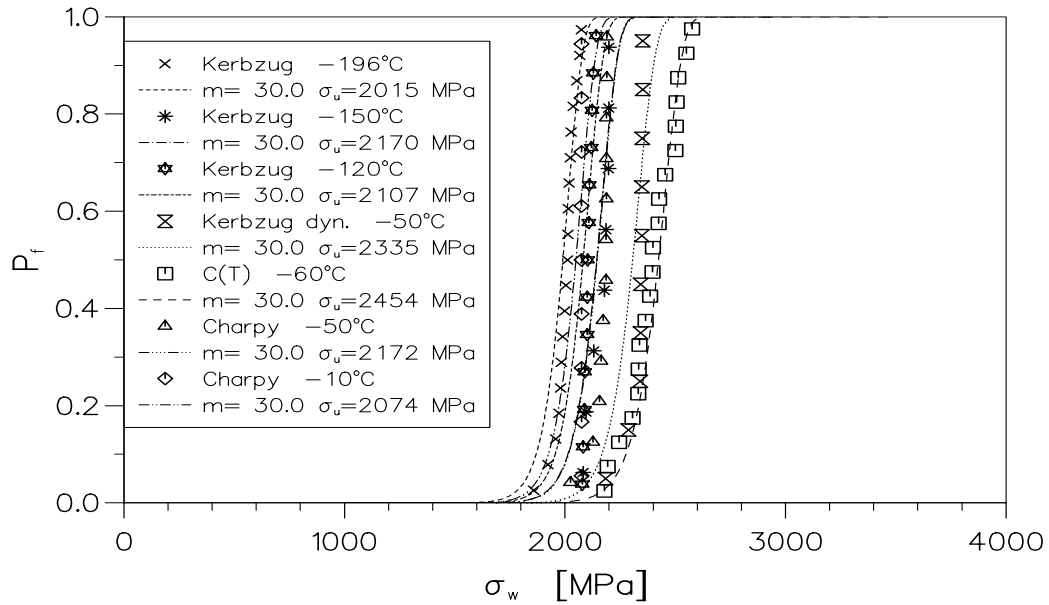


Bild 36: Versagenswahrscheinlichkeiten der geprüften Proben über hohlraumkorrigierte Weibullspannungen unter Vorgabe von $m=30$ (Tab. 15). ($V_0=0.001 \text{ mm}^3$).

Probe (Vergleichs- größe, Modell)	Korrektur	σ_u ($m=30$) [MPa]		σ_u [MPa]		m		
		σ_u	90%Konf.- intervall	σ_u	90%Konf.- intervall	m	m_{korr}	90%Konf.- intervall
mKZ-stat-196	-	2035	2006-2065	1932	1910-1954	38.8	36.0	26.5-49.2
(ΔL , Mises)	f_{nucl}	2015	1986-2045	1810	1796-1824	58.0	53.7	39.5-73.5
KZ-stat-150	-	2252	2197-2312	1962	1936-1990	56.1	46.0	27.8-77.8
(ΔL , Gurson)	f_{nucl}	2170	2116-2228	1836	1817-1856	73.3	60.1	36.4-101.8
KZ-stat-120	-	2225	2185-2266	1799	1789-1809	102.8	91.8	62.8-135.4
(ΔL , Gurson)	f_{nucl}	2107	2070-2147	1660	1658-1663	313.6	280.0	192-413
KZ-dyn-50	-	2551	2497-2608	2255	2224-2287	47.1	40.5	26.1-63.9
(ΔL , Gurson)	f_{nucl}	2335	2286-2388	keine Konvergenz				
C(T)-60	-	2460	2426-2495	2731	2680-2784	22.3	20.8	15.4-28.2
(J , Gurson)	f_{nucl}	2454	2420-2489	2724	2673-2776	22.3	20.7	15.4-28.2
ISO-V-50	-	2296	2253-2341	2110	2083-2138	44.6	39.4	26.5-59.3
(s , Gurson)	f_{nucl}	2172	2131-2215	1837	1830-1845	139.7	123.3	83.0-185.7
ISO-V-10	-	2987	2919-3060	3289	3185-3401	21.4	18.0	11.3-29.4
(s , Gurson)	f_{nucl}	2074	2027-2125	keine Konvergenz				

Tab. 15: Einfluß der Hohlraum-Korrektur und der Vorgabe von m auf die Weibullparameter ($c_n=100$, $V_0=0.001 \text{ mm}^3$).

Beim Vergleich der beiden Weibulldiagramme wird ein wesentlicher Unterschied zwischen den beiden Methoden deutlich: Werden beide Weibullparameter frei bestimmt, beschreiben die Ausgleichskurven die Datenpunkte sehr gut. Wird m vorgegeben, geht diese Eigenschaft zwar verloren, jedoch werden die vertikalen Abstände der Kurven zueinander und somit die Fehler bei der Vorausberechnung von Versagenswahrscheinlichkeiten geringer. Die Vorgabe von m läßt die Kurven so weit zusammenrücken, daß daraus geschlossen werden kann, daß die Wahl des angewandten Versagenskriteriums für diesen Stahl zu den gegebenen Versuchsbedingungen sinnvoll war. Hinsichtlich der Abstände der Kurven ist dieses Modell unter den bisher vorgestellten das beste.

Die mit diesen beiden Modellvarianten berechneten Temperaturverläufe der Spaltbruchzähigkeit sind in den Bildern 37 und 38 dargestellt. Wird der m -Wert vorgegeben, steigt die berechnete Zähigkeit schon bei niedrigeren Temperaturen an als wenn m nicht vorgegeben wird. Im zweiten Fall unterscheiden sich die berechneten Zähigkeiten nur unwesentlich von denen, die mit dem unkorrigierten Beremin-Modell berechnet wurden (Bild 31).

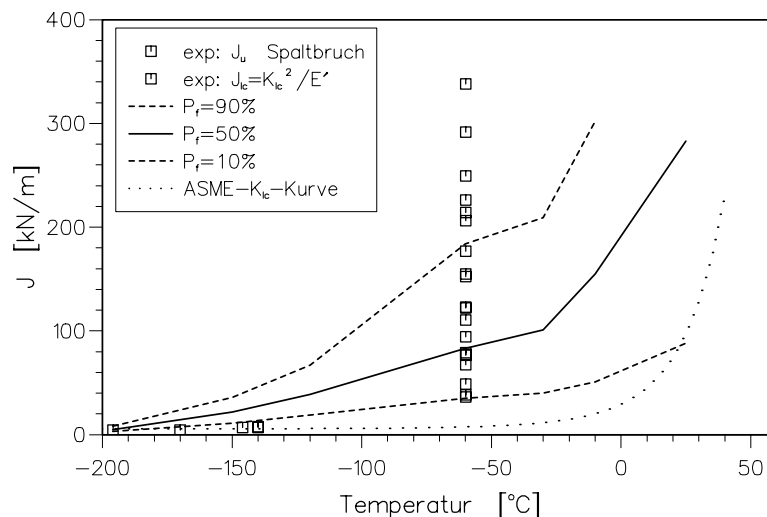


Bild 37: Zähigkeitswerte bei Spaltbruch bei verschiedenen Temperaturen: Experimentelle Ergebnisse aus C(T)-Versuchen, mit dem Hohlraumkorrektur-Modell vorausberechnete 10, 50 und 90%-Wahrscheinlichkeitskurven und in J umgerechnete ASME- K_{Ic} -Referenzkurve.

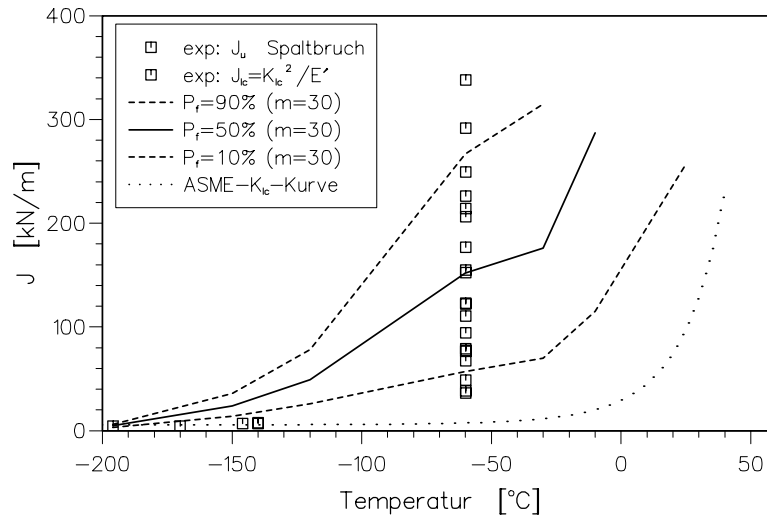


Bild 38: Zähigkeitswerte bei Spaltbruch bei verschiedenen Temperaturen: Experimentelle Ergebnisse aus $C(T)$ -Versuchen, mit dem Hohlraumkorrektur-Modell unter Vorgabe von $m=30$ vorausberechnete 10, 50 und 90%-Wahrscheinlichkeitskurven und in J umgerechnete ASME- K_{Ic} -Referenzkurve.

In Tab. 16 sind die Versuchsserien-Paare markiert, deren σ_u -90%-Konfidenzintervalle sich überschneiden. Zwischen diesen Versuchsserien ist eine Übertragbarkeit des Parameters insofern gegeben, daß es wahrscheinlich ist, daß ihnen ein gemeinsamer σ_u -Wert zugrundeliegt. Dennoch gibt es auch eine Wahrscheinlichkeit dafür, daß die einzelnen σ_u -Werte nicht aus der Schnittmenge der Konfidenzintervalle, sondern von außerhalb herrühren.

Dieses mikromechanische Modell, das die duktile Hohlraumbildung mit dem Prozess der Spaltbruchentstehung koppelt, erzielte im Zusammenhang mit der Vorgabe von m hinsichtlich der Geometrieunabhängigkeit der Parameterwerte und der zu erwartenden Vorhersagefähigkeit die bislang besten Ergebnisse.

Die Vorgabe von m wurde auch bei den anderen vorgestellten Modellen erprobt [Bern95b]. Die annähernde Probenunabhängigkeit der Ergebnisse des Hohlraumkorrektur-Modells wurde dabei jedoch nicht erreicht.

f_{nucl} $m=30$	mKZ -196	KZ -150	KZ -120	KZ-d -50	C(T) -60	ISO -50	ISO -10
mKZ-196							x
KZ-150			x			x	x
KZ-120		x				x	x
KZ-d-50							
C(T)-60							
ISO-50		x	x				
ISO-10	x	x	x				

Tab. 16: Matrix der σ_v -Konfidenzintervall-Überschneidungen (x) für das Hohlraumkorrektur-Modell mit Vorgabe von m.

6. 3. 4. Bewertung und Folgerungen

Eine Anforderung an ein Versagenskonzept ist, mittels möglichst einfach durchführbarer Versuche das Werkstoffverhalten charakterisieren zu können, um anschließend Aussagen zum Bauteilverhalten zu ermöglichen. Von solch einem Konzept muß verlangt werden, daß es definierten Anforderungen an die Genauigkeit und die Reproduzierbarkeit genügt.

Werden anhand von Laborversuchen und begleitenden, numerischen Berechnungen Werkstoffe charakterisiert und deren Beschreibungen anschließend auf andere Einsatzbereiche übertragen, können an mehreren Stellen Unsicherheiten auftreten. Diese können zu fehlerhaften Voraussagen führen. Streuungen experimenteller Ergebnisse erfordern die Angabe von Vertrauensgrenzen bei Kennwerten und Modellparametern; eine ungeeignete oder zu stark vereinfachende Modellierung erfordert genauso Fehlerabschätzungen und Sicherheitsabstände wie vom Probenverhalten abweichendes Werkstoffverhalten im Einsatzbereich.

So muß bei den vorliegenden Untersuchungen davon ausgegangen werden, daß kleine Variationen der Werkstoffeigenschaften Beiträge zu den Differenzen bei den Parametern des Beremin-Modells lieferten. Aufgetretene Ungenauigkeiten bei der Berechnung der duktilen Rißinitiierung (Kap. 6.1.) wurden durch eine geeignete Wahl der Auswerteorte bei der Berechnung der lokalen Beanspruchungen für die Spaltbruchinitiierung berücksichtigt. Der Einfluß der geringfügig anderen, tragenden Querschnittsfläche und anderen Kerbwirkung auf die Berechnung der Weibullspannungen mußte vernachlässigt werden.

Änderungen der Annahmen bezüglich des lokalen Spaltbruchkriteriums und der Anzahl und Entwicklung der zur Verfügung stehenden Mikrorisse führten auf verschiedene Modifikationen des Beremin-Modells:

- eine Vergleichsdehnungskorrektur,
- eine Korrektur mit Hilfe einer Grenzkurve für duktile Initiierung,
- ein Modell, das zusätzlich zum Beremin-Modell die Kontinuität des Mikroriß-Bildungsprozesses beschreibt,
- ein Modell, das zusätzlich die hohlraumbedingte Reduzierung der zur Verfügung stehenden

Mikrorißanzahl beschreibt und

- eine Variante dieses Modells, bei der nur noch ein Modellparameter bestimmt werden muß.

Für alle Modifikationen wurden Programme geschrieben, die eine Auswertung der Beanspruchungsverteilungen ermöglichten. Sie dienten der Ermittlung der Weibullparameter und der Berechnung von Versagenswahrscheinlichkeiten mit gegebenen Weibullparametern. Eine weitgehende Unabhängigkeit der Parameter von der Versuchsserie, mit der sie ermittelt wurden, diente als wesentliches Indiz für die Anwendbarkeit des jeweiligen Modells.

In Bezug auf die Überschneidung der σ_u -Konfidenzintervalle kann festgehalten werden:

- Beim Beremin-Modell war eine σ_u -Übertragung nur zwischen den Kerbzugversuchen bei -196°C und -150°C möglich.
- Die Vergleichsdehnungskorrektur ordnete jeder Serie σ_u -Werte zu, deren Konfidenzintervalle sich nicht überschneiden.
- Die Grenzkurvenkorrektur ist im Zusammenspiel mit einem duktilen Schädigungsmodell physikalisch fragwürdig und kann nicht verwendet werden. Überschneidungen von Konfidenzintervallen wären ohne Bedeutung.
- Die Mikrorißbildungskorrektur führte lediglich zu einer einzigen Übertragbarkeitsmöglichkeit. Auch die extreme Abweichung des σ_u -Wertes der C(T)-Proben spricht deutlich gegen eine Anwendung dieser Korrektur, da gerade eine Übertragung auf C(T)-Proben von Interesse ist.
- Die Hohlraumkorrektur führte unter den Modellvarianten ohne Vorgabe von m zumindest zu zwei und damit zu mehr Übertragungsmöglichkeiten als die anderen Modelle. Nach Vorgabe von m gab es sechs Intervall-Überschneidungen.

Der Einfluß der Versuchstemperatur konnte lediglich unter den Kerbschlagbiegeversuchen und unter den Kerbzugversuchen bei -150°C und -120°C von den anderen Einflüssen separiert betrachtet werden. Dabei zeigte sich bei der Mehrheit der Modellausführungen, daß bei den Kerbzugproben eine höhere Temperatur tendenziell zu niedrigeren, bei den Kerbschlagbiegeproben zu höheren kritischen Weibullspannungen führte. Eine Temperaturabhängigkeit von Weibullparametern kann jedoch für keines der Modelle sicher abgeleitet werden.

Der Einfluß des eingebrachten Anrisses im Vergleich zu den gekerbten Proben zeigte sich in σ_u -Werten, die bei allen Modellen im oberen Bereich angesiedelt waren. Dieser Effekt kann nicht auf die zusätzliche Biegebelastung zurückgeführt werden, da die bei -50°C geprüften Kerbschlagbiegeproben vergleichsweise niedrige σ_u -Werte erzielten.

Der Einfluß der Dehnrates konnte nicht von den anderen Einflüssen separiert werden. Dennoch fiel auf, daß die dynamisch geprüften Proben durchschnittlich höhere Weibullspannungen erzielten als die statisch geprüften Proben.

Sowohl mit dem Beremin-Modell als auch mit den getesteten Modellmodifikationen konnten realitätsnahe Temperaturverläufe der Spaltbruchzähigkeit berechnet werden.

An dieser Stelle sollen die Ergebnisse nicht weiter dazu herangezogen werden, eine noch bessere Übereinstimmung der Weibullparameter zu erzielen. Dies läßt der speziellen Wahl der Werkstoff-Charge und den durchgeführten Experimenten eine zu große Bedeutung zukommen. Eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf eine neue Versuchsreihe ist durch eine

weitere Verbesserung nicht gewährleistet. Dennoch können die dargestellten Abhängigkeiten bei weiteren Modellentwicklungen behilflich sein.

Es kann zusammengefaßt werden, daß einige der erprobten Modifikationen des mit dem modifizierten Gurson-Modell kombinierten Beremin-Modells für den untersuchten Stahl im Übergangsbereich geringe Verbesserungen, das Hohlraumkorrektur-Modell deutlich erkennbare Fortschritte in Richtung probenunabhängige Anwendung erbrachten. Durch das Festhalten des Weibullparameters m konnten die Ergebnisse verbessert und Probleme bei der Konvergenz des Parameter-Bestimmungsalgorithmus verhindert werden.

Zur Überprüfung des Hohlraumkorrektur-Modells ist die Durchführung anderer Versuche oder die Verwendung eines anderen Werkstoffs notwendig. Dazu sollte die Auswahl der Versuche derart vorgenommen werden, daß die verschiedenen Einflüsse auf die Modellparameter wie die Temperatur und die Belastungsgeschwindigkeit separat analysiert werden können.

7. Zusammenfassung

Zur Beschreibung des Verformungs- und Versagensverhaltens metallischer Werkstoffe stehen verschiedene Konzepte zur Verfügung. In den letzten Jahren wurde zur Berechnung der duktilen Schädigung zunehmend das von Needleman und Tvergaard modifizierte Gurson-Modell erfolgreich eingesetzt. Für die Beschreibung und Vorhersage von Spaltbruch wurde für ferritische Stähle das "Beremin-Modell" ("Local Approach") entwickelt. Für eine Modellierung des Verformungs- und Versagensverhaltens im spröde-duktilen Übergangsbereich, wo duktile Schädigung, Spaltbruch oder auch beides nacheinander auftritt, können prinzipiell beide Modelle verwendet werden.

Dazu mußte untersucht werden, ob beide Modelle im Übergangsbereich zuverlässig einsetzbar sind und ob das Verhalten im Übergangsbereich mit Hilfe eines aus beiden Modellen kombinierten Schädigungsmodells berechnet werden kann. Ist das nicht der Fall, sollten Verbesserungen herbeigeführt werden.

Die vorliegende Arbeit befaßte sich mit der Beantwortung dieser Fragestellung an dem als Beispiel verwendeten, ferritischen Stahl der Bezeichnung 22 NiMoCr 3 7.

Nach der Auswertung verschiedener Laborversuche wurde das Verformungs- und Versagensverhalten der untersuchten Proben mit der Methode der Finiten Elemente nachgerechnet und die Spannungsverteilungen bestimmt, wozu das modifizierte Gurson-Modell verwendet wurde. Anschließend wurden die Ergebnisse herangezogen, die Fähigkeit zur Vorhersage von Spaltbruch im Übergangsbereich mit dem Beremin-Modell zu testen. Durch die Berücksichtigung von Kenntnissen zur mikroskopischen Bruchentstehung wurde das Modell modifiziert, um eine Verbesserung der Vorhersagefähigkeit zu erzielen.

Im Einzelnen wurden dazu folgende Arbeiten durchgeführt:

- Die bekannten, mikroskopischen und phänomenologischen Versagensvorgänge im Übergangsbereich wurden beleuchtet und mathematische Beschreibungen der Vorgänge vorgestellt. Aus Diskrepanzen zwischen dem Versagensablauf beim Spaltbruch und den Annahmen, die dem Beremin-Modell zugrundeliegen, ergaben sich Zweifel an einer Einsetzbarkeit dieses Modells.
- Quasistatisch und dynamisch bei mehreren Temperaturen in der Tieflage, im Übergangsbereich und in der Hochlage der Zähigkeit durchgeführte Versuche an Proben unterschiedlicher Geometrie wurden ausgewertet. Dadurch stand eine Vielzahl experimenteller Ergebnisse für fraktografische und numerische Untersuchungen zur Verfügung.
- Mit mikroskopischen Bruchflächenuntersuchungen wurden an fast allen Proben der Betrag des duktilen Rißwachstums und der Ort der Spaltbruchinitiierung bestimmt.
- Mit dem modifizierten Gurson-Modell wurden die Spannungsverteilungen aller Proben bis zu ihrem Bruch berechnet.
- Der zeitliche Verlauf mehrerer lokaler Beanspruchungsgrößen an den Orten der Spaltbruchinitiierung wurde berechnet, um daraus Kriterien für die Spaltbruchentstehung abzuleiten.
- Das Beremin-Modell wurde anhand der berechneten Spannungsverteilungen getestet und

untersucht, ob die Modellparameter abhängig von der Probengeometrie, der Dehnrage und der Versuchstemperatur sind.

- Durch Änderungen der Annahmen bezüglich des lokalen Spaltbruchkriteriums und der Anzahl der zur Verfügung stehenden Mikrorisse wurden verschiedene Modifikationen des Spaltbruchmodells nach Beremin entwickelt und auf ihre Anwendbarkeit hin geprüft.

Dabei wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- Mikroskopische Bruchflächenuntersuchungen bestätigten das im Übergangsbereich typische gemeinsame Auftreten von duktilem Rißwachstum und Spaltbruch.
- Bei der Berechnung der Spannungsverteilungen mit dem modifizierten Gurson-Modell zeigte sich, daß es in der Lage ist, mit dem gleichen Parametersatz das Verformungs- und duktile Versagensverhalten von verschiedenen Proben unter unterschiedlichen Belastungsbedingungen im Übergangsbereich zu beschreiben. Daraus eröffnet sich die Möglichkeit, die Parameter mittels einfach durchführbarer Experimente zu bestimmen und auf Proben oder Bauteile anderer Geometrie unter anderen Belastungsbedingungen zu übertragen.
- Die Berechnung der Beanspruchungsgeschichte am Ort der Spaltbruchinitiierung zeigte unter anderem, daß Spaltbruch auch an Stellen beginnen kann, an denen die über ein repräsentatives Volumen gemittelte größte Hauptspannung am Abnehmen ist.
- Die Erprobung des mit dem modifizierten Gurson-Modell kombinierten Beremin-Modells ergab Abhängigkeiten der Modellparameter von der Probengeometrie, der Belastungsgeschwindigkeit und der Versuchstemperatur. Da für diese Abhängigkeiten keine Gesetzmäßigkeiten gefunden wurden, konnten sie nicht in die Entwicklung eines neuen Spaltbruchmodells eingebracht werden.
- Unter den neu entwickelten und getesteten Modellen erbrachte das Modell, das den Prozess der Spaltbruchentstehung mit der duktilen Hohlraumbildung koppelt, die deutlichsten Fortschritte in Richtung Übertragbarkeit der Modellparameter zwischen unterschiedlichen Versuchsserien und damit in Richtung geometrie- und umgebungsunabhängiger Anwendung. Voraussetzung war das Festhalten des Weibullparameters m . Damit wurden Probleme bei der Parameterbestimmung verhindert und die Übertragbarkeit der σ_v -Werte deutlich verbessert.

Insgesamt haben die Untersuchungen ergeben, daß eine sinnvolle Einsetzbarkeit von Konzepten auf der Basis mikromechanischer Schädigungsmodelle im Übergangsbereich eines ferritischen Stahls gewährleistet ist. Mit ihnen eröffnen sich Möglichkeiten einer Anwendbarkeit auf komplexe Bauteilgeometrien, Werkstoffstrukturen und Beanspruchungssituationen wie eben das Zusammenwirken mehrerer Versagensmechanismen im spröd-duktilen Übergangsbereich.

8. Literaturverzeichnis

- [ABA93] "ABAQUS / Standard user's manual, Version 5.3", Hibbitt, Karlsson & Sorensen, Inc., 1993
- [ADI92] "ADINA Theory and modeling guide", Report ARD 92-8, ADINA R&D, Inc., Watertown, 1992
- [And89] Anderson, T.L., "Crack tip parameters for large scale yielding and low constraint configurations", Int. J. Fract. 41, 1989, 79-104
- [And91] Anderson, T.L., Dodds, R.H.Jr., "Specimen size requirements for fracture toughness testing in the transition region", J. of Testing and Evaluation, JTEVA 19, Nr. 2, 1991, 123-134
- [And93] Anderson, T.L., Dodds, R.H.Jr., "Simple constraint corrections for subsize fracture toughness specimens", Small Specimen Test Techniques Applied to Nuclear Reactor Vessel Thermal Annealing and Plant Life Extension, ASTM STP 1204, W.R. Corwin, Haggag, F.M., Server, W.L. (Hrsg.), American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1993, 93-105
- [Ara85] Aravas, N., McMeeking, R.M., "Microvoid growth and failure in the ligament between a hole and a blunt crack tip", Int. J. Fract. 29, 1985, 21-38
- [Arg75a] Argon, A.S., Im, J., Safoglu, R., "Cavity formation from inclusions in ductile fracture", Metallurgical Transactions A 6A, 1975, 825-837
- [Arg75b] Argon, A.S., Im, J., "Separation of second phase particles in spheroidized 1045 steel, Cu-0.6 Pct Cr alloy, and maraging steel in plastic straining", Metallurgical Transactions A 6A, 1975, 839-851
- [ASMEA4000] ASME Boiler and Pressure Vessel Code A-4000, An American National Standard, ASME XI - 1, Appendix A, American Society of Mechanical Engineers, New York, 1992
- [ASTME399] ASTM E 399-90, "Standard test method for plane-strain fracture toughness of metallic materials", Annual Book of ASTM Standards, Vol. 03.01, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1993
- [ASTME813] ASTM E 813-87, "Standard test method for J_{Ic} , a measure of fracture toughness", Annual Book of ASTM Standards, Vol. 03.01, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1993
- [ASTME1152] ASTM E 1152-87, "Standard test method for determining J - R curves", Annual Book of ASTM Standards, Vol. 03.01, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1993
- [Bat86] Bathe, K.J., Finite-Elemente-Methoden, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, 1986
- [Bec88] Becker, R., Needleman, A., Richmond, O., Tvergaard, V., "Void growth and failure in notched bars", J. Mech. Phys. Solids 36, No. 3, 1988, 317-361

- [Bere81] Beremin, F.M., "Cavity formation from inclusions in ductile fracture of A508 steel", Metallurgical Transactions A 12A, 1981, 723-731
- [Bere83] Beremin, F. M., "A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel", Metallurgical Transactions A 14A, 1983, 2277-2287
- [Bern83] Bernauer, G., Dagaut, E., "Einfluß von numerischer Formulierung und Variationen der Weibullparameter auf die Vorhersage von Rißzähigkeiten nach der Methode des Local Approach", IWM-Bericht T 11/93, Freiburg, 1993
- [Bern95a] Bernauer, G., "Bestimmung von Materialparametern des modifizierten Gurson-Modells", IWM-Bericht T 1/95, Freiburg, 1995
- [Bern95b] Bernauer, G., "Weibull-Analysen des Spaltbruchverhaltens im Übergangsbereich", IWM-Bericht T 2/95, Freiburg, 1995
- [Bla92] Blauel, J.G., Böhme, W., Schäfer, R., Voss, B., Winkler, S., "Rißinitiierungs-Detektion und Ermittlung von Zähigkeitskennwerten bei duktilem Werkstoffverhalten", Berichtskolloquium "Fließbruchmechanik" im Schwerpunktprogramm der Deutschen Forschungsgemeinschaft; Deutscher Verband für Materialforschung und -Prüfung e.V., 1992, 59-71
- [Böh89] Böhme, W., "Experimentelle Untersuchungen zum elastisch-plastischen Bruchverhalten eines Druckbehälterstahls unter dynamischer Beanspruchung", IWM-Bericht W 3/89, Freiburg, 1989, bzw. "Fracture resistance of a pressure vessel steel under impact loading conditions", Rapid Load Fracture Testing, ASTM STP 1130, Chona, R., Corwin, W.R. (Hrsg.), American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1992, 92-103
- [Böh92] Böhme, W., Sun, D.-Z., Schmitt, W., Hönig, A., "Application of micromechanical material models to the evaluation of Charpy tests", ASME-Symposium: Advances in Local Fracture/Damage Models for the Analysis of Engineering Fracture Problems, AMD-Vol. 137, Nr. H00741, Giovanola, J.H., Rosakis, A.J. (Hrsg.), Scottsdale, Arizona, 1992, 203-216
- [Böh94] Böhme, W., Bernauer, G., Hug, M., "Experimentelle Ergebnisse zur Streuung von Bruchzähigkeits-Kennwerten eines RDB-Stahls bei hohen Belastungsraten im Übergangsbereich", IWM-Bericht T 30/94, Freiburg, 1994
- [Böh96] Böhme, W., Bernauer, G., Schmitt, W., "Scatter of a ferritic steel in the transition region analysed by charpy tests and dynamic tensile tests", Proc. 11th Biennial European Conf. on Fracture - ECF 11 - Mechanisms and Mechanics of Damage and Failure, Vol. 1, Petit, J. (Hrsg.), Poitiers, 1996, 645-650
- [Bow86] Bowen, P., Druce, S.G., Knott, J.F., "Effects of microstructure on cleavage fracture in pressure vessel steel", Acta Metall. 34, No. 6, 1986, 1121-1131
- [Bri52] Bridgman, P.W., Studies in large plastic flow and fracture, McGraw-Hill, New York, 1952

- [Broch93] Brochard, J., Combescure, A., Ignaccolo, S., Mottet, G., "On the numerical variabilities in applying the local criterion for cleavage fracture", Proc. SMIRT-12, Paper BG 10/1, Kussmaul, K. (Hrsg.), Stuttgart, 1993, 303-314
- [Brock85] Brocks, W., Müller, W., Olschewski, J., "Experiences in applying ADINA to the analysis of crack tip fields in elastic-plastic fracture mechanics", Computers and Structures 21, Nr. 1/2, 1985, 137-158
- [Brock92] Brocks, W., Karakaya, V., Noack, H.-D., "Vergleichende FE-Analysen einer Bruchmechanik-Probe mit gemischten Elementformulierungen", Bericht BAM-1.31 92/3, BAM Berlin, 1992
- [Brock94a] Brocks, W., Persönliche Mitteilung, 1994
- [Brock94b] Brocks, W., Bernauer, G., Sun, D.-Z., "Local approaches to fracture", Indo-German Workshop on "Advances in Fracture Mechanics", Indian Institute of Science, Bangalore, 1994
- [Brock95a] Brocks, W., "Numerical round robin on micromechanical models", IWM-Bericht T 8/95, Freiburg, 1995
- [Brock95b] Brocks, W., Bernauer, G., "Determination of the Gurson parameters by numerical simulations", Micromechanisms of Fracture and their Structural Significance, Conf. papers of The Institute of Materials Second Griffith Conf., Sheffield, UK, 1995, 109-119
- [Brock95c] Brocks, W., Klingbeil, D., Künecke, G., Sun, D.-Z., "Application of the Gurson model to ductile tearing resistance", Constraint Effects in Fracture Theory and Applications: 2nd Volume, ASTM STP 1244, Kirk, M., Bakker, A. (Hrsg.), American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1995, 232-252
- [Brock95d] Brocks, W., Sun, D.Z., Höning, A., "Verification of the transferability of micromechanical parameters by cell model calculations with visco-plastic materials", Int. J. Plasticity 11, Nr. 8, 1995, 971-989
- [Broe73] Broek, D., "The role of inclusions in ductile fracture and fracture toughness", Engineering Fract. Mechanics 5, 1973, 55-66
- [Brö93a] Bröker, R., Serie von neun Standard-Zugversuchen bei unterschiedlichen Temperaturen, Werkstoff 22 NiMoCr 3 7 (Block "BS"), IWM-Versuchsprotokolle, Freiburg, 1993
- [Brö93b] Bröker, R., Serie von 20 C(T)-Versuchen bei -60°C, Werkstoff 22 NiMoCr 3 7 (Block "BS"), IWM-Versuchsprotokolle, Freiburg, 1993
- [Brü84] Brückner, A., Munz, D., "Scatter of fracture toughness in the brittle-ductile transition region of a ferritic steel", Advances in Probabilistic Fracture Mechanics - PVP 92, The American Society of Mechanical Engineers, 1984, 105-111
- [Brü90] Brückner-Foit, A., Ehl, W., Munz, D., Trolldenier, B., "The size effect of microstructural implications of the weakest link model", Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct. 13, Nr. 3, 1990, 185-200

- [Brü91] Brückner-Foit, A., Munz, D., Trolldenier, B., "Micromechanical implications of the weakest link model for the ductile-brittle transition region", Defect Assessment in Components - Fundamentals and Applications, ESIS/EGF9, Blauel, J.G., Schwalbe, K.H. (Hrsg.), 1991, 477-488
- [Bur74] Burghard, H.C.Jr, "The influence of precipitate morphology on microvoid growth and coalescence in tensile fractures", Metallurgical Transactions 5, 1974, 2083-2094
- [ChaY95] Chao, Y.J., Ji, W., "Cleavage fracture quantified by J and A_2 ", Constraint Effects in Fracture, Theory and Application, ASTM STP 1244, Kirk, M., Bakker, A. (Hrsg.), American Society of Testing and Materials, Philadelphia, 1995, 13-19
- [Chaou95] Chaouadi, R., De Meester, P., van Walle, E., Fabry, A., Van de Velde, J., "Statistical Aspects of micromechanically-based damage models of ductile and cleavage fracture processes", 7th Int. Conf. on Mechanical Behaviour of Materials - Book of Abstracts, Bakker, A. (Hrsg.), Delft University Press, Delft, 1995
- [Che90] Chen, J.H., Zhu, L., Ma, H., "On the scattering of the local fracture stress σ_f^* ", Acta Metall. Mater. 38, Nr. 12, 1990, 2527-2535
- [Che91] Chen, J.H., Wang, G.Z., Wang, Z., Zhu, L., Gao, Y.Y., "Further study on the scattering of the local fracture stress and allied toughness value", Metallurgical Transactions A 22A, 1991, 2287-2296
- [Che92a] Chen, J.H., Wang, G.Z., "Study of mechanism of cleavage fracture at low temperature", Metallurgical Transactions A 23A, 1992, 509-517
- [Che92b] Chen, J.H., Yan, C., "A comparison of toughness of C-Mn steel with different grain sizes", Metallurgical Transactions A 23A, 1992, 2549-2556
- [Chu80] Chu, C.C., Needleman, A., "Void nucleation effects in biaxially stretched sheets", J. Engng. Mat. and Techn. 102, 1980, 249-256
- [Cot59] Cottrell, A.H., "Theoretical aspects of fracture", Fracture, Proc. Int. Conf. on the Atomic Mechanisms of Fracture, Swampscott, Mass., 1959, 20-53
- [Cox74] Cox, T.B., Low, J.R., "An investigation of the plastic fracture of AISI 4340 and 18 Nickel--200 grade maraging steels", Metallurgical Transactions 5, 1974, 1457-1470
- [Cur80] Curry, D.A., "Predicting the temperature and strain rate dependence of the cleavage fracture toughness of ferritic steel", Mat. Sci. Engng. 43, 1980, 135
- [Dag93] Dagaut, E., "Einflüsse von numerischer Formulierung und Variationen der Weibullparameter auf die Vorhersage der Versagenswahrscheinlichkeit im spröd-duktilen Übergangsbereich", IWM-Bericht T 10/93, Freiburg, 1993
- [Dah94] Dahl, W., "Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der mikroskopischen Spaltbruchspannung", Abschlußbericht zum Forschungsvorhaben Da 85/67-1,2, Institut für Eisenhüttenkunde der RWTH Aachen, 1994

- [DiF95] DiFant, M., Carius, H., Carollo, G., Cleizergues, O., LeCoq, V., Mudry, F., "Local Approach to brittle fracture: Discussion of the effect of temperature and strain on the critical cleavage stress", *Micromechanisms of Fracture and their Structural Significance*, Conf. papers of The Institute of Materials Second Griffith Conf., Sheffield, UK, 1995
- [DIN51110] DIN 51 110 Teil 3, Norm-Entwurf, Normenausschuß Materialprüfung (NMP) im DIN Deutsches Institut für Normung e.V., Berlin
- [Dix91] Dixon, P.R., Parry, D.J., "Thermal softening effects in type 224 carbon steel", *J. Physique IV, Colloque C3, Suppl. au Journal de Physique III 1*, 1991, C3, 85-92
- [Dru92] Druce, S.G., Gibson, G.P., Capel, M., "Microstructural control of cleavage fracture in an A508 Class 3 pressure vessel steel", *Fracture Mechanics: Twenty-Second Symposium (Volume 1)*, ASTM STP 1131, Ernst, H.A., Sexena, A., McDowell, D.L. (Hrsg.), American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1992, 682-706
- [Ebe94] Eberle, A., "Einfluß der Elementformulierung auf den Spannungszustand im Ligament und davon abgeleitete Größen bei der Simulation großen duktilen Rißfortschritts an Bruchmechanikproben mit der FE-Methode", Bericht BAM-1.31 94/2, BAM Berlin, 1994
- [ENV843] ENV 843-5: 199x, "NMP 291 AK 3 Nr 56-95, Advanced technical ceramics - Monolithic ceramics - Mechanical tests at room temperature - Part 5: Statistical analysis", European Prestandard (ENV), CEN European Committee for Standardization, 1995
- [Fis81a] Fisher, J.R., Gurland, J., "Void nucleation in spheroidized carbon steels, Part 1: Experimental", *Metal Sci.*, 1981, 185-192
- [Fis81b] Fisher, J.R., Gurland, J., "Void nucleation in spheroidized carbon steels, Part 2: Model", *Metal Sci.*, 1981, 193-202
- [Fra96] François, D., "ESIS TC7D-1-96D Guidelines for terminology and nomenclature in the field of structural integrity", *Fatigue and Fract. of Engng. Mat. and Struct.*, 1996
- [Gri20] Griffith, A.A., "The phenomena of rupture and flow in solids", *Phil. Trans. Roy. Soc. A 221*, London, 1920/21, 163-198
- [Gurl72] Gurland, J., *Acta Metall.* 20, 1972, 735-741
- [Gurs77] Gurson, A.L., "Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: Part I - Yield criteria and flow rules for porous ductile media", *J. Engng. Mat. and Techn.* 99, 1977, 2-15
- [Här83] Härtler, G., "Statistische Methoden für die Zuverlässigkeitsanalyse", Springer-Verlag Wien / New York, 1983
- [Hah76] Hahn, H.G., *Bruchmechanik*, Teubner Studienbücher Mechanik, B.G.Teubner, Stuttgart, 1976

- [Han76] Hancock, J.W., Mackenzie, A.C., "On the mechanisms of ductile failure in high-strength steels subjected to multi-axial stress-states", J. Mech. Phys. Solids 24, 1976, 147-169
- [Han77] Hancock, J.W., Cowling, M.J., "The initiation of cleavage by ductile tearing", Fracture 2, ICF4, Waterloo, Canada, 1977, 365-369
- [Hee90] Heerens, J., "Rißabstumpfung, Spaltbruch im Übergangsbereich und stabiles Rißwachstum - untersucht mit Methoden der nichtlinearen Bruchmechanik", GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH, Bericht Nr. GKSS 90/E/31, 1990
- [Hee91] Heerens, J., Read, D.T., Cornec, A., Schwalbe, K.-H., "Interpretation of fracture toughness in the ductile-to-brittle transition region by fractographical observations", Defect Assessment in Components - Fundamentals and Applications, ESIS/EGF9, Blauel, J.G., Schwalbe, K.-H. (Hrsg.), 1991, 659-678
- [Hel77] Helms, R., Naseband, K., "Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum Mechanismus des duktilen Bruches metallischer Werkstoffe", Arch. Eisenhüttenwesen 48, Nr. 5, 1977, 297-302
- [Hön94] Hönig, A., "Numerische Simulation von dynamisch belasteten Proben unter Berücksichtigung mikromechanischer Materialmodelle", Dissertation, Universität Freiburg, IWM-Bericht W5/94, Freiburg, 1994
- [Hol92] Holland, D., Arndt, J., Sprock, A., Dahl, W., "Einfluß der Kleinprobengeometrie auf fließbruchmechanische Kennwerte und deren Übertragbarkeit auf bauteilähnliche Großproben unter besonderer Berücksichtigung kurzer Risse", Fließbruchmechanik, Berichtskolloquium im Schwerpunktprogramm der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Bonn, 1992
- [Hua91] Huang, Y., "Accurate dilatation rates for spherical voids in triaxial stress fields", Transactions of the ASME, J. Applied Mech. 58, 1991, 1084-1086
- [Irw47] Irwin, G.R., "Fracture dynamics", American Society for Metals Seminar "Fracturing of Metals", Cleveland, 1947, 147-166
- [Jüd94] Jüde-Esser, C., Grimpe, F., Dahl, W., "Investigations on microscopic cleavage fracture stress", Proc. 10th Biennial European Conf. on Fracture - ECF 10 - Structural Integrity: Experiments, Models and Applications, Vol. 2, Schwalbe, K.-H., Berger, C. (Hrsg.), Berlin, 1994, 1027-1033
- [Kei94] Keim, E., Mitteilung: Ergebnisse von K_{Ic} -Versuchen, Werkstoff 22 NiMoCr 3 7, Siemens-KWU, Erlangen, 1994
- [Kha91] Khalili, A., Kromp, K., "Statistical properties of Weibull estimators", J. Mat. Sci. 26, 1991, 6741-6752
- [Kir92] Kirk, M.T., Dodds, R.H.Jr., "Approximate techniques for predicting size effects on the cleavage fracture toughness (J_c)", Department of Civil Engineering, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois, Bericht Nr. UILU-ENG-92-2016, 1992

- [Kno77] Knott, J.F., "Micromechanisms of fracture and the fracture toughness of engineering alloys", 4th Int. Conf. on Fracture Vol. 1, Waterloo, Canada, 1977, 61-92
- [Koe95] Koers, R.W.J., Krom, A.H.M., Bakker, A., "Prediction of cleavage fracture in the brittle to ductile transition region of a ferritic steel", Constraint Effects in Fracture, Theory and Application, ASTM STP 1244, M.Kirk and A.Bakker (Hrsg.), American Society of Testing and Materials, Philadelphia, 1995, 191-208
- [Kop88] Koplík, J., Needleman, A., "Void growth and coalescence in porous plastic solids", Int. J. Solids and Struct. 24, 1988, 835-853
- [Kor95] Kordisch, H., Bernauer, G., Sun, D.-Z., "Application of local approach concepts to fracture of cracked and notched steel structures", Proc. 1st workshop on Influence of Local Stress and Strain Concentrators on the Reliability and Safety of Structures, Copernicus network project, Miskolc, 1995
- [Land80] Landes, J.D., Shaffer, D.H., "Statistical characterization of fracture in the transition region", Fract. Mech.: Twelfth Conference, ASTM STP 700, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1980, 368-382
- [Lang83] Lange, G., "Mikroskopische und makroskopische Erscheinungsformen des duktilen Gewaltbruches (Gleitbruch)", Systematische Beurteilung techn. Schadensfälle, Lange, G. (Hrsg.), DGM, 1983, 79-97
- [Lem86] Lemaitre, J., "Local approach of fracture", Engng. Fract. Mech. 25, Nr. 5/6, 1986, 523-537
- [Lin87] Lin, T., Evans, A.G., Ritchie, R.O., "Stochastic modeling of the independent roles of particle size and grain size in transgranular cleavage fracture", Metallurgical Transactions A 18A, 1987, 641-651
- [Link95] Link, R.E., Joyce, J.A., "Experimental investigation of fracture toughness scaling models", Constraint Effects in Fracture, Theory and Applications: Second Vol., ASTM STP 1244, Kirk, M., Bakker A. (Hrsg.), American Society of Testing and Materials, Philadelphia, 1995, 286-315
- [Mac77] Mackenzie, A.C., Hancock, J.W., Brown, D.K., "On the influence of state of stress on ductile failure initiation in high strength steels", Engng. Fract. Mech. 9, 1977, 167-188
- [McC68] McClintock, F.A., "A criterion for ductile fracture by the growth of holes", Transactions of the ASME, J. Applied Mech., 1968, 363-371
- [Mim95] Mimura, H., "Some comments on a current model for scatter of fracture toughness in carbon steels", Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct. 14, Nr. 6, 1995, 699-705
- [Min92] Minami, F., Brückner-Foit, A., Munz, D., Trollidenier, B., "Estimation procedure for the Weibull parameters used in the local approach", Int. J. Fract. 54, 1992, 197-210
- [Mös93] Möser, M., Metallografische Untersuchungen an 22 NiMoCr 3 7, IWM, Halle, 1993

- [Mud82] Mudry, F., "Etude de la rupture ductile et de la rupture par clivage d'aciers faiblement alliés", Dissertation, Ecole des Mines, Paris, 1982
- [Mud87] Mudry, F., "A local approach to cleavage fracture", Nuclear Engng. and Design 105, 1987, 65-76
- [Nee78] Needleman, A., Rice, J.R., "Limits to ductility by plastic flow localisation", Mechanics of Sheet Metal Forming, Koistinen, D.P., Wang, N.-M. (Hrsg.), Plenum Publ. Comp. New York, 1978, 237-265
- [Nee84] Needleman, A., Tvergaard, V., "An analysis of ductile rupture in notched bars", J. Mech. and Phys. of Solids 32, 1984, 461-490
- [Nee87] Needleman, A., Tvergaard, V., "An analysis of ductile rupture modes at a crack tip", J. Mech. and Phys. of Solids 35, 1987, 151-183
- [Nee91] Needleman, A., Tvergaard, V., "An analysis of dynamic ductile crack growth in a double edge cracked specimen", Int. J. Fract. 49, 1991, 41-67
- [Oro48] Orowan, E., "Fracture and strength of solids", Report on Progress in Physics, Vol. 12, 1948/49, 185-212
- [Pan83] Pan, J., Saje, M., Needleman, A., "Localisation of deformation in rate sensitive porous plastic solids", Int. J. Fract. 21, 1983, 261-278
- [Par83] Parks, D.M., "Interpretation of irradiation effects on the fracture toughness of a pressure vessel steel in terms of a crack-tip stress analysis", J. Engng. Mater. Techn. 98, 1973, 30
- [Pin81] Pineau, A., "Review of fracture micromechanisms and a local approach to predicting crack resistance in low strength steels", 5th Int. Conf. on Fracture Vol. 2, Cannes, 1981, 553-577
- [Rei81] Reid, C.N., "The association of twinning and fracture in bcc metals", Metallurgical Transactions A 12A, 1981, 371-377
- [Rice68] Rice, J.R., "A path independent integral and the approximate analysis of strain concentration by notches and cracks", J. Appl. Mech. 35, 1968, 379-386
- [Rice69] Rice, J.R., Tracey, D.M., "On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields", J. Mech. Phys. Solids 17, 1969, 201-217
- [Rice70] Rice, J.R., Johnson, M.A., "The role of large crack tip geometry changes in plain strain fracture", Inelastic Behavior of Solids, Kanninen, M.F., Adler, W.F., Rosenfield, A.R., Jaffee, R.I. (Hrsg.), McGraw-Hill, New York, 1970, 641-672
- [Rice71] Rice, J.R., "Inelastic constitutive relations for solids: an internal-variable theory and its application to metal plasticity", J. Mech. Phys. Solids 19, 1971, 433-455
- [Rich83] Richter, F., "Physikalische Eigenschaften von Stählen und ihre Temperaturabhängigkeit - Polynome und graphische Darstellungen", Mannesmann Forschungsberichte 930/1983 bzw. Stahleisen-Sonderberichte Heft 10, Verlag Stahleisen M.B.H., Düsseldorf, 1983
- [Rie79] Riedel, H., Kochendörfer, A., "Cleavage fracture of steels at low temperatures", Arch. Eisenhüttenwes. 50, Nr. 4, 1979, 173-178

- [Rit73] Ritchie, R.O., Knott, J.F., Rice, J.R., "On the relationship between critical tensile stress and fracture toughness in mild steel", J. Mech. Phys. Solids, 1973, Vol. 21, 395-410
- [Rob76] Roberts, W., Lehtinen, B., Easterling, K.E., "An in situ REM study of void development around inclusions in steel during plastic deformation", Acta Metall. 24, 1976, 745-758
- [Ros83] Rosenfield, A.R., Shetty, D.K., Skidmore, A.J., "Fractographic observations of cleavage initiation in the ductile-brittle transition region of a reactor-pressure-vessel steel", Metallurgical Transactions A 14A, 1983, 1934-1937
- [Rou87] Rousselier, G., "Ductile fracture models and their potential in local approach of fracture", Nuclear Engng. and Design 105, 1987, 97-111
- [Rug95] Ruggieri, C., Dodds, R.H.Jr., "Constraint and ductile tearing effects in statistical analyses of cleavage fracture", Department of Civil Engineering, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois, Bericht Nr. UILU-ENG-95-2011, 1995
- [Sch95] Schmitt, W., Blauel, J.G., "Kerbschlagbiegeversuch und mikromechanische Werkstoffmodelle - Abschlußbericht", IWM-Bericht W 5/95, Freiburg, 1995
- [Sei92] Seidenfuß, M., "Untersuchungen zur Beschreibung des Versagensverhaltens mit Hilfe von Schädigungsmodellen am Beispiel des Werkstoffes 20 MnMoNi 5 5", Dissertation Universität Stuttgart, 1992
- [Ses97] Sester, M., "Dokumentation der Werkstoffgesetze in PSU", IWM-Bericht, Freiburg, 1997
- [Sla86] Slatcher, S., "A probabilistic model for lower-shelf fracture toughness - theory and application, Fatigue Fract. Engng. Mat. Struct. 9, 1986, 275-289
- [Smi68] Smith, E., "Cleavage fracture in mild steel", Int. J. Fract. Mech. 4, Nr. 2, 1968, 131-145
- [Stö95] Stöckl, H., Persönliche Mitteilung, 1995
- [Str54] Stroh, A.N., "The formation of cracks as a result of plastic flow", Proc. Roy. Soc. A223, 1954, 404
- [Sun89] Sun, D.-Z., Siegele, D., Voß, B., Schmitt, W., "Application of local damage models to the numerical analysis of ductile rupture", Fatigue Fract. Engng. Mat. Struct. 12, 1989, 201-212
- [Sun92] Sun, D.-Z., Höning, A., Schmitt, W., "Analysis of dynamic crack growth based on micromechanical models", Proc. 9th Biennial European Conf. on Fracture - ECF9, Varna, Bulgarien, 1992, 664-670
- [Sun94] Sun, D.-Z., Höning, A., "Significance of the characteristic length for micromechanical modelling of ductile fracture", Proc. 3rd Int. Conf. on Localized Damage, Aliabadi, M. H., Carpinteri, A., Kalisky, S., Cartwright, D. J. (Hrsg.), Comp. Mechanics Publication, Southampton, 1994, 287-296

- [Sun95] Sun, D.-Z., Hönig, A., Böhme, W., Schmitt, W., "Application of micromechanical models to the analysis of ductile fracture under dynamic loading", Fracture Mechanics: 25th Symposium, ASTM STP 1220, Erdogan, F. (Hrsg.), American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1995, 343-357
- [Sun96] Sun, D.-Z., "Mikromechanische Modellierung duktiler Schädigung in Metallen", Tagungsband der 28. Sitzung des DVM-Arbeitskreises Bruchvorgänge, Bremen, 1996, 287-304
- [Tho90] Thomason, P.F., "Ductile fracture of metals", Oxford, Pergamon Press, 1990
- [Tve82] Tvergaard, V., "On localization in ductile materials containing spherical voids", Int. J. Fract. 18, 1982, 237-252
- [Tve84] Tvergaard, V., Needleman, A., "Analysis of the cup-cone fracture in a round tensile bar", Acta Metall. 32, 1984, 157-169
- [Tve90] Tvergaard, V., "Material failure by void growth to coalescence", Advances in Applied Mech. 27, 1990, 83-151
- [Ugg86] Uggowitzer, P.J., "Mikrostruktur und Bruch metallischer Werkstoffe", Tagungsband der 18. Sitzung des DVM-Arbeitskreises Bruchvorgänge, Aachen, 1986, 9-30
- [Uri94] Urich, B., Serie von 22 Kerbzugversuchen bei -120°C und bei -150°C, Werkstoff 22 NiMoCr 3 7 (Block "BS"), IWM-Versuchsprotokolle, Freiburg, 1994
- [VSt74] Van Stone, R.H., Merchant, R.H., Low, J.R., "Investigation of the plastic fracture of high-strength aluminum alloys", Fatigue and Fracture Toughness - Cryogenic Behaviour, ASTM STP 556, American Society for Testing and Materials, 1974, 93-124
- [Var93] Vargas, P.M., Dodds, R.H.Jr., "Three-dimensional, inelastic response of single-edge notch bend specimens subjected to impact loading", Department of Civil Engineering, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, Illinois, Bericht Nr. UILU-ENG-93-2006, 1993
- [VDI3822] VDI 3822 Blatt 2 Entwurf, "Schadensanalyse, Schäden durch mechanische Beanspruchung", VDI-Richtlinien, VDI-Gesellschaft Werkstofftechnik, 1980
- [Voß88] Voß, B., Serie von Kleinst-Kerbzugversuchen bei -196°C, Werkstoff 22 NiMoCr 3 7 (Block "AA"), IWM-Versuchsprotokolle, Freiburg, 1988
- [Wal84] Wallin, K., Saario, T., Törrönen, K., "Statistical model for carbide induced brittle fracture in steel", Metal Sci. 18, 1984, 13-16
- [Wal89] Wallin, K., "The effect of ductile tearing on cleavage fracture probability in fracture toughness testing", Engng. Fract. Mech. 32, 1989, 523-531
- [Wal91] Wallin, K., "Statistical modelling of fracture in the ductile-to-brittle transition region", Defect Assessment in Components - Fundamentals and Applications,ESIS/EGF9, Blauel, J.G., Schwalbe, K.-H. (Hrsg.), 1991, 415-445
- [Wal93] Wallin, K., "Statistical aspects of constraint with emphasis on testing and analysis of laboratory specimens in the transition region", Constraint Effects

- in Fracture, ASTM STP 1171, Hackett, E.M., Schwalbe, K.-H., Dodds, R.H. (Hrsg.), American Society of Testing and Materials, Philadelphia, 1993, 264-288
- [Wei39a] Weibull, W., "A statistical theory of the strength of materials", Ingeniørsvetenskapakademiens, Nandlinger 151, 1939
- [Wei39b] Weibull, W., "The phenomenon of rupture in solids", Ingeniørsvetenskapakademiens, Nandlinger 153, 1939
- [Wei51] Weibull, W., "A statistical distribution function of wide applicability", Annual Meeting of The American Society of Mechanical Engineers, J. Appl. Mech., 1951, 293-297
- [Wie96] Wiesner, C.S., Goldthorpe, M.R., "The effect of temperature and specimen geometry on the parameters of the 'local approach' to cleavage fracture", Euromech-Mecamat '96, Fontainebleau, Frankreich, 1996
- [Wil71] Wilson, D.V., "Effects of second-phase particles on formability at room temperature", The Iron and Steel Institute, London, 1971, 28-36
- [Xia96] Xia, L., Shih, C.F., "Ductile crack growth - III. Transition to cleavage fracture incorporating statistics", J. Mech. and Phys. of Solids 44, Nr. 4, 1996, 603-639
- [Zer93] Zerbst, U., Heerens, J., Schwalbe, K.-H., "Estimation of lower bound fracture resistance of pressure vessel steel in the transition regime", Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct. 16, Nr. 11, 1993, 1147-1160
- [Zha94] Zhang, Z., "A practical micro-mechanical model-based local approach methodology for the analysis of ductile fracture of welded T-joints", Dissertation, Universität (TH) Lappeenranta, Finnland, 1994

Danksagung

Diese Dissertation konnte ich am Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik (IWM) in Freiburg durchführen. Zu ihrem Gelingen haben zahlreiche Kollegen und externe Diskussionspartner beigetragen. Ganz herzlich möchte ich mich bei dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr. Erwin Sommer, bedanken, der die Arbeit ermöglicht und gefördert hat und das Hauptreferat übernommen hat. Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. Dietrich Munz für sein Interesse und die Übernahme eines Korreferats. Herrn Prof. Dr. Wolfgang Brocks danke ich ebenfalls für die Übernahme eines Korreferats und ganz besonders für die direkte, unkomplizierte Betreuung, für die ständige Gesprächsbereitschaft und für die angenehme Zusammenarbeit. Danken möchte ich auch Herrn Dr. Winfried Schmitt für das Vertrauen, für alle fachliche Unterstützung und nicht zuletzt dafür, daß er mir den Rücken von allen organisatorischen Dingen freigehalten hat.

Gerne denke ich an die gemeinsamen Aktivitäten mit dem Fachmann für die experimentellen Belange der Arbeit, Herrn Dr. Wolfgang Böhme, zurück und ebenfalls an die vielen fruchtbaren Diskussionen mit den Dres. Dieter Memhard, Horst Stöckl und Dong-Zhi Sun, die oft zusammen mit dem Wegbereiter der Arbeit, Herrn Dr. Andreas Hönig, abends in anderen Lokalitäten eine Fortsetzung fanden - natürlich auch weit über das Thema hinaus.

Mein herzlicher Dank gilt auch der Expertin für alle meine Weibullfragen, Frau Andrea Ockewitz, Frau Estelle Dagaut für den erfrischend französischen Einfluß bei der ergebnisreichen Zusammenarbeit, Herrn Dr. Horst Kordisch, Herrn Roland Schäfer und all den anderen Kollegen, die mir nach fast zehn Jahren IWM den Abschied von diesem Institut nicht gerade leicht gemacht haben.

Schließlich danke ich auch meinen Eltern und meinen Freunden für alles Verständnis, das sie in den letzten Jahren gezeigt haben und für den notwendigen Rückhalt, den sie mir geben konnten. Ohne sie, ohne Euch wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Lebenslauf

Angaben zur Person:

Geburtsdatum: 18.9.1963
Geburtsort: Freiburg i. Br.
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig, keine Kinder
Wohnort: Stöteroggestr. 25 in 21339 Lüneburg

Schulbildung:

1970 - 1974 Schneeberg-Grundschule in Freiburg i. Br.
1974 - 1983 Theodor-Heuss-Gymnasium in Freiburg i. Br.
Juni 1983 Abschluß: Abitur (allg. Hochschulreife)

Zivildienst:

Juni 1983 - September 1984 Einsatzbereich: Mobile Altenhilfe

Studium:

1984 - 1992 Studium der Physik an der Universität
Freiburg i. Br.
Februar 1992 Abschluß: Diplom
Juli 1992 - Juli 1997 Promotion zum Doktor-Ingenieur an der Fakultät für Maschinenbau der Universität (TH) Karlsruhe, durchgeführt am Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik in Freiburg

Tätigkeiten während und nach dem Studium:

September 1987 - Juni 1992 Wissenschaftliche Hilfskraft am Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik
Juli 1992 - April 1997 Wissenschaftlicher Mitarbeiter und Doktorand am Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik
seit April 1997 Wissenschaftlicher Mitarbeiter des Instituts für Werkstoffforschung des Forschungszentrums GKSS in Geesthacht