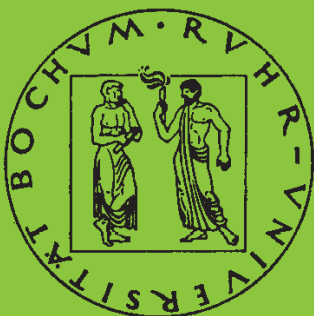


Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik

Andreas Bürgel

**Bruchmechanische Kennwerte beim
Wechsel im Versagensverhalten
dynamisch scherbeanspruchter Risse**

Heft Nr. 124



RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

**Ruhr-Universität Bochum
Institut für Mechanik**

Andreas Bürgel

**Bruchmechanische Kennwerte beim Wechsel im
Versagensverhalten dynamisch
scherbeanspruchter Risse**

**Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik Nr. 124
August 2000**

Herausgeber:

Institut für Mechanik der Ruhr-Universität Bochum

Schriftenreihe

Universitätsstr. 150

44780 Bochum

© 2000 Dr.-Ing. Andreas Böttger

Franziskusstr. 1

47269 Duisburg

Alle Rechte vorbehalten. Auch fotomechanische Vervielfältigung (Fotokopie, Mikrokopie oder EDV) des Werkes oder von Teilen daraus bedarf der vorherigen Zustimmung des Autors.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mechanik der Ruhr-Universität Bochum, Arbeitsgruppe für Experimentelle Mechanik. Sie wurde finanziert durch das Office of Naval Research, Arlington, USA. Die Arbeit wurde von der Fakultät für Maschinenbau der Ruhr-Universität Bochum als Dissertation angenommen.

Ich danke Herrn Prof. Dr.-Ing. J.F. Kalthoff dafür, dass er mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte und dafür, dass er mir in zahlreichen Gesprächen und Diskussionen wertvolle Hinweise und Anregungen gab, ohne die diese Arbeit in der vorliegenden Form nicht hätte entstehen können, und durch die ich sehr viel gelernt habe. Auch für seine Ermutigungen und hilfreichen Ratschläge bei auftauchenden Schwierigkeiten möchte ich ihm danken.

Ich danke Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Pohl für sein Interesse an dieser Arbeit und für die freundliche Übernahme des Koreferates.

Dem Office of Naval Research, Arlington, USA, Program Officer Dr. Y. Rajapakse, gilt mein Dank für die Finanzierung der Arbeit im Rahmen des Forschungsprojektes „High rate shear toughness of materials for failure mode transition from cracks to adiabatic shear bands“. Der Alusuisse AG, Neuhausen, Schweiz, danke ich für die Bereitstellung von Probenmaterial aus der Aluminiumlegierung Al 7075.

Ich bedanke mich bei all meinen Kollegen in der Arbeitsgruppe für Experimentelle Mechanik für die stets gute Zusammenarbeit und für die kollegiale Unterstützung. Ich danke Herrn J. Banken, mit dem zusammen praktisch alle Experimente durchgeführt wurden, und der die Experimente auf vielerlei Art und Weise mit vor- und nachbereitet hat. Bei Herrn Dr.-Ing. W. Hiese bedanke ich mich dafür, dass er für mich stets ein hilfsbereiter Ansprechpartner war und mich in der Arbeitsgruppe für Experimentelle Mechanik eingearbeitet hat. Dem langjährigen Werkstattleiter, Herrn M. Mrowitzki, danke ich für die gewissenhafte Anfertigung der Proben und der Versuchsaapparaturen. Auch bei den neuen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe und bei Frau A. Kost bedanke ich mich dafür, dass sie mir insbesondere in der „heißen Phase“ der Arbeit den Rücken freigehalten haben indem sie zahlreiche Arbeiten für mich übernommen haben.

Ich bedanke mich auch bei allen Mitarbeitern des Institutes für Mechanik und des Institutes für Werkstoffe, die mir bei verschiedensten Anliegen, Problemen und Fragen stets hilfsbereit und freundlich zur Seite standen.

Frau Heike Stahlberger danke ich für die Durchsicht dieser Arbeit im Hinblick auf die neuen Rechtschreibregeln.

Nicht zuletzt möchte ich auch meinen Eltern danken, die mich von klein auf unterstützt haben, und ohne deren langjährige Unterstützung diese Arbeit nicht hätte entstehen können.

Bochum, im Juli 2000

Andreas Bürgel

Referenten: Prof. Dr.-Ing. J.F. Kalthoff
Prof. Dr.-Ing. M. Pohl

Tag der Einreichung: 19.04.2000

Tag der mündl. Prüfung: 27.06.2000

Zusammenfassung:

Bei dynamischer Scherbelastung von Rissen wird ein Wechsel im Versagensverhalten von Zugrissen, die sich unter einem Winkel von -70° zum Ligament ausbreiten, zur Ausbildung sogenannter adiabatischer Scherbänder nahezu in Richtung des Ligaments beobachtet. Während das Phänomen der adiabatischen Scherlokalisierung allgemein auch ohne das Vorhandensein makroskopischer Risse in Werkstoffen bei extrem hohen Umformraten auftreten kann, begünstigt die an einer Risspitze vorhandene lokale Spannungs-/Dehnungsüberhöhung jedoch die Ausbildung adiabatischer Scherbänder, so dass sie bereits bei global moderaten Belastungsraten erzeugt werden können. Damit ist die Ausbildung adiabatischer Scherbänder insbesondere im Rahmen der Bruchmechanik ein wichtiger Versagensmechanismus. Entsprechende bruchmechanische Versagenskennwerte liegen bisher jedoch nicht vor.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, experimentell dynamische Scherbruchzähigkeiten $K_{II,d}$ beim Wechsel im Versagensverhalten dynamisch scherbeanspruchter Risse in Abhängigkeit der Belastungsrate \dot{K}_{II} zu bestimmen. Die Erzeugung dynamischer Risscherbelastungen erfolgt durch Belastung von Randschissen durch seitliche Beaufschlagung (LECEI-Technik). Zur Bestimmung der dynamischen Spannungsintensitätsfaktoren wird ein für Zug-(Modus-I)-Belastungen entwickeltes Dehnungsmessstreifenverfahren auf Scher-(Modus-II)-Belastungen übertragen und optimiert. Ergänzend wird Hochgeschwindigkeitsfotografie zur Erfassung des Versagensvorgangs eingesetzt. Ausbreitungsgeschwindigkeiten adiabatischer Scherbänder werden mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen ermittelt.

Es wurden Experimente an Proben aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4, der Aluminiumlegierung Al 7075 sowie dem Kunststoff Polycarbonat bei Variation der Schlaggeschwindigkeit und der Risschärfe durchgeführt. Dabei wird bei Versagen durch Zugrisse unter -70° zum Ligament generell eine fallende Tendenz der dynamischen Scherbruchzähigkeit bei steigender Belastungsrate gefunden. Bei Versagen durch adiabatische Scherbänder ergibt sich dagegen ein ausgeprägter Anstieg der dynamischen Scherbruchzähigkeit mit der Belastungsrate. Die für diese Umkehr in der Tendenz verantwortlichen dynamischen werkstoffmechanischen Effekte der Dehnratenverfestigung und der thermischen Entfestigung werden benannt und diskutiert. Die Interpretation der experimentellen Befunde wird sowohl durch Messdaten zur Ausbreitungsgeschwindigkeit des jeweiligen Versagens als auch durch metallografische post-mortem-Untersuchungen des Gefüges und der Versagensoberflächen bestätigt.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Grundlagen und Stand der Kenntnis	5
2.1 Linear-elastische Bruchmechanik	5
2.1.1 Spannungsfeld an einer Rissspitze	5
2.1.2 Plastische Zone	8
2.1.3 Bruchzähigkeit	12
2.1.4 Energiebetrachtung	13
2.1.5 Rissstabilitätskriterien und -ausbreitungsrichtungen für gemischte Belastungsmoden	15
2.1.5.1 Rissstabilitätskriterium	16
2.1.5.2 Rissausbreitungsrichtung	18
2.2 Bruchdynamik	19
2.2.1 Zur Wellenausbreitung in elastischen Kontinua	19
2.2.2 Dynamische Belastung eines stationären Risses	21
2.2.2.1 Dynamisches Spannungsfeld eines stationären Risses	21
2.2.2.2 Dynamische Bruchzähigkeit	22
2.2.3 Dynamik der Rissausbreitung	24
2.2.3.1 Dynamisches Spannungsfeld eines laufenden Risses	24
2.2.3.2 Rissausbreitungsgeschwindigkeiten und Risslaufzähigkeit	25
2.3 Adiabatische Scherlokalisierung	27
2.3.1 Auftreten und Phänomenologie adiabatischer Scherlokalisierung	27
2.3.2 Kontinuumsmechanische Ursachen	31
2.3.3 Eigenschaften adiabatischer Scherbänder	34
2.3.3.1 Allgemeine Eigenschaften	34
2.3.3.2 Deformierte Scherbänder	35
2.3.3.3 Transformierte Scherbänder	35
2.3.4 Versagen durch adiabatische Scherbänder	37
2.4 Wechsel im Versagensverhalten dynamisch scherbeanspruchter Risse	39
3 Problemstellung	44
3.1 Motivation	44
3.2 Zielsetzung und Vorgehensweise	46

3.3 Erwartung	47
4 Methodik	49
4.1 Einleitung.....	49
4.2 Messung dynamischer Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren.....	49
4.2.1 Schattenoptisches Kaustikenverfahren	49
4.2.2 Erfassung dynamischer Modus-II Spannungsintensitätsfaktoren mit Dehnungsmessstreifen	55
4.2.2.1 Motivation und Grundidee	55
4.2.2.2 Bestimmung der optimalen Position des Dehnungsmessstreifens ..	57
4.2.2.3 Praktische Wahl der Dehnungsmessstreifenpositionen	67
4.2.2.4 Quasistatische Kalibrierung des Messverfahrens	68
4.2.2.5 Überprüfung der quasistatischen Kalibrierung mit Hilfe des schattenoptischen Kaustikenverfahrens	70
4.2.2.6 Bestimmung von dynamischen Scherbruchzähigkeiten $K_{II,d}$ mit Hilfe des Dehnungsmessstreifenverfahrens für verschiedene Versagensmechanismen	72
4.3 Experimentelle Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit adiabatischer Scherbänder	74
4.3.1 Bestimmung mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen entlang des Versagenspfades	74
4.3.2 Bestimmung durch Messung der Laufzeit eines adiabatischen Scherbandes	75
4.4 Erzeugung hochdynamischer Modus-II Belastungen	76
4.4.1 Belastung von Randrissen durch seitlichen Aufschlag: LECEI-Technik ...	76
4.4.2 Numerische Simulation des LECEI-Experimentes	79
4.4.2.1 Modellierung des Problems	79
4.4.2.2 Ergebnisse für das dynamische Spannungs- / Dehnungsfeld	82
4.4.2.3 Bestimmung des dynamischen Spannungsintensitätsfaktors	85
5 Experimenteller Aufbau	90
5.1 Versuchsstand	90
5.2 Hochgeschwindigkeitsfotografie	94
5.3 Spezifikationen der Proben und der Aufschlagkörper	97
6 Charakterisierung der untersuchten Werkstoffe	102
6.1 Vorbemerkung	102

6.2 Prüfmethoden	102
6.2.1 Uniaxialer Zugversuch	102
6.2.2 Instrumentierter Kerbschlagbiegeversuch	103
6.3 Vergütungsstahl 42 CrMo 4	104
6.3.1 Prinzipielle Eigenschaften	104
6.3.2 Uniaxiale Zugversuche	104
6.3.3 Kerbschlagbiegeversuche	106
6.3.4 Bruchzähigkeit	108
6.3.5 Zusammenfassung	109
6.4 Aluminium Al 7075	110
6.4.1 Prinzipielle Eigenschaften	110
6.4.2 Uniaxialer Zugversuch	110
6.4.3 Kerbschlagbiegeversuch	111
6.4.4 Bruchzähigkeit	114
6.4.5 Zusammenfassung	114
6.5 Polycarbonat	115
6.5.1 Prinzipielle Eigenschaften	115
6.5.2 Uniaxiale Zugversuche	116
6.5.3 Kerbschlagbiegeversuche	116
6.5.4 Bruchzähigkeit	117
6.5.5 Zusammenfassung	118
7 Ergebnisse	119
7.1 Dynamisches Scherversagen im Vergütungsstahl 42 CrMo 4 und in der Aluminiumlegierung Al 7075	119
7.1.1 Vorbemerkungen	119
7.1.2 Beobachtete Versagensmechanismen	120
7.1.2.1 Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$	120
7.1.2.2 Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$	122
7.1.2.3 Aluminiumlegierung Al 7075, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$	124
7.1.2.4 Spätzeitversagen.....	125
7.1.3 Dynamische Erfassung des Spannungsintensitätsfaktors $K_{II}(t)$ und des Versagens	125
7.1.3.1 Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$	126
7.1.3.2 Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$	130

7.1.3.3	Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Zusammenhang zwischen Schlaggeschwindigkeit und Rissspitzenbelastungsrate	133
7.1.3.4	Aluminiumlegierung Al 7075, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$	134
7.1.3.5	Aluminiumlegierung Al 7075, Zusammenhang zwischen Schlaggeschwindigkeit und Rissspitzenbelastungsrate	136
7.1.4	Dynamische Scherbruchzähigkeiten K_{IIId}	137
7.1.4.1	Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$	137
7.1.4.2	Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$	138
7.1.4.3	Aluminiumlegierung Al 7075, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$	140
7.1.5	Ausbreitungsgeschwindigkeit des Versagens	141
7.1.5.1	Vergütungsstahl 42 CrMo 4	142
7.1.5.2	Aluminiumlegierung Al 7075	145
7.1.6	Zusammenfassung	147
7.2	Dynamisches Scherversagen in Polycarbonat	149
7.2.1	Vorbemerkung	149
7.2.2	Beobachtete Versagensmechanismen	150
7.2.2.1	Rissspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$	150
7.2.2.2	Scharfe Rissspitze	153
7.2.2.3	Zusammenfassung	156
7.3	Diskussion der Ergebnisse	157
7.3.1	Allgemeine Diskussion	157
7.3.1.1	Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit von der Belastungsrate	157
7.3.1.2	Ausbreitungsrichtung des Versagens	164
7.3.1.3	Ausbreitungsgeschwindigkeiten des Versagens	164
7.3.2	Spezielle Diskussion der Versuchsergebnisse am Vergütungsstahl 42 CrMo 4	166
7.3.3	Spezielle Diskussion der Versuchsergebnisse an der Aluminiumlegierung Al 7075	168
7.3.4	Spezielle Diskussion der Versuchsergebnisse an Polycarbonat	169
8	Zusammenfassung	171
	Literaturverzeichnis	177
	Anhang	185

Liste der verwendeten Symbole

Kleine lateinische Buchstaben:

a	Risslänge
\dot{a}	Rissausbreitungsgeschwindigkeit
b	Abstand zwischen Hohlspiegel und Objektiven
c	spezifische Wärmekapazität bzw. schattenoptische Konstante
c_L^{EDZ}	Longitudinalwellenausbreitungsgeschwindigkeit (ebener Dehnungszustand)
c_L^{ESZ}	Longitudinalwellenausbreitungsgeschwindigkeit (ebener Spannungszustand)
c_T	Transversalwellenausbreitungsgeschwindigkeit
c_R	Rayleigh- Wellenausbreitungsgeschwindigkeit
d	Bauteil-/Probendicke
d_{eff}	effektive Probendicke
f	Hohlspiegel-Brennweite
$f_{n,ij}$ $g_{m,ij}$	Winkelverteilungsfunktionen der höheren Terme der Rissspitzenspannungsverteilung
g	Abstand zwischen Funken und Hohlspiegel
$k(\dot{a})$	Korrekturfaktor des Spannungsintensitätsfaktors für den laufenden Riss
l_E	Elementgröße in der FE-Simulation
n	optischer Brechungsindex bzw. Rissuferabstand
r	Polarkoordinate, Abstand zur Rissspitze (ggfs. eines Dehnungsmessstreifens)
\bar{r}	Polarkoordinate im bewegten Koordinatensystem, Abstand zur Rissspitze
r_p	Radius der plastischen Zone
Δs	Änderung der optischen Weglänge bei Probendurchstrahlung
t	Zeit
v_0	Belastungs- / Schlaggeschwindigkeit
x, y, z	kartesische Koordinaten
\bar{x}, \bar{y}	kartesische Koordinaten im bewegten Koordinatensystem
x', y'	kartesische Koordinaten des Ortes eines Lichtstrahls nach Ablenkung
z_0	Abstand zwischen Probenebene und Kaustikebene

Große lateinische Buchstaben:

A, B	spannungsoptische Koeffizienten
A_n, B_m	Koeffizienten der höheren Terme der Rissspitzenspannungsverteilung
D	Kaustikdurchmesser
E	Elastizitätsmodul
F	Kraft / äußere Belastung
F_{iu}	Kraft bei Initiierung instabiler Rissausbreitung im Kerbschlagbiegeversuch
G	Energiefreisetzungsrage
G_c	spezifische Bruchenergie
K_I	Modus-I-Spannungsintensitätsfaktor
K_{II}	Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor
K_{III}	Modus-III-Spannungsintensitätsfaktor
$K_{II}^{+90^\circ}$	durch Extrapolation entlang eines Winkels von $+90^\circ$ bestimmter Spannungsintensitätsfaktor
$K_{II}^{-90^\circ}$	durch Extrapolation entlang eines Winkels von -90° bestimmter Spannungsintensitätsfaktor
K_{II}^{Ligament}	durch Extrapolation entlang des Ligaments bestimmter Spannungsintensitätsfaktor
$\dot{K}_{I/II/III}$	Belastungsrate
K_{Ic}	Modus-I-Bruchzähigkeit
K_{IIc}	Modus-II-Bruchzähigkeit
K_{IIIc}	Modus-III-Bruchzähigkeit
K_{Ic}^*	Modus-I-Bruchzähigkeit bei endlichem Rissspitzenradius
K_{Id}	dynamische Modus-I-Bruchzähigkeit
K_{IIId}	dynamische Scher-(Modus-II)-Bruchzähigkeit
K_{IIId}^*	dynamische Scher-(Modus-II)-Bruchzähigkeit bei endlichem Rissspitzenradius
K_{ID}	Modus-I-Risslaufzähigkeit
K_I^{cr}	kritischer Modus-I-Spannungsintensitätsfaktor bei Rissinstabilität unter gemischter Belastung
K_{II}^{cr}	kritischer Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor bei Rissinstabilität unter ge-

	mischer Belastung
K_I^{stat}	Modus-I-Spannungsintensitätsfaktor eines stationären Risses
K_I^{dyn}	Modus-I-Spannungsintensitätsfaktor des laufenden Risses
R	allgemeine Gaskonstante
$R_{p0,2}$	0,2%-Dehngrenze im uniaxialen Zugversuch
S	Auflagerabstand im Kerbschlagbiegeversuch
$S_{II}^{dyn, ASB}$	Maß für die Spannungsüberhöhung an der laufenden Spitze eines adiabatischen Scherbandes
S_{IID}^{ASB}	Laufzähigkeit eines adiabatischen Scherbandes
T_u	Übergangstemperatur zwischen Hoch- und Tieflage im Kerbschlagbiegeversuch
U	Aktivierungsenergie für plastische Verformung
U_a	elastische Energie des Risspitzen Spannungsfeldes
U_γ	nötige Energie zur Schaffung neuer Oberflächen bei Rissfortschritt
W	Probenlänge
W_t	totale Kerbschlagarbeit
Z	Zener-Hollomon-Parameter

Vektoren:

r	Ort eines Lichtstrahls in der Probenebene
r'	Ort eines Lichtstrahls nach Ablenkung
w	Lichtstrahlablenkung

Griechische Buchstaben:

α	Messrichtung eines Dehnungsmessstreifens
α_{opt}	optimierte Messrichtung eines Dehnungsmessstreifens
β	Anteil der in Wärmeenergie umgewandelten plastischen Verformungsenergie
γ	Scherdehnung
ϵ	Dehnung
ϵ_α	durch Dehnungsmessstreifen gemessene Dehnung
$\epsilon_{DMS 1 / DMS 2}$	durch Dehnungsmessstreifen DMS 1 bzw. DMS 2 gemessene Dehnung

$\dot{\epsilon}$	Dehnrate
$\dot{\bar{\epsilon}}$	effektive Dehnrate
φ	Polarkoordinate, Winkel zum Ligament (pos. Richtung: gegen den Uhrzeigersinn) bzw. Winkelposition eines Dehnungsmessstreifens
φ_{opt}	optimierte Winkelposition eines Dehnungsmessstreifens
$\bar{\varphi}$	Polarkoordinate im bewegten Koordinatensystem, Winkel zum Ligament (pos. Richtung: gegen den Uhrzeigersinn)
φ_0	Rissausbreitungswinkel
λ	Anisotropieparameter bzw. optischen Oberflächenqualität (in Wellenlängen)
ν	Poissonzahl
ρ	Risspitzenradius bzw. Massendichte
σ	Zugspannung
σ_0	homogene, im Unendlichen angreifende Zugspannung
$\sigma_{1,2,3}$	Hauptspannungen
σ_F	Fließspannung
σ_m	Zugfestigkeit
σ_V	Vergleichsspannung
θ	Temperatur
θ^*	Lindholm-Parameter
θ_y	MacGregor-Fisher-Parameter
τ	Scherspannung
Ψ_{ij}^I	Winkelverteilungsfunktion des laufenden Risses

Indizes:

<i>I</i>	Modus-I Belastung
<i>II</i>	Modus-II Belastung
<i>III</i>	Modus-III Belastung
<i>x, y, z</i>	Richtungen im kartesischen Koordinatensystem
<i>r, φ</i>	Richtungen in Polarkoordinaten

1 Einleitung

Bei der Entwicklung von Bauteilen oder Konstruktionen im Bereich des Maschinenbaus und des Bauingenieurwesens spielt neben der eigentlichen Funktionstüchtigkeit auch eine Auslegung dieser Bauteile oder Konstruktionen bezüglich ihrer Betriebssicherheit und ihrer Lebensdauer eine maßgebliche Rolle. Insbesondere sind katastrophale Versagensfälle mit möglichen Personen- oder Sachschäden zu vermeiden. Ein genaues Verständnis der Mechanismen, die zu Versagen führen können, ist daher sehr wichtig. Mit ihrer Kenntnis ist es dem Ingenieur möglich, bei der Entwicklung konstruktiver Lösungen den Aspekt der Funktionstüchtigkeit mit dem Aspekt der Betriebssicherheit bei gleichzeitiger Optimierung von Qualität, Herstellungskosten und Materialaufwand zu verbinden.

Eine Auslegung im Hinblick auf die Betriebssicherheit und Lebensdauer erfolgte bis vor etwa 50 Jahren im Wesentlichen im Hinblick auf die lokale Nichtüberschreitung von Festigkeitswerten wie etwa der Fließspannung σ_F oder der Zugfestigkeit σ_m eines Werkstoffs, unter Berücksichtigung von Sicherheitsbeiwerten. Dieses Konzept berücksichtigt jedoch nicht das Vorhandensein von Defekten im Kontinuum, die zu lokalen Spannungsüberhöhungen sowohl auf mikro- als auch auf makroskopischer Ebene führen können und dadurch das kritische Lastniveau für Versagen herabsetzen. Eine besonders wichtige Rolle spielen dabei makroskopische Risse, an deren Spitze sich unter Last ausgeprägte Spannungsüberhöhungen bilden. Erfolgt Versagen eines Bauteils aufgrund der Überbelastung eines solchen Risses, so ist festzustellen, dass dieses auf der Festigkeit eines Werkstoffs beruhenden Vorhersagen sogar widerspricht: Risse in einem besonders hochfesten Werkstoff versagen leichter als diejenigen in einem Werkstoff mit niedriger Festigkeit. Das Konzept der Festigkeitslehre wird in diesen Fällen den Anforderungen einer zuverlässigen Sicherheitsaussage nicht mehr gerecht. Ein Ansatz zur Vorhersage der Betriebssicherheit bei Vorhandensein makroskopischer Risse stellt das Konzept der Bruchmechanik dar, welches die speziell an belasteten Risspitzen auftretenden Spannungsüberhöhungen erfasst und mit werkstoffspezifischen Kennwerten wie etwa der Bruchzähigkeit des Werkstoffs korreliert. Innerhalb dieses Konzeptes lässt sich die Neigung zu Rissversagen gerade bei hohen Festigkeitswerten eines Werkstoffs verstehen. Das Bruchmechanikkonzept ist gegen Ende des Zweiten Weltkrieges zunächst im anglo-amerikanischen Raum entwickelt worden, nachdem insbesondere an geschweißten Schiffskonstruktionen eine Reihe von katastrophalen Versagensfällen aufgetreten waren. Es wird heute in vielfältigen Bereichen des Ingenieurwesens wie unter anderem dem Anlagen-,

Flugzeug-, Schiffs- oder Brückenbau eingesetzt.

In den meisten Fällen wird das Bruchmechanikkonzept auf Fälle angewandt, in denen Risse einer Zug-(Modus-I)-Belastung ausgesetzt sind, da dieser Fall weithin als der gefährlichste betrachtet wird. In den letzten Jahren wurde jedoch zunehmend auch die Relevanz von andersartigen Rissbelastungen, etwa Scher-(Modus-II)-Belastungen oder gemischten Modus-I/Modus-II-Belastungsarten, erkannt. Solche Belastungen können auftreten, wenn ein Riss, nachdem er in einem Bauteil unter betriebsbedingten zyklischen Belastungen entstanden und zu einem makroskopischen Riss gewachsen ist, anschließend einer außergewöhnlichen andersartigen Zusatzbelastung ausgesetzt wird. Das Stabilitätsverhalten eines solchen Risses kann in diesem Falle nur dann vorhergesagt werden, wenn die Mechanismen der Rissausbreitung nicht nur für Zug-(Modus-I)-Belastungen, sondern auch für andersartige Belastungen wohlverstanden sind und entsprechende bruchmechanische Kennwerte vorliegen.

Während man bei Zug-(Modus-I)-Belastungen von Rissen eine Rissausbreitung in Ligamentrichtung, d.h. in der ursprünglichen Rissrichtung, findet, erfolgt die Rissausbreitung unter reinen Scher-(Modus-II)-Belastungen bei Sprödbbruch in der Regel unter einem Winkel von etwa -70° zum Ligament. Ein solches Instabilitätsverhalten wird im Rahmen des bruchmechanischen Konzeptes durch verschiedene Kriterien wie etwa das Kriterium der maximalen Tangentialspannung nach Erdogan und Sih [1] vorhergesagt. Unter hochdynamischen Modus-II-Belastungen wurde dagegen von Kalthoff [2] bzw. von Kalthoff und Winkler [3] ein Übergang zu einem anderen Versagensmechanismus beobachtet. In diesem Falle breitet sich von der Rissspitze ausgehend ein Scherversagen in Richtung des Ligaments aus. Es handelt sich dabei um ein Versagen, welches durch eine adiabatische Scherlokalisierung an der Rissspitze hervorgerufen wird, man bezeichnet es auch als adiabatisches Scherband. Das Phänomen der adiabatischen Scherlokalisierung wird in Werkstoffen häufig bei hochdynamischen Deformationen beobachtet, wie sie etwa bei Schlagbelastungen mit hoher Geschwindigkeit auftreten. Adiabatische Scherbänder können sich auch ohne Vorhandensein makroskopischer Risse ausbilden, allerdings in diesem Falle erst bei extrem hohen Schlaggeschwindigkeiten. Ist dagegen ein makroskopischer Riss vorhanden, so führt die Spannungs-/Dehnungsüberhöhung an seiner Spitze bei einer global moderaten Belastungsrate lokal zu extrem hohen Deformationsraten. Zur Ausbildung adiabatischer Scherbänder ausgehend von der Spitze eines dynamisch scherb belasteten Risses reichen daher bereits geringe Schlaggeschwindigkeiten aus. Die Ausbildung adiabatischer Scherbänder stellt damit einen gerade im Rahmen der Bruchmechanik relevanten Versagensmechanismus dar.

Bruchmechanische Versagenskennwerte bei Versagen durch adiabatische Scherbänder wie etwa dynamische Scherbruchzähigkeiten sind jedoch bisher experimentell nicht bestimmt worden. Eine Kenntnis dieser dynamischen Scherbruchzähigkeiten bei unterschiedlichen Belastungsraten und speziell beim Wechsel des Versagensmechanismus von Rissen unter -70° zum Ligament zu adiabatischen Scherbändern würde jedoch in einem konkreten hochdynamischen Belastungsfall eine Vorhersage ermöglichen, erstens ob und zweitens durch welchen Mechanismus Versagen auftritt. Noch wichtiger ist aber die Frage, welche prinzipielle Abhängigkeit der dynamischen Versagenskennwerte von der Belastungsrate für beiderlei Versagensmechanismen vorliegt. Ihre Kenntnis kann einen besseren Aufschluss über die kontrollierenden Effekte bei der Ausbildung adiabatischer Scherbänder geben.

Im Rahmen dieser Arbeit werden solche bruchmechanischen Versagenskennwerte in Form von dynamischen Scherbruchzähigkeiten unter hochdynamischer Scherbelastung von Rissen sowohl für Versagen durch Risse unter -70° zum Ligament als auch für Versagen durch adiabatische Scherbänder experimentell bestimmt. Insbesondere wird dabei der Übergangsbereich zwischen beiden Versagensmechanismen untersucht, vor allem hinsichtlich der Auswirkung des Versagensmechanismus auf die prinzipielle Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit eines Werkstoffs von der Belastungsrate.

Die Arbeit gliedert sich in acht Kapitel. Nach dieser Einleitung gibt Kapitel 2 eine Einführung in die Grundlagen der Bruchmechanik und der Bruchdynamik. Außerdem wird das Phänomen der adiabatischen Scherlokalisierung vorgestellt und sein Auftreten bei hochdynamischer Scherbelastung von Rissen nach Kalthoff [2] bzw. Kalthoff und Winkler [3] dokumentiert.

Nachdem in Kapitel 3 eine genauere Spezifizierung der in dieser Arbeit behandelten Problemstellung erfolgt, werden in Kapitel 4 die verwendeten experimentellen Methoden zur zeitlichen Erfassung der Spannungsüberhöhung an der dynamisch scherbelasteten Riss Spitze sowie zur Messung von Ausbreitungsgeschwindigkeiten adiabatischer Scherbänder vorgestellt. Außerdem wird die verwendete Methode zur Erzeugung hochdynamischer Modus-II-Rissbelastungen beschrieben. Die konkrete experimentelle Umsetzung dieser prinzipiellen Methoden im Labor wird in Kapitel 5 vorgestellt.

Eine Charakterisierung der untersuchten Werkstoffe bezüglich ihrer grundsätzlichen mechanisch-technologischen Eigenschaften erfolgt in Kapitel 6.

Kapitel 7 stellt die Ergebnisse vor, die mit Hilfe der in Kapitel 4 erarbeiteten Methoden ermittelt wurden, vorgestellt. Insbesondere werden die unter hochdynamischer Modus-II-Be-

lastung gefundenen Versagensmechanismen, die Entwicklung der bruchmechanischen Versagenskennwerte beim Übergang zwischen den unterschiedlichen Versagensmechanismen sowie gemessene Versagensausbreitungsgeschwindigkeiten dokumentiert. Anschließend erfolgt eine Diskussion und Interpretation der gefundenen Ergebnisse. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung in Kapitel 8.

2 Grundlagen und Stand der Kenntnis

2.1 Linear-elastische Bruchmechanik

2.1.1 Spannungsfeld an einer Rissspitze

In der linear-elastischen Bruchmechanik wird die Spannungserhöhung in der Umgebung einer Rissspitze beschrieben. Es zeigt sich, daß man das Spannungsfeld für den Grenzübergang des Abstandes r von der Rissspitze gegen Null für alle beliebigen Belastungsfälle stets als eine Linearkombination der Spannungsfelder für drei Spezialfälle beschreiben kann [4,5]:

- a) reine Zug-Belastung (Modus-I),
- b) reine ebene Scher-Belastung (Modus-II) und
- c) reine nichtebene Scher-Belastung (Modus-III).

Bei einer Modus-I-Belastung werden gegenüberliegende Punkte auf den Rissufer relativ zueinander in y -Richtung verschoben (Rissöffnungsmodus), bei Modus-II-Belastung in x -Richtung (ebene Rissuferverschiebung) und bei Modus-III-Belastung in z -Richtung (nichtebene Rissuferverschiebung), siehe Abb. 1. Die zugehörigen Spannungsverteilungen können mit Hilfe der Airy'schen Spannungsfunktion als Lösung der Bipotentialgleichung unter den geometrischen Randbedingungen des Risses und der Belastungsart ermittelt werden. Für das Rissspitzennahfeld ergibt sich gemäß Sneddon [6] folgende Darstellung der Spannungen σ_x , σ_y und τ_{xy} in Abhängigkeit der Polarkoordinaten r und φ :

$$\text{Modus-I: } \sigma_x = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \cos \frac{\varphi}{2} \cdot \left(1 - \sin \frac{\varphi}{2} \cdot \sin \frac{3}{2} \varphi \right) \quad (1)$$

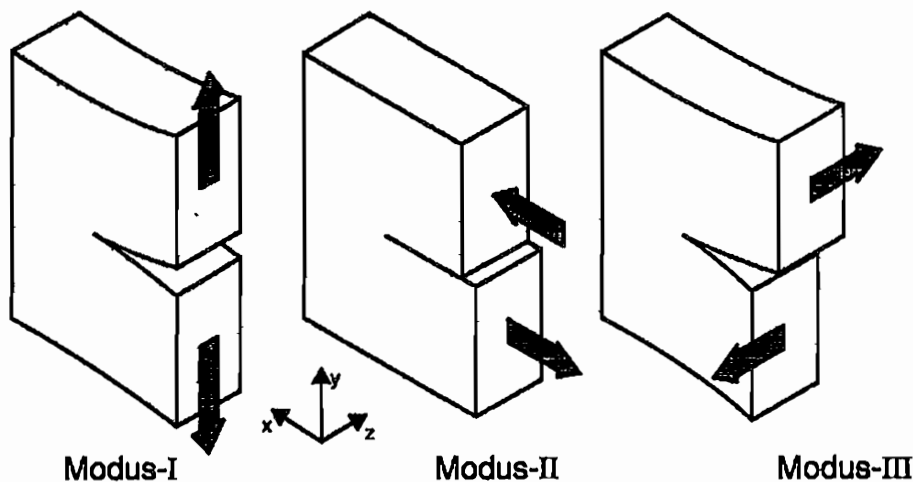


Abb. 1: Die drei grundlegenden Rissbelastungsmoden

$$\sigma_y = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \cos \frac{\varphi}{2} \cdot \left(1 + \sin \frac{\varphi}{2} \cdot \sin \frac{3}{2}\varphi \right) \quad (2)$$

$$\tau_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \cdot \cos \frac{\varphi}{2} \cdot \cos \frac{3}{2}\varphi \quad (3)$$

$$\text{Modus-II: } \sigma_x = \frac{-K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \left(2 \sin \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2} \sin \varphi \cos \frac{3}{2}\varphi \right) \quad (4)$$

$$\sigma_y = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \left(\frac{1}{2} \sin \varphi \cos \frac{3}{2}\varphi \right) \quad (5)$$

$$\tau_{xy} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \left(\cos \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{2} \sin \varphi \sin \frac{3}{2}\varphi \right) \quad (6)$$

$$\text{Modus-III: } \tau_{zx} = -\frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \quad (7)$$

$$\tau_{zy} = \frac{K_{III}}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \cos \frac{\varphi}{2} \quad (8)$$

Es liegt also in allen drei Fällen eine Spannungssingularität der Ordnung $1/\sqrt{r}$ vor. Diese ist in Abb. 2 für einen Modus-I Fall schematisch dargestellt. In den beiden ebenen Rissbelastungsmoden, Modus-I und Modus-II, gelten Gln. (1) bis (6) sowohl für den ebenen Dehnungszustand (EDZ), in dem Dehnungen nur in der x - y -Ebene zugelassen sind, mit $\sigma_z = -\nu \cdot (\sigma_x + \sigma_y)$, als auch für den ebenen Spannungszustand (ESZ), bei dem Spannun-

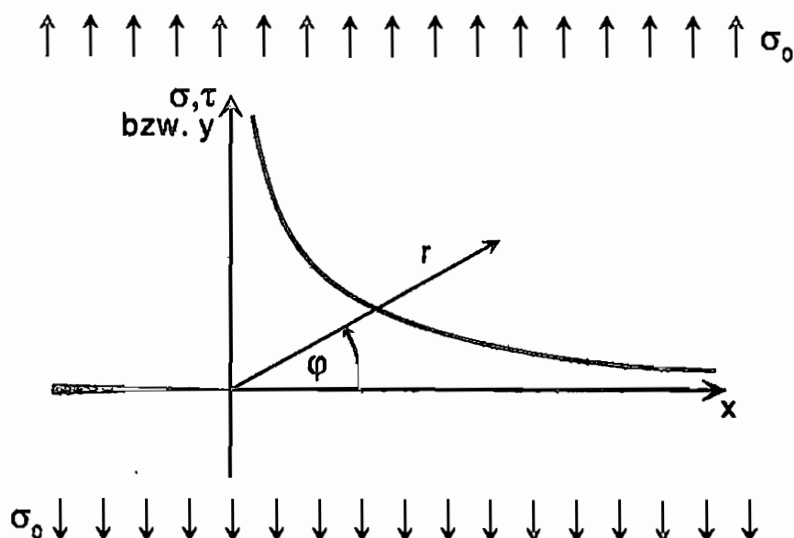


Abb. 2: Schematische Darstellung der Spannungüberhöhung an einer Risspitze

gen nur in der x - y -Ebene erlaubt sind, $\sigma_z = 0$.

Die Amplituden der Spannungssingularitäten K_I , K_{II} und K_{III} sind entscheidend für das Stabilitätsverhalten der Risse. Sie werden nach Irwin [7] als Spannungsintensitätsfaktoren bezeichnet. Formal sind sie durch folgende Definition mit dem Rissspitzen Spannungsfeld verknüpft [8]:

$$K_I = \lim_{r \rightarrow 0} (\sigma_y(r, \varphi = 0) \cdot \sqrt{2\pi r}) \quad (9)$$

$$K_{II} = \lim_{r \rightarrow 0} (\tau_{xy}(r, \varphi = 0) \cdot \sqrt{2\pi r}) \quad (10)$$

$$K_{III} = \lim_{r \rightarrow 0} (\tau_{zy}(r, \varphi = 0) \cdot \sqrt{2\pi r}) \quad (11)$$

Die Spannungsintensitätsfaktoren beschreiben die Spannungserhöhung direkt an der Rissspitze und sind damit ein Maß für die mechanische Belastung bzw. Gefährdung des Risses.

In vielen Fällen können die Spannungsintensitätsfaktoren analytisch mit gegebenen Randbedingungen berechnet werden. So gilt z.B. für den Modus-I Spannungsintensitätsfaktor an einem Riss der Länge $2a$ in einer unendlich ausgedehnten Platte unter einer im Unendlichen angreifenden homogenen Zugspannung σ_0 (Abb. 3):

$$K_I = \sigma_0 \sqrt{\pi a} \quad (12)$$

Auch für andere Geometrien und Belastungen sind Spannungsintensitätsfaktoren analytisch zu berechnen. Die entsprechenden Bestimmungsgleichungen sind in Handbüchern und Nachschlagewerken aufgelistet [9,10]. Für eine gegebene Geometrie gilt das Superpositionsprinzip, welches besagt, dass, wenn mehrere äußere Belastungen gleichzeitig an einem rissbehafteten Bauteil anliegen, sich die mit den einzelnen Belastungen verbundenen Span-

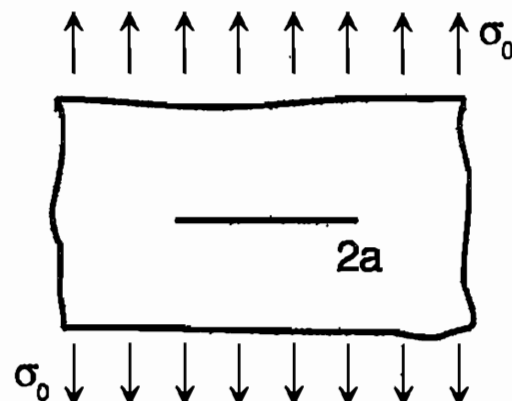


Abb. 3: Riss in einer unendlichen Platte unter Zugbelastung

nungsintensitätsfaktoren des gleichen Modus addieren. Allgemein ist der Spannungsintensitätsfaktor eine Funktion der äußeren Lasten, der Risslänge, der Risslage und der Geometrie des Bauteils.

Die in Gln. (1) bis (8) genannten Beziehungen für das Spannungsfeld gelten streng nur in der direkten Umgebung der Riss Spitze. In größeren Entfernungen von der Riss Spitze machen sich höhere Terme in der Spannungsverteilung bemerkbar. Auch diese lassen sich als Lösung der Bipotentialgleichung mit Hilfe der Airy'schen Spannungsfunktion herleiten. Allgemein läßt sich das Spannungsfeld an einer Riss Spitze für eine Rissbelastungsart nach Williams in einer Reihe entwickeln [11]:

$$\sigma_{ij} = \frac{K_{I/II/III}}{\sqrt{2\pi r}} \cdot f_{0,ij}(\varphi) + \frac{1}{\sqrt{r}} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} A_n r^n f_{n,ij}(\varphi) + \sum_{m=0}^{\infty} B_m r^m g_{m,ij}(\varphi) \quad (13)$$

Der erste Term ist der aus Gln. (1) bis (8) bekannte singuläre $1/\sqrt{r}$ -Term, die Summenterme sind die angesprochenen höheren Terme der Spannungsverteilung. Die Koeffizienten A_n und B_m der höheren Terme sind ebenfalls von den äußeren Lasten und der Geometrie des Risses und des Bauteils abhängig. Sie sind um so größer, je näher die freien Ränder des Bauteils an der Riss Spitze liegen. Aufgrund ihrer Ordnung in r liegt es in der Natur der höheren Terme, dass sie erst in größerer Entfernung zur Riss Spitze an Einfluss gewinnen.

2.1.2 Plastische Zone

Die bisherigen Überlegungen gelten für ein idealisiertes streng linear-elastisches Werkstoffverhalten. Die Spannungen steigen dabei aufgrund der $1/\sqrt{r}$ -Singularität an der Riss Spitze über alle Grenzen. Dies kann in realen Werkstoffen nicht der Fall sein, da diese, nachdem die Spannungen die Fließspannung überschreiten, plastifizieren. Daher bildet sich in der Realität an einer belasteten Riss Spitze stets ein Bereich plastischer Verformung aus, die sogenannte plastische Zone. Diese ist immer vorhanden, wenn ein Riss belastet wird, auch in extrem spröden Werkstoffen wie etwa Glas oder Keramik. Lediglich die Größe der plastischen Zone kann sehr unterschiedlich sein. Allgemein gilt, dass die plastische Zone bei gleicher Belastung um so größer ist, je duktiler ein Werkstoff ist. Ein erster Ansatz zur Beschreibung der plastischen Zone wurde 1958 von Irwin gemacht [12]. Dabei wird die plastische Zone als kreisförmiges Gebiet um die Riss Spitze mit einem konstanten Radius r_p angenommen. Dieser Radius ergibt sich für Modus-I durch Gleichsetzen der Fließspannung σ_F eines Werkstoffes mit der auf dem Ligament ($\varphi = 0$) herrschenden Zugspannung σ_y nach Gl. (2):

$$r_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{K_I}{\sigma_F} \right)^2 \quad (14)$$

Eine etwas differenziertere Betrachtung kann mit Hilfe der Gestaltänderungshypothese gemacht werden, nach der plastische Verformung bei einem beliebigen dreidimensionalen Spannungszustand dann eintritt, wenn eine Vergleichsspannung wie etwa die von Mises Vergleichsspannung die Fließspannung σ_F überschreitet [13]. Die von Mises Vergleichsspannung σ_V ist wie folgt zu bestimmen, wobei $\sigma_{1,2,3}$ die drei Hauptspannungen sind:

$$\sigma_V = \sqrt{\frac{1}{2} \{ (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 \}} \quad (15)$$

Ein Gleichsetzen der von Mises Spannung mit der Fließspannung ergibt nun nicht mehr kreisförmige, sondern komplizierter geformte plastische Zonen. Größe und Form der so erhaltenen plastischen Zone hängt davon ab, ob ein ebener Spannungs- oder Dehnungszustand vorliegt. Die Radien der plastischen Zonen in Abhängigkeit vom Winkel φ für Modus-I und Modus-II für ebenen Dehnungs- sowie Spannungszustand ergeben sich zu [14]:

$$\text{Modus-I: } r_p = \frac{K_I^2}{2\pi\sigma_F^2} \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} \left(1 + 3 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right) \quad (\text{ESZ}) \quad (16)$$

$$r_p = \frac{K_I^2}{2\pi\sigma_F^2} \cdot \cos^2 \frac{\varphi}{2} \left(1 + 3 \sin^2 \frac{\varphi}{2} - 4\nu(1-\nu) \right) \quad (\text{EDZ}) \quad (17)$$

$$\text{Modus-II: } r_p = \frac{K_{II}^2}{2\pi\sigma_F^2} \cdot \left(3 - \frac{9}{4} \sin^2 \varphi + \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right) \quad (\text{ESZ}) \quad (18)$$

$$r_p = \frac{K_{II}^2}{2\pi\sigma_F^2} \cdot \left(3 - \frac{9}{4} \sin^2 \varphi + \sin^2 \frac{\varphi}{2} (1 - 2\nu)^2 \right) \quad (\text{EDZ}) \quad (19)$$

In Abb. 4 sind die entsprechenden plastischen Zonen für den Modus-I und den Modus-II Fall sowohl für den ebenen Dehnungszustand als auch den ebenen Spannungszustand abgebildet. Davon ausgehend, dass an der Oberfläche eines Bauteils im Wesentlichen ein ebener Spannungszustand, im Innern eines Bauteils dagegen ein ebener Dehnungszustand vorliegt, ergibt sich im Modus-I Fall eine charakteristische dreidimensionale Form der plastischen Zone über die Probendicke. Man spricht auch vom „Hundeknochenmodell“. Bei gleichen Werten des Spannungsintensitätsfaktors K_I bzw. K_{II} ist die plastische Zone im Modus-II Fall insge-

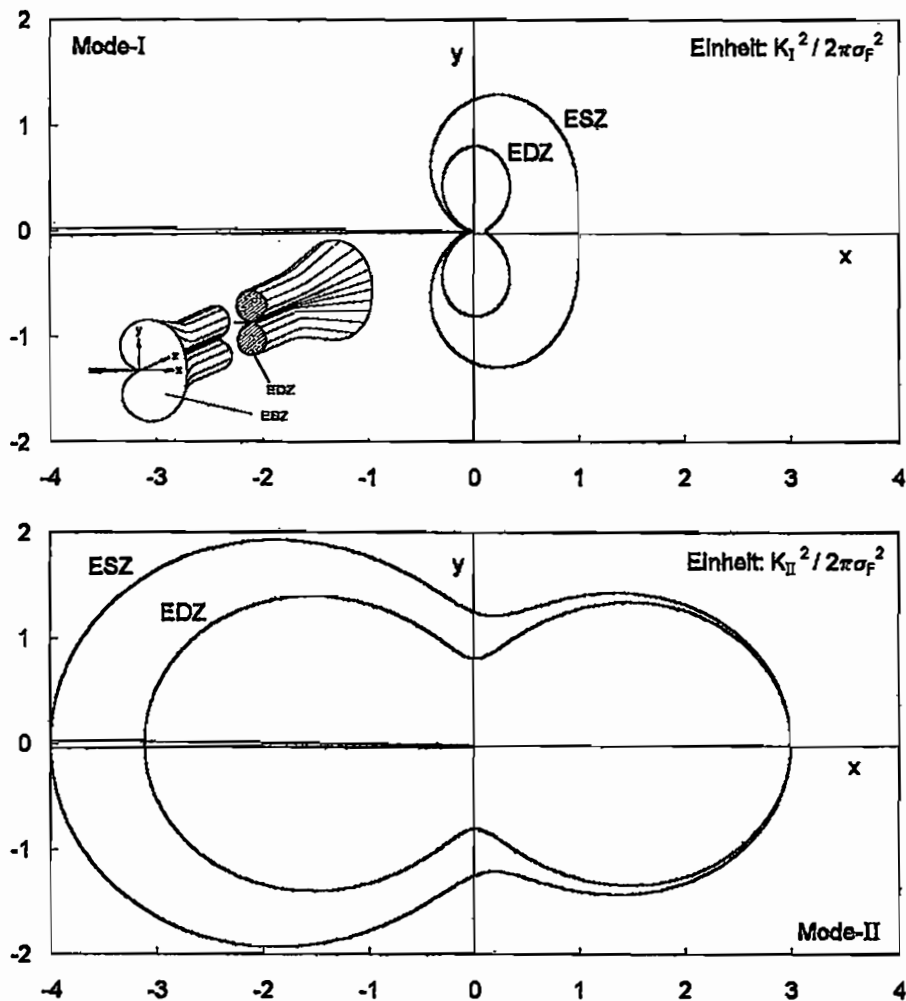


Abb. 4: Plastische Zonen für Modus-I und Modus-II Belastungen für ebenen Dehnungszustand und ebenen Spannungszustand; aus: [15]

samt größer als im Modus-I Fall, der Unterschied zwischen ebenem Dehnungs- und Spannungszustand ist dagegen bei Modus-II relativ gesehen kleiner.

Der Unterschied in Form und Größe der plastischen Zonen für den ebenen Dehnungs- und ebenen Spannungszustand bewirkt bei Rissausbreitung unter Modus-I die Ausbildung sogenannter Scherlippen. Dies sind Bereiche, die am Rand der bei Rissausbreitung entstehenden Bruchflächen liegen, also an der ursprünglichen Probenoberfläche. Sie treten aufgrund der niedrigeren Mehrachsigkeit des dort vorliegenden Spannungszustandes und der damit verbundenen höheren Scherspannungen auf. Diese übersteigen am Rand den kritischen Wert für Scherversagen, während in der Mitte der Probe dieser Wert nicht überschritten wird, so dass dort Versagen durch einen makroskopischen Spaltbruch auftritt. Im Bereich der Scherlippen ist die Bruchfläche gegenüber der x - z -Ebene um etwa 45° geneigt. Die Größe der Scherlippen ist mit der Größe der plastischen Zone korreliert und erlaubt dadurch ihre nachträgliche

Abschätzung durch Betrachtung der gebildeten Bruchfläche.

Trotz des Auftretens plastischer Zonen bei Rissbelastung kann das Konzept der linear-elastischen Bruchmechanik in vielen Fällen weiter angewandt werden. Dazu müssen im Wesentlichen zwei Kriterien eingehalten werden:

Erstens muss die geometrische Ausdehnung der plastischen Zone, ausgedrückt durch den Radius der plastischen Zone r_p , klein gegenüber typischen Dimensionen des rissbehafteten Bauteils wie der Risslänge oder dem Abstand der Rissspitze zu den Bauteilbegrenzungen sein. Man spricht in diesem Falle auch von der Bruchmechanik begrenzten plastischen Fließens. Dabei ist das Spannungsfeld nur direkt an der Rissspitze durch die plastische Zone beeinflusst, für $r \gg r_p$ gilt das in den Gln. (1) bis (8) oder für noch größere Abstände zur Rissspitze das in Gl. (13) gegebene Spannungsfeld. Eine schematische Darstellung der Bereiche um die Rissspitze, die unter den verschiedenen Einflüssen stehen, ist in Abb. 5 gegeben.

Das zweite Kriterium ergibt sich aus der Formänderung der plastischen Zone für ebenen Dehnungs- bzw. ebenen Spannungszustand. Man kann zeigen, dass Rissinstabilität zuerst unter Bedingungen des ebenen Dehnungszustandes auftritt. Um also einen sicherheitsrelevanten konservativen bruchmechanischen Kennwert zu ermitteln muss in der Probe definitionsgemäß überwiegend ein solcher ebener Dehnungszustand vorliegen. Dazu muss die Probe eine genügende Dicke aufweisen, so dass der Einfluss des ebenen Spannungszustandes an den Probenoberflächen verschwindend klein ist. Die Einhaltung dieses Kriteriums

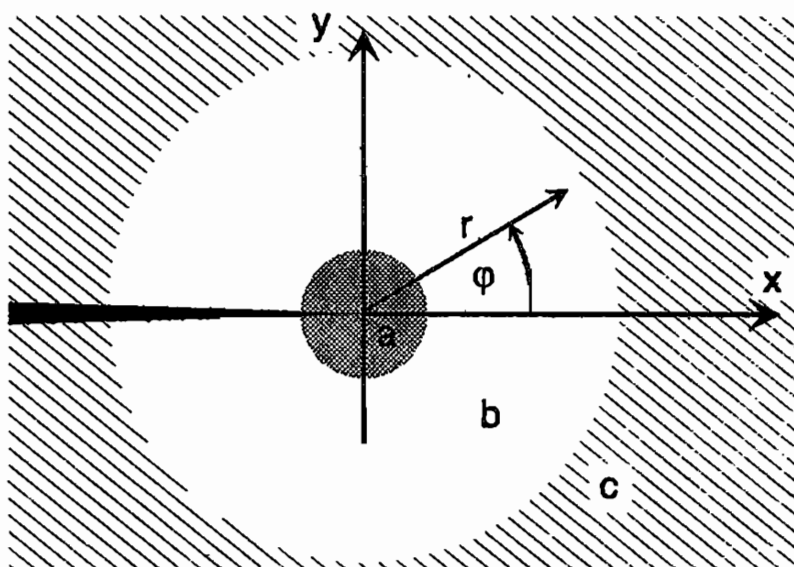


Abb. 5: Schematische Darstellung verschiedener Bereiche um eine belastete Rissspitze:
 a) durch die plastische Zone beeinflusst
 b) im Wesentlichen durch den Spannungsintensitätsfaktor beschriebenes Gebiet
 c) durch höhere Terme stark beeinflusstes Gebiet

kann nachträglich auch anhand der Größe der oben bereits beschriebenen Scherlippen überprüft werden. Sie müssen klein im Vergleich zur Probendicke sein.

Das Auftreten der plastischen Zone bei Belastung eines Risses ist zum einen mit einer Energiedissipation und zum anderen mit einem Abbau der Spannungssingularität an der Rissspitze verbunden. Beides sorgt dafür, dass Werkstoffe einer Rissausbreitung einen Widerstand entgegensetzen, der z.B. durch die Bruchzähigkeit eines Werkstoffes beschrieben werden kann.

2.1.3 Bruchzähigkeit

Das Stabilitätsverhalten eines Risses wird für einen gegebenen Werkstoff durch die Größe des anliegenden Spannungsintensitätsfaktors kontrolliert. Der Wert des Spannungsintensitätsfaktors bei Eintreten von Rissinstabilität ist dabei vom Werkstoff abhängig. Daher wird in der Bruchmechanik neben der rein mechanischen Größe des Spannungsintensitätsfaktors K_I , K_{II} oder K_{III} , welcher das Spannungsfeld an einer belasteten Rissspitze charakterisiert, auch die rein werkstoffspezifische Größe der Bruchzähigkeit K_{Ic} , K_{IIc} oder K_{IIIc} eingeführt. Sie ist der maximal vom Werkstoff ertragbare Spannungsintensitätsfaktor für einen gegebenen Rissbelastungsmodus, bevor instabile Rissausbreitung bei vorherrschendem ebenen Dehnungszustand einsetzt. Dabei müssen die in Kap. 2.1.2 beschriebenen Kriterien zur Gültigkeit der linear-elastischen Bruchmechanik bezüglich der Probendicke und bezüglich des Abstandes der Probenberandungen zur Rissspitze erfüllt sein.

Die Bruchzähigkeit ist ein Maß für den Widerstand des Werkstoffs gegen instabile Rissausbreitung. Unter Kenntnis der Bruchzähigkeit eines Werkstoffes lässt sich eine Sicherheitsaussage für ein rissbehaftetes Bauteil machen. Das Kriterium für instabile Rissausbreitung lautet:

$$K \geq K_c \quad (20)$$

Die Bruchzähigkeit steht damit zum Spannungsintensitätsfaktor in einer Relation wie etwa die Zugfestigkeit zu einer vorliegenden uniaxialen Zugspannung oder einer Vergleichsspannung. Es ist damit möglich, die Gefährlichkeit von auftretenden Rissen in Bauteilen oder Konstruktionen unter bekannten Belastungen abzuschätzen und zu entscheiden, ob Maßnahmen zu ergreifen sind oder nicht.

Vorschriften zur Bestimmung von Bruchzähigkeiten sind in Normen wie z.B. der ASTM-Norm E399 zur Bestimmung von K_{Ic} festgehalten [16]. Dabei wird die Einhaltung der oben genannten Kriterien zur Anwendbarkeit linear-elastischer Bruchmechanik durch Vorgabe

entsprechender Probendimensionen gewährleistet. Eine solche Norm für den Modus-II oder Modus-III Fall ist bisher noch nicht festgelegt. Aus diesem Grunde wurden für diese Belastungsarten oft ungültige Versuche durchgeführt, was zu widersprüchlichen Angaben der Bruchzähigkeiten für einen Werkstoff führte. Ein Vorschlag für eine Norm zur Bestimmung von K_{IIc} ist nun von Hiese gemacht worden [15]. Die dazu durchgeführten Untersuchungen ergaben, dass aufgrund der speziellen Form der plastischen Zone bei Modus-II-Belastungen die Proben in der Probenebene viermal größer sein müssen, aber gleichzeitig dreimal dünner sein dürfen als Proben zur gültigen Bestimmung von K_{Ic} .

2.1.4 Energiebetrachtung

Der Übergang zwischen Stabilität und Instabilität eines Risses lässt sich auch anhand einer Energiebetrachtung verstehen. Eine solche Überlegung wurde zuerst von Griffith 1920 angestellt [17]. Er stellt eine Energiebilanz für eine gedachte infinitesimal kleine Rissverlängerung δa in einem Bauteil auf, wobei er davon ausgeht, dass dem Bauteil während der Rissverlängerung keine weitere Energie zugeführt wird. Dies ist unter sogenannten „fixed-grip“-Bedingungen der Fall, d.h. unter Bedingungen einer ideal steifen und wegkontrollierten Belastung des Bauteils. Bei einer solchen Rissverlängerung nimmt die in dem belasteten Bauteil gespeicherte elastische Energie U_a um einen Betrag δU_a ab. Gleichzeitig wird für die Schaffung der neuen Oberflächen während des Rissfortschritts eine Energie δU_γ benötigt. Instabile Rissausbreitung tritt demnach immer dann auf, wenn die durch die Abnahme der elastischen Energie bereitgestellte Energie die zum Rissfortschritt benötigte Energie übersteigt [5]:

$$-\frac{1}{d} \frac{\delta U_a}{\delta a} \geq \frac{1}{d} \frac{\delta U_\gamma}{\delta a} \quad (d: \text{Bauteildicke}) \quad (21)$$

Dieser Sachverhalt ist in Abb. 6 grafisch dargestellt. Von Irwin wurden die Größen der Energiefreisetzungsrates G sowie der spezifischen Bruchenergie G_c eingeführt:

$$G = -\frac{1}{d} \frac{\delta U_a}{\delta a} \quad G_c = \frac{1}{d} \frac{\delta U_\gamma}{\delta a} \quad (22)$$

Das Kriterium für instabile Rissausbreitung lautet demnach:

$$G \geq G_c \quad (23)$$

Dieses Kriterium steht in vollkommener Analogie zu dem in Ungleichung (20) angegebenen Kriterium. Auch hier wird eine Größe G , die letztlich das mechanische Spannungsfeld in

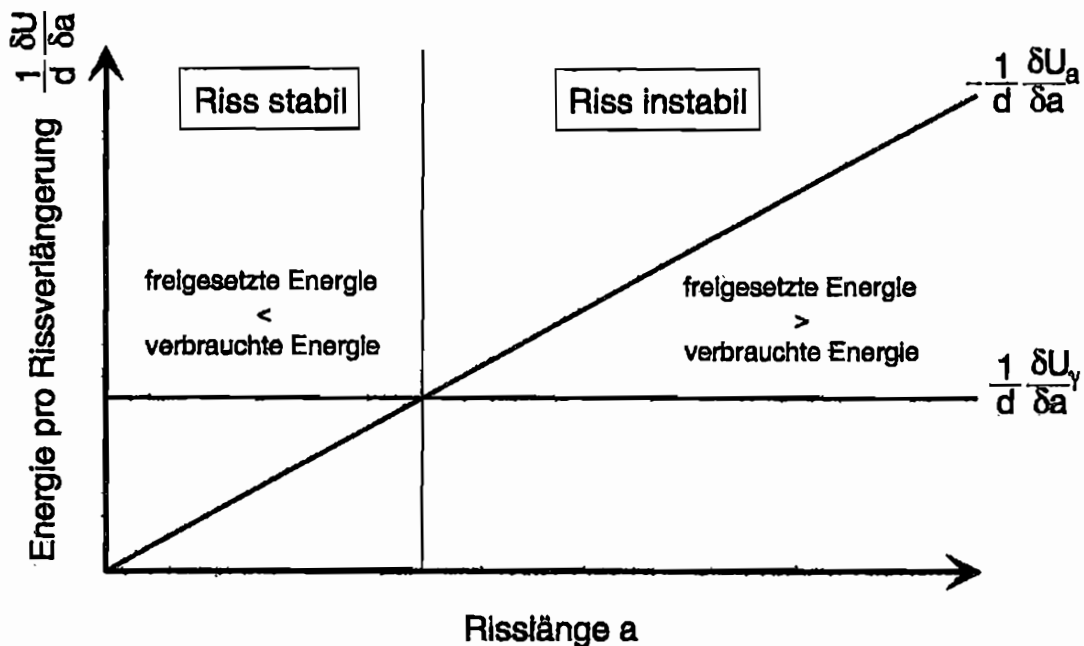


Abb. 6: Die Risserweiterung kontrollierende Energiebilanzen

dem Bauteil beschreibt, mit einer rein werkstoffspezifischen Größe G_c , die den Widerstand des Werkstoffs gegen instabile Rissausbreitung beschreibt, verglichen. Experimentell wurde festgestellt, dass diese spezifische Bruchenergie die reine Oberflächenenergie, welche sich aus der Schaffung von Oberflächen durch Lösen atomarer oder molekularer Bindungen ergebe, um mehrere Größenordnungen übersteigt. Dies ist auf das Vorhandensein der in Kap. 2.1.2 beschriebenen plastischen Zone zurückzuführen. Diese muss bei Rissfortschritt stets mitgeführt werden und führt dabei zu einer großen Energiedissipation bis weit hinein ins Volumen um die neu entstehenden Rissufer. Man bezeichnet daher U_y oft auch nur als „scheinbare“ Oberflächenenergie. Selbst für Werkstoffe mit extrem kleinen plastischen Zonen wie z.B. Glas mit plastischen Zonen von nur einigen μm Größe übersteigt die spezifische Bruchenergie die reine Oberflächenenergie um einen Faktor von einigen 100.

Die aus der Energie hergeleiteten Größen der Energiefreisetzungsrates G und der spezifischen Bruchenergie G_c lassen sich in Bezug bringen zu den aus dem Risspitzen Spannungsfeld abgeleiteten Größen des Spannungsintensitätsfaktors K und der Bruchzähigkeit K_c . Unter Kenntnis des durch K beschriebenen Spannungsfeldes sowie der Rissuferverschiebungen kann man diejenige Energie berechnen, die man benötigt, um einen Riss um die Länge δa wieder zu schließen. Diese Energie ist dem Betrag nach gleich der in der Energiefreisetzungsrates berücksichtigten Energie. Es ergibt sich sowohl für Modus-I als auch für Modus-II:

$$G_{I/II} = \frac{1}{E} K_{I/II}^2 \quad (\text{ESZ}) \quad (24)$$

$$\text{und} \quad G_{I/II} = \frac{1-\nu^2}{E} K_{I/II}^2 \quad \text{bzw.} \quad G_{Ic/IIc} = \frac{1-\nu^2}{E} K_{Ic/IIc}^2 \quad (\text{EDZ}) \quad (25)$$

Da die Bruchzähigkeit für einen vorherrschenden ebenen Dehnungszustand eingeführt wurde, gilt dasselbe für die spezifische Bruchenergie. Außerdem sei darauf hingewiesen, dass im Rahmen dieser Überlegungen formal nur Rissausbreitungen in Richtung des Ligaments betrachtet werden. Unter Modus-II-Belastungen tritt dies im Allgemeinen jedoch nicht ein, siehe Kap. 2.1.5.2. In einem solchen Falle gelten für die Energiefreisetzungsrates kompliziertere Zusammenhänge, wie sie etwa bei Podleschny [18] angegeben sind.

Mit den Überlegungen zum Einfluss der plastischen Zone auf die Energiebilanz beim Rissfortschritt lässt sich nun verstehen, dass ein Werkstoff eine um so höhere Bruchzähigkeit bzw. spezifische Bruchenergie aufweist, je duktiler er ist bzw. je niedriger seine Fließspannung liegt. Auch die Tatsache, dass Rissinstabilität zuerst bei Vorliegen eines ebenen Dehnungszustandes auftritt, ist auf die in diesem Falle kleinere plastische Zone zurückzuführen. Generell gilt, dass große plastische Zonen zu einer großen Energiedissipation bei Rissausbreitung und damit zu hohen Bruchzähigkeitswerten führen. Dies steht im Gegensatz zu Auslegungskriterien, die in der herkömmlichen Festigkeitslehre angewendet werden, nach der die Fließspannung eines Werkstoffes möglichst hoch sein sollte. Bei der Auswahl von Werkstoffen für Bauteile, in denen Risse auftreten können, muss man also in der Regel einen Kompromiss zwischen möglichst hoher Bruchzähigkeit einerseits und möglichst hoher Fließspannung bzw. Zugfestigkeit andererseits eingehen.

2.1.5 Rissstabilitätskriterien und -ausbreitungsrichtungen für gemischte Belastungsmoden

Bisher wurden nur Rissstabilitätskriterien für ein alleiniges Vorliegen eines der drei grundlegenden Rissbelastungsmoden betrachtet. Außerdem wurde noch keinerlei Aussage über die Richtung, in der sich ein Riss nach Einsetzen der Instabilität ausbreitet, gemacht. Diese hängt stark vom vorliegenden Rissbeanspruchungsmodus ab. Im Folgenden soll betrachtet werden, welche Voraussagen sich machen lassen, wenn mehrere Belastungsmoden gleichzeitig vorliegen, d.h. bei sogenannten gemischten Belastungsmoden („mixed-mode“). Hier werden jedoch nur Mischungen zwischen den ebenen Belastungsmoden, d.h. Modus-I und Modus-II, betrachtet.

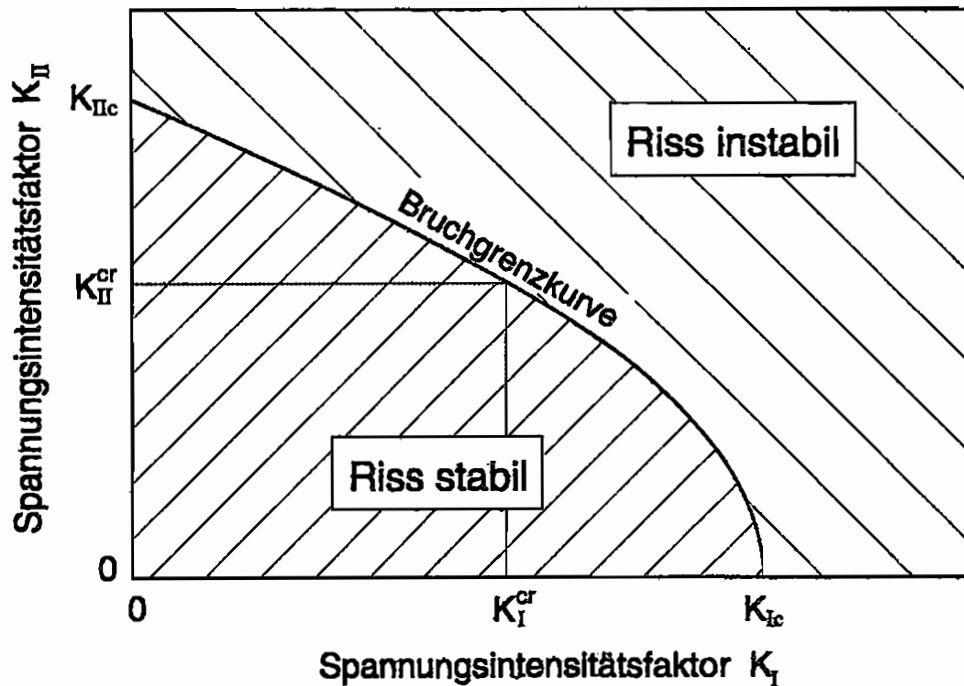


Abb. 7: Bruchgrenzkurve zur Vorhersage der Rissstabilität bei gemischten Belastungen

2.1.5.1 Rissstabilitätskriterium

Für reinen Modus-I und reinen Modus-II lassen sich die Bruchzähigkeiten K_{Ic} und K_{IIc} experimentell etwa nach der ASTM-Norm E399 [16] für Modus-I oder nach einer geeigneten Übertragung auf Modus-II [15] bestimmen. Es wurden viele Versuche unternommen, aus der Kenntnis dieser beiden Kennwerte auf kritische Rissbelastungen bei gleichzeitigem Vorliegen beider Belastungsmoden rückzuschließen. Die Schwierigkeit einer korrekten Vorhersage bei gemischten Belastungsmoden liegt darin begründet, dass sich Spannungsintensitätsfaktoren unterschiedlicher Moden nicht addieren, sondern eine komplexe Wechselwirkung zwischen ihnen vorliegt, die noch nicht komplett verstanden ist.

Eine in vielen Fällen praktikable Herangehensweise an dieses Problem ist die Einführung einer sogenannten Bruchgrenzkurve, die in einer durch K_I und K_{II} aufgespannten Ebene den Bereich, für den der Riss stabil bleibt, von dem Bereich trennt, in dem Rissinstabilität auftritt. So wie K_{Ic} und K_{IIc} ist dabei die gesamte Bruchgrenzkurve werkstoffspezifisch, muss also im Prinzip für jeden Werkstoff neu bestimmt werden. Eine solche Bruchgrenzkurve ist in Abb. 7 schematisch dargestellt. Diese Kurve muss die beiden Achsen bei K_{Ic} und K_{IIc} schneiden, da dort die reinen Belastungszustände vorliegen. Ansonsten tritt Rissinstabilität bei kritischen Spannungsintensitätsfaktoren K_I^{cr} und K_{II}^{cr} auf, die vom Mischungsverhältnis der beiden Moden abhängen und die i.a. unter K_{Ic} oder K_{IIc} liegen.

Zum besseren Verständnis der Bruchgrenzkurven wurden viele Überlegungen gemacht, die

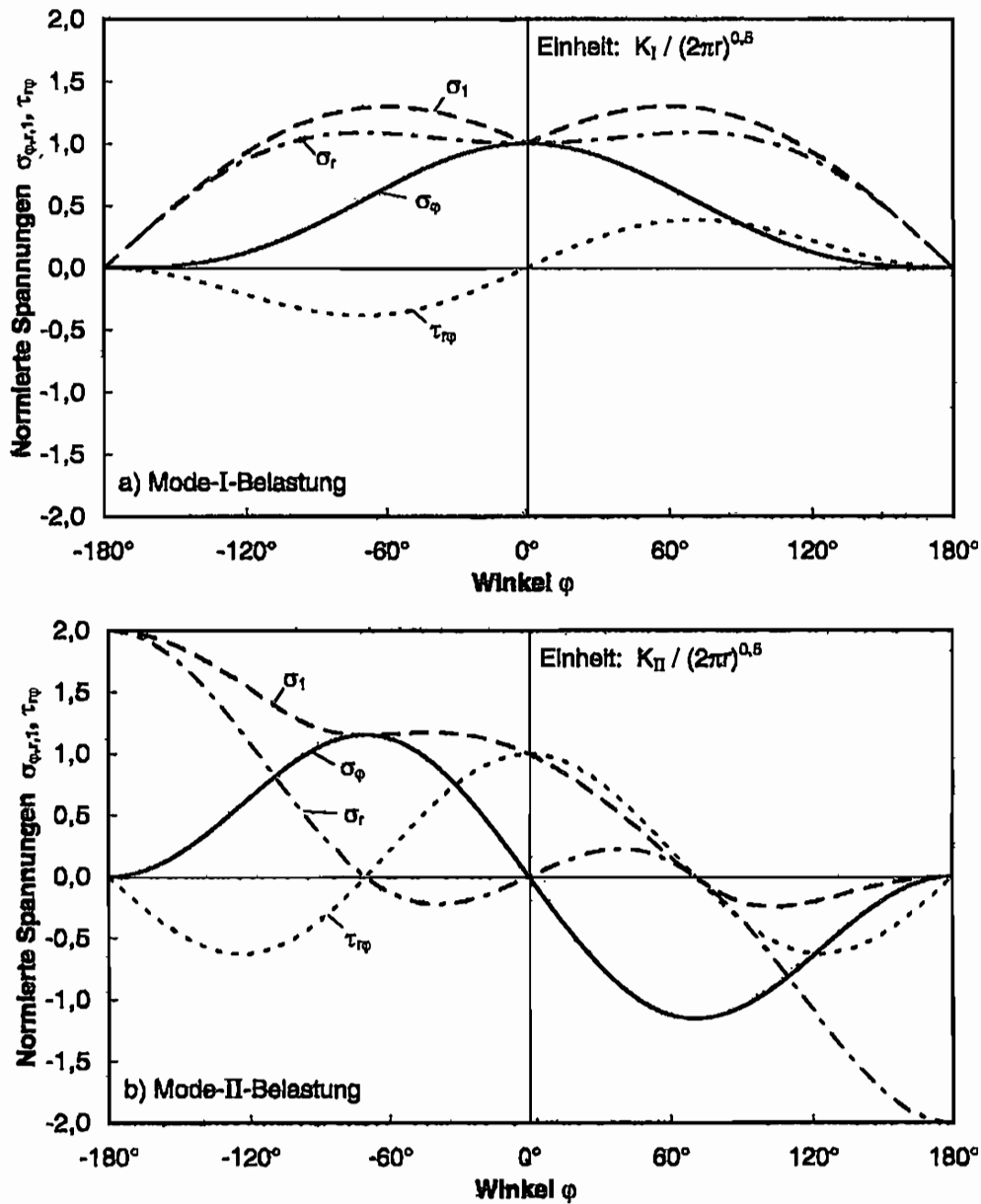


Abb. 8: Winkelabhängigkeiten der Spannungen in der Nähe der Rissspitze
 a) bei Modus-I Belastung b) bei Modus-II Belastung

anhand lokaler Spannungs-, Dehnungs- oder Energieparameter Hypothesen für ein Rissstabilitätskriterium bei gemischten Belastungsmoden aufstellen. Eine der wichtigsten Bruchhypothesen ist das von Erdogan und Sih aufgestellte Kriterium der maximalen Tangentialspannung [1], welches im Folgenden kurz vorgestellt werden soll. Es gibt noch eine Vielzahl weiterer Bruchhypothesen, auf die hier nicht weiter eingegangen wird. Eine Übersicht über diese ist beispielsweise bei Podleschny [18] zu finden. Beim Kriterium der maximalen Tangentialspannung werden die direkt an der Rissspitze vorliegenden Spannungen in Polarkoordinaten, σ_r , σ_φ und $\tau_{r\varphi}$, betrachtet. In Abb. 8 sind diese Spannungen sowie

eine Hauptspannung für die Sonderfälle reiner Modus-I und reiner Modus-II dargestellt. Man erkennt, dass sich ein Maximum der Tangentialspannung σ_φ für Modus-I bei $\varphi = 0^\circ$ und für Modus-II bei $\varphi \approx -70^\circ$ ergibt. Beim selben Winkel φ verschwindet jeweils die Schubspannung $\tau_{r\varphi}$, so dass dort die Tangentialspannung zugleich eine Hauptspannung ist. Gemäß des Kriteriums der maximalen Tangentialspannung breitet sich ein Riss stets unter reinen Modus-I-Bedingungen aus, d.h. in einer Richtung, in der keinerlei Schubspannungen vorliegen. Dies ist gleichzeitig die Richtung mit maximaler Tangentialspannung. Rissinstabilität tritt ein, sobald diese einen kritischen Wert überschreitet. Die Annahme eines konstanten kritischen Wertes der maximalen Tangentialspannung bei Rissinitiierung führt auf eine Bruchgrenzkurve, die qualitativ der in Abb. 7 gezeigten sehr ähnlich ist [18].

2.1.5.2 Rissausbreitungsrichtung

Unter der Annahme einer Rissausbreitung senkrecht zur jeweils maximalen Tangentialspannung lässt sich der Winkel φ_0 , unter dem sich der Riss ausbreitet, für alle Mischungsverhältnisse von K_I^{cr} und K_{II}^{cr} analytisch mit den Gln. (1) bis (6) berechnen. Es ergibt sich:

$$\varphi_0 = -\arccos \left(\frac{3K_{II}^{cr2} + K_I^{cr} \sqrt{K_I^{cr2} + 8K_{II}^{cr2}}}{K_I^{cr} + 9K_{II}^{cr2}} \right) \quad (26)$$

Der Betrag dieses Rissausbreitungswinkels ist in Abb. 9 gegen das Mischungsverhältnis $K_{II}^{cr}/(K_I^{cr} + K_{II}^{cr})$ von Modus-II zu Modus-I aufgetragen.

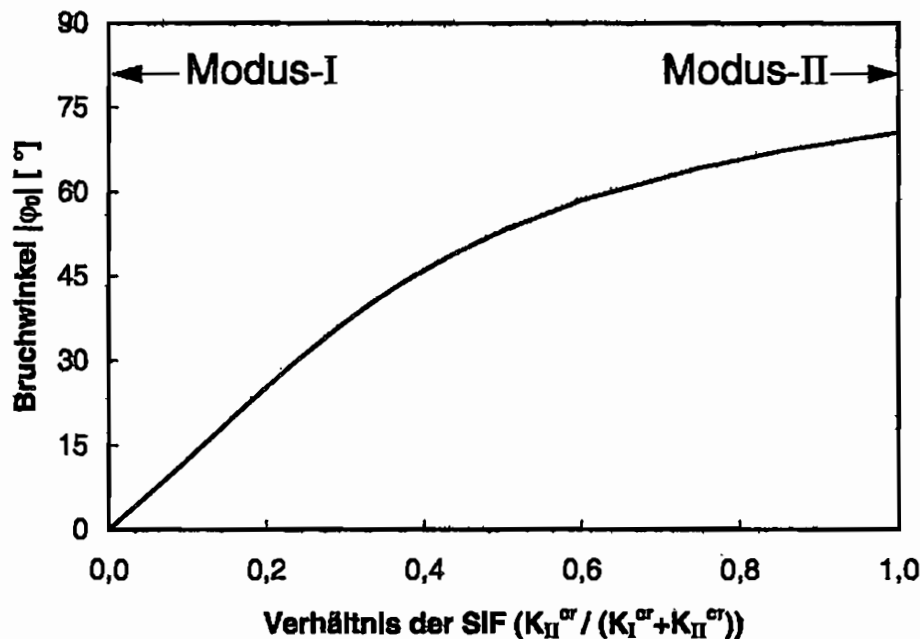


Abb. 9: Rissausbreitungsrichtung für verschiedene Mischungsverhältnisse von Modus-II zu Modus-I nach dem Kriterium der maximalen Tangentialspannung

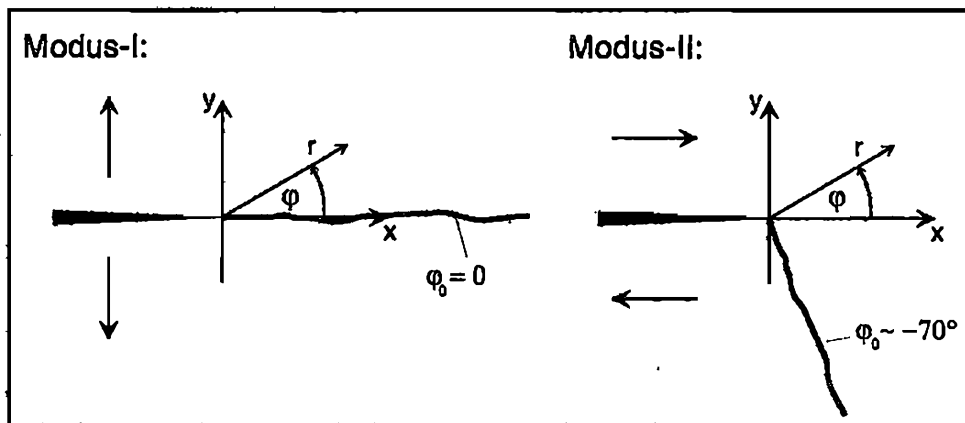


Abb. 10: Rissausbreitung nach dem Kriterium der maximalen Tangentialspannung für reinen Modus-I und reinen Modus-II

Bei reiner Modus-I Belastung breitet sich ein Riss in einer Richtung von 0° zum Ligament aus. Bei einem Übergang zu einer Modus-II Belastung geht der Wert des Rissausbreitungswinkels sukzessive über zu:

$$\varphi_0^{\text{Modus-II}} = -\arccos(1/3) \approx -70,5^\circ \quad (27)$$

In Abb. 10 sind die Rissausbreitungsrichtungen für reinen Modus-I und reinen Modus-II veranschaulicht.

Unter Verwendung anderer Kriterien zur Rissstabilität wie etwa dehnungs- oder energiebezogener Kriterien erhält man andere Bruchgrenzkurven und Rissausbreitungsrichtungen. Qualitativ ergeben sich jedoch ähnliche Abhängigkeiten wie beim Kriterium der maximalen Tangentialspannung.

Experimentell wurde festgestellt, dass die Rissausbreitungsrichtung durch das Kriterium der maximalen Tangentialspannung am besten vorhergesagt werden kann [19,20]. So werden bei einer reinen Modus-II Belastung stets Rissausbreitungswinkel zwischen etwa -70° und -78° gefunden. Dagegen können die Bruchgrenzkurven oft nur sehr unbefriedigend anhand eines der oben genannten Kriterien vorhergesagt werden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Rissstabilität nur sehr schwer anhand von lokalen Parametern an der Risspitze beschrieben werden kann.

2.2 Bruchdynamik

2.2.1 Zur Wellenausbreitung in elastischen Kontinua

Bei dynamischen Belastungen von linear-elastischen Kontinua ist zu beachten, dass kontinuumsmechanische Gesetze der Elastostatik nicht mehr anwendbar sind. In einem Übergangs-

bereich kann häufig Schwingungsmechanik im Sinne einer Analyse von Schwingungsmoden, die an Bauteilgeometrien und Werkstoffeigenschaften gekoppelt sind, angewendet werden. Bei hochdynamischen Vorgängen wie Schlagbelastungen oder Rissausbreitungsvorgängen muss jedoch Wellenmechanik angewendet werden. Wesentliche Größen der Wellenmechanik sind die Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten für die unterschiedlichen elastischen Wellen wie Longitudinalwelle, Transversalwelle oder Rayleigh-Welle. Bei Longitudinalwellen werden die Partikel in Wellenausbreitungsrichtung ausgelenkt. Dabei ergeben sich folgende Longitudinalwellengeschwindigkeiten c_L für ebenen Dehnungs- und ebenen Spannungszustand [21]:

$$c_L^{\text{EDZ}} = \sqrt{\frac{E}{\rho \cdot (1 - \nu^2)}} \quad (28)$$

$$c_L^{\text{ESZ}} = \sqrt{\frac{E \cdot (1 - \nu)}{\rho \cdot (1 + \nu) \cdot (1 - 2\nu)}} \quad (29)$$

Bei Transversalwellen erfolgt die Partikelauslenkung senkrecht zur Wellenausbreitungsrichtung. Die Transversalwellengeschwindigkeit c_T beträgt sowohl für den ebenen Dehnungs- als auch für den ebenen Spannungszustand [21]:

$$c_T = \sqrt{\frac{E}{2\rho \cdot (1 + \nu)}} \quad (30)$$

Rayleigh-Wellen sind Wellen, die nur an freien Oberflächen auftreten können. Ihre Intensität klingt in das Bauteilvolumen hinein exponentiell ab. Ihre Existenz wurde erstmals 1887 von Lord Rayleigh postuliert [22]. Ihre Geschwindigkeit c_R kann als Lösung von Gl. (31) errechnet werden [21].

$$\left(2 - \frac{c_R^2}{c_T^2}\right)^2 - 4 \cdot \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_L^2 \cdot \text{ESZ}^2}} \cdot \sqrt{1 - \frac{c_R^2}{c_T^2}} = 0 \quad (31)$$

Näherungsweise gilt für $0 \leq \nu \leq 0,5$ [21]:

$$c_R = \frac{0,862 + 1,14 \cdot \nu}{1 + \nu} \cdot c_T \quad (32)$$

Zum Beispiel ergeben sich für Stahl mit $E = 210.000 \text{ MPa}$, $\nu = 0,29$ und $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$ folgende Wellengeschwindigkeiten:

$$c_L^{\text{EDZ}} = 5405 \text{ m/s}, \quad c_L^{\text{ESZ}} = 5921 \text{ m/s}, \quad c_T = 3220 \text{ m/s}, \quad c_R = 2977 \text{ m/s}$$

Die Longitudinalwellengeschwindigkeit für den ebenen Spannungszustand ist für diesen wie auch für die meisten anderen Werkstoffe die schnellste.

Bei der Untersuchung dynamischer Vorgänge bei Rissbelastung und Rissausbreitung hat die Anwendung der Wellenmechanik eine weitreichende Konsequenz für die Auslegung der Abmessungen von Proben für bruchdynamische Untersuchungen. Wellen, die eine Rissbelastung hervorrufen, oder Wellen, die bei instabiler Rissausbreitung von der Rissspitze emittiert werden [23,24], werden an den Probenberandungen reflektiert, laufen zur Rissspitze zurück und überlagern sich dort dem vorliegenden dynamischen Spannungsfeld. Dies ist im Allgemeinen nicht erwünscht, da dadurch das resultierende Spannungsfeld sowie die Rissbelastung, deren Zeitabhängigkeit in der Regel für unendlich ausgedehnte Körper analytisch herzuleiten ist (siehe unten, Abb. 11), sehr viel komplizierter wird. Daher ist bei der Dimensionierung von Bruchdynamik-Proben darauf zu achten, dass der zu untersuchende Effekt an der Rissspitze, etwa Rissinstabilität, eintritt, bevor Wellen, die an den Probenrändern reflektiert wurden, zur Rissspitze gelangen können. Innerhalb des so definierten Zeitfensters verhalten sich die Proben, als seien sie unendlich groß; Effekte des Probenrandes in endlicher Entfernung können die Rissspitze solange nicht beeinflussen. Die Longitudinalwellengeschwindigkeit für den ebenen Spannungszustand als die schnellste Wellenausbreitungsgeschwindigkeit spielt daher die entscheidende Rolle bei der Festlegung der Abmessungen von Bruchdynamik-Proben.

2.2.2 Dynamische Belastung eines stationären Risses

2.2.2.1 Dynamisches Spannungsfeld eines stationären Risses

Dynamische Belastungen von Rissen in Bauteilen ergeben sich meist bei Schlagbelastungen dieser Bauteile durch Auftreffen von Fremdkörpern. Im Bauteil vorhandene Risse können dabei sowohl Modus-I als auch Modus-II oder Modus-III Belastungen erfahren. Ein Beispiel für das Auftreten dynamischer Modus-I Belastungen stellt der Kerbschlagbiegeversuch dar, der sich in der Industrie als ein Standardversuch zur Ermittlung dynamischer Bruchparameter eines Werkstoffs etabliert hat. Dynamische Modus-II Belastungen können mit der Technik der Belastung von Randrissen durch seitlichen Aufschlag erzeugt werden (engl.: Loading of Edge Cracks by Edge Impact, LECEI). Diese Technik wird im Rahmen dieser Arbeit verwendet und wird in Kap. 4.4 näher erläutert.

Im Falle einer dynamischen Rissbelastung ist die Spannungsverteilung im Nahfeld der Rissspitze im Wesentlichen dieselbe wie im statischen Fall [23]. Es ergibt sich wieder die charakteristische $1/\sqrt{r}$ -Spannungssingularität an der Rissspitze. Spannungsintensitätsfak-

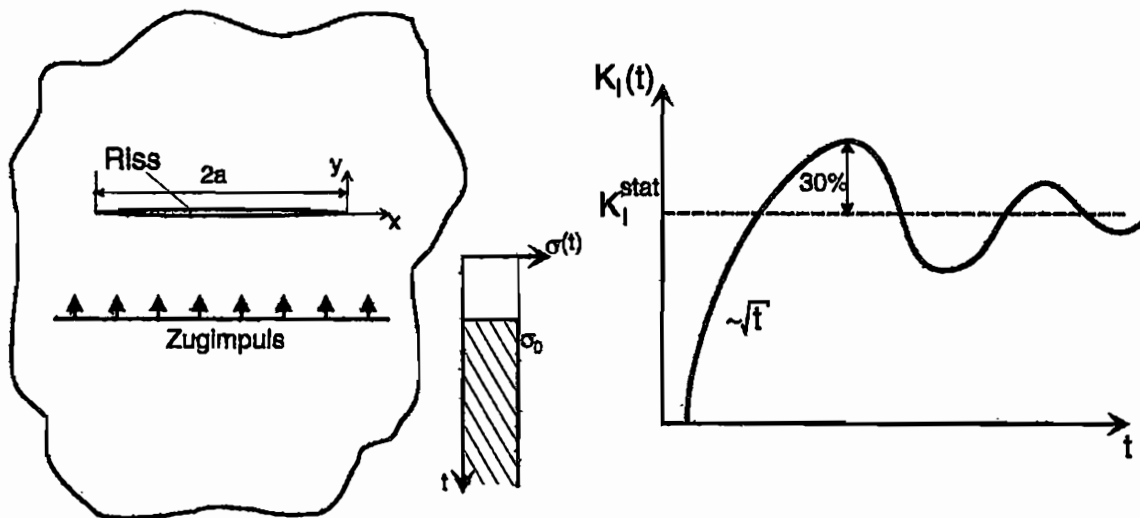


Abb. 11: Zeitabhängigkeit des Spannungsintensitätsfaktors unter impulsartiger Zugbelastung nach [23]

toren können damit auch bei dynamischer Rissbelastung angegeben werden.

Die bei dynamischen Rissbelastungen auftretenden Spannungsintensitätsfaktoren sind jedoch zeitabhängig. Als ein Beispiel ist in Abb. 11 die Belastung eines in einer unendlichen Scheibe liegenden Innenrisses der Länge $2a$ durch einen senkrecht zur Rissrichtung laufenden Zugspannungsstufenimpuls der Höhe σ_0 dargestellt. Für diesen Fall ergibt sich eine charakteristische Zeitabhängigkeit des Spannungsintensitätsfaktors. Der erste Anstieg erfolgt proportional zu \sqrt{t} , dann schließt sich eine Oszillation mit gedämpfter Amplitude um den stationären Wert $K_I^{stat} = \sigma_0 \cdot \sqrt{\pi a}$ an. Dabei werden zwischenzeitlich Werte erreicht, die K_I^{stat} um 30% übersteigen (für $\nu = 0,3$). Näheres zu diesem Beispiel ist bei [23,24] zu finden. Die Spannungs- / Dehnungsverteilung an der Riss Spitze für eine durch die LECEI-Technik erzeugte hochdynamische Modus-II Belastung wird in Kap. 4.4 näher untersucht.

2.2.2.2 Dynamische Bruchzähigkeit

Analog zu statischen Rissbelastungen (Kap. 2.1.3) wird auch für eine dynamische Rissbelastung ein werkstoffspezifischer Kennwert, die dynamische Bruchzähigkeit $K_{I,d}$ bzw. $K_{II,d}$ eingeführt, der den Spannungsintensitätsfaktor bei Rissinitiation darstellt. Dieser ist kein konstanter Werkstoffkennwert mehr, sondern ist im Allgemeinen zusätzlich von der Belastungsrate \dot{K}_I oder \dot{K}_{II} abhängig. Für den Übergang zu quasistatischen Bedingungen, $\dot{K} \rightarrow 0$, geht er in die bereits bekannte statische Bruchzähigkeit $K_{I,c}$ bzw. $K_{II,c}$ über.

Im Allgemeinen beobachtet man eine Abnahme der dynamischen Bruchzähigkeit mit der Belastungsrate. Der Grund dafür liegt in einer Versprödung der Werkstoffe bei hohen Verformungsraten. Versetzungen in der atomaren Gitterstruktur, die zum Aufbau von plasti-

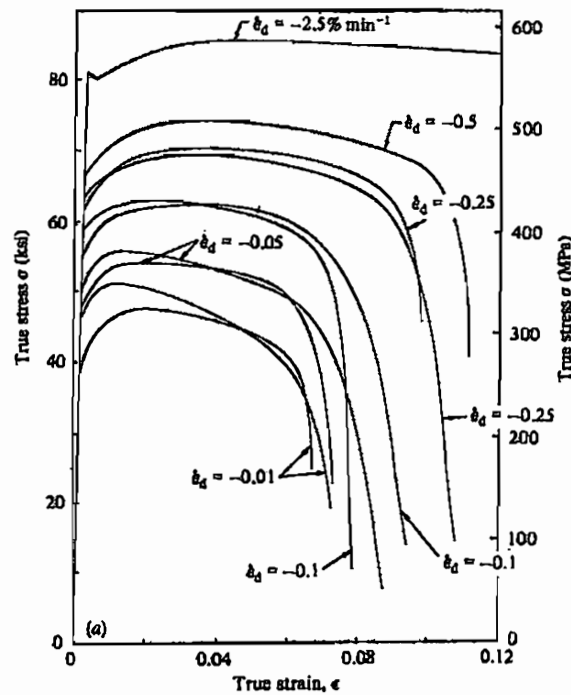


Abb. 12: Auswirkung der Dehnratenverfestigung auf die Spannungs-Dehnungskurve im uniaxialen Zugversuch; aus: [25]

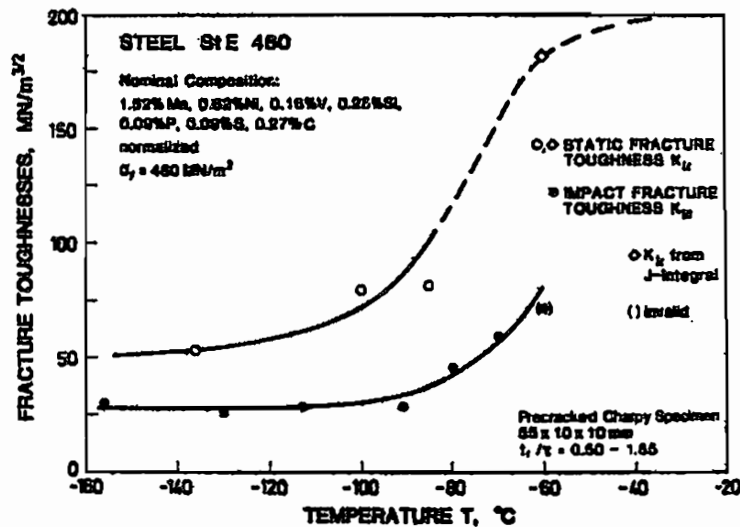


Abb. 13: Statisch und dynamisch bestimmte Bruchzähigkeitswerte K_{Ic} bzw. K_{Ia} bei unterschiedlichen Temperaturen für den Stahl StE 460; aus:[24]

schen Verformungen benötigt werden, können nicht beliebig schnell wandern. Spannungen im Werkstoff können daher bei dynamischen Vorgängen nicht schnell genug durch plastische Verformung abgebaut werden. Dies führt zu einem Anstieg der Fließspannung bei hohen Verformungsraten. Man spricht vom Effekt der Dehnratenverfestigung (engl.: strain-rate hardening). Seine Auswirkung auf eine Spannungs-Dehnungskurve für den uniaxialen Zugversuch ist in Abb. 12 exemplarisch für den Werkstoff Udimet 700 (bei erhöhter Temperatur) gegeben. Eine Steigerung der Dehnrates von 0,01%/min auf 2,5%/min bewirkt in diesem Fal-

le eine Verdoppelung der Fließspannung. Eine höhere Fließspannung hat eine Verkleinerung der plastischen Zone zur Folge. Die dynamische Bruchzähigkeit sinkt damit aufgrund der Dehnratenverfestigung ab. In Abb. 13 sind statisch bestimmte Bruchzähigkeitswerte K_{Ic} (offene Kreise) und dynamische Bruchzähigkeitswerte K_{Id} (volle Kreise) für den Stahl StE 460 für unterschiedliche Temperaturen aufgetragen. Die dynamisch bestimmten Bruchzähigkeitswerte liegen deutlich unterhalb der statisch bestimmten Werte.

2.2.3 Dynamik der Rissausbreitung

2.2.3.1 Dynamisches Spannungsfeld eines laufenden Risses

Nachdem bis jetzt nur dynamische Spannungsfelder an ortsfesten Rissspitzen untersucht wurden, sollen nun die Spannungsfelder, die von laufenden Rissen mitgeführt werden, betrachtet werden. Dazu wird zunächst ein kartesisches Koordinatensystem eingeführt, welches sich mit dem Riss mitbewegt und dessen Ursprung stets an der Rissspitze liegt (Abb. 14). Die Koordinaten dieses Systems werden mit \bar{x} und \bar{y} bzw. \bar{r} und $\bar{\varphi}$ bezeichnet. Für den Fall eines mit konstanter Geschwindigkeit \dot{a} im unendlichen Medium laufenden Risses ergibt sich nach Freund [23] folgende Spannungsverteilung an der Rissspitze (hier für den Modus-I Fall):

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi\bar{r}}} \cdot \Psi_{ij}^I(\bar{\varphi}, \dot{a}, c_L, c_T) \quad (33)$$

Dabei stellt $\Psi_{ij}^I(\bar{\varphi}, \dot{a}, c_L, c_T)$ die Winkelverteilungsfunktion dar, die nun zusätzlich von der Rissausbreitungsgeschwindigkeit sowie von den Wellengeschwindigkeiten im Kontinuum abhängt. Nach wie vor ergibt sich eine $1/\sqrt{\bar{r}}$ -Spannungssingularität, deren Größe durch einen dynamischen Spannungsintensitätsfaktor K_I^{dyn} quantifiziert werden kann. Dieser Spannungsintensitätsfaktor kann mit dem Spannungsintensitätsfaktor K_I^{stat} eines gedachten

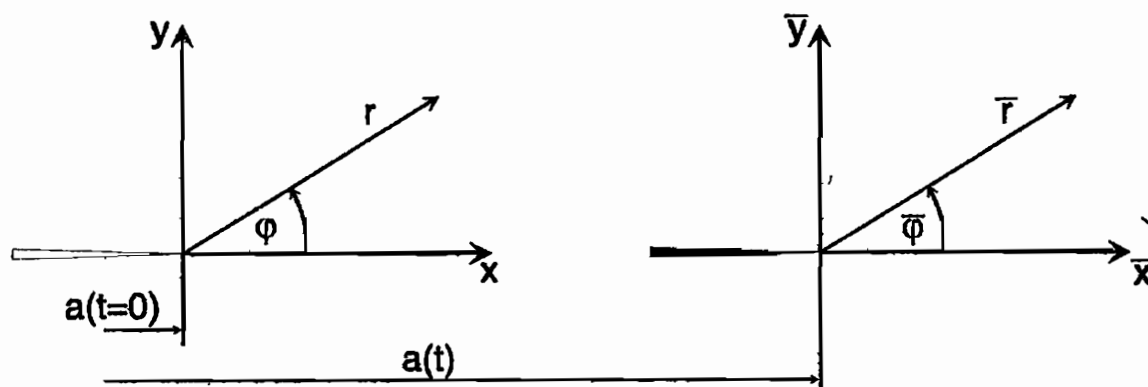


Abb. 14: Koordinatensystem beim laufenden Riss

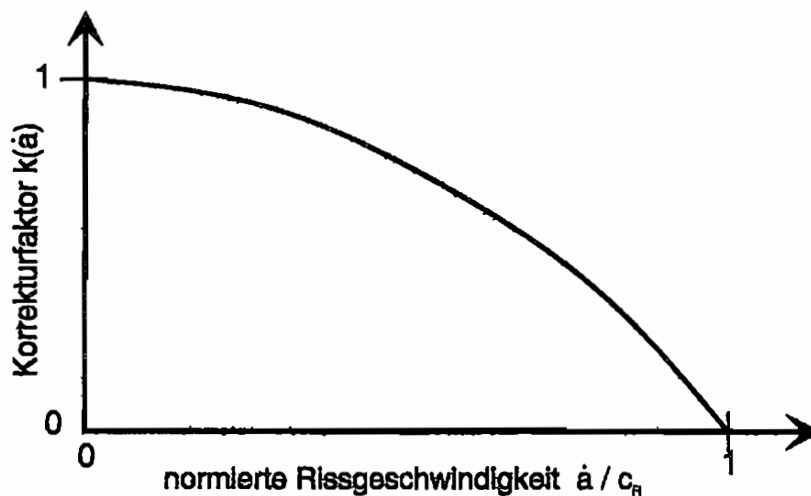


Abb. 15: Korrekturfaktor für den Spannungsintensitätsfaktor an einem mit der Geschwindigkeit \dot{a} im unendlichen Medium laufenden Riss

stationären Risses der gleichen Risslänge in Beziehung gebracht werden [23,26]:

$$K_I^{\text{dyn}} = K_I^{\text{stat}} \cdot k(\dot{a}) \quad (34)$$

Der Verlauf des Korrekturfaktors $k(\dot{a})$ ist in Abb. 15 schematisch gegen die auf die Rayleigh-Wellengeschwindigkeit normierte Rissgeschwindigkeit \dot{a} aufgetragen. Es zeigt sich, dass der Spannungsintensitätsfaktor für $\dot{a} \rightarrow c_R$ zu Null wird.

Bei Rissfortschritt muss das Rissspitzen Spannungsfeld ständig mitgenommen werden. Dazu müssen Spannungen vom entlasteten Rissufer zur Risspitze hin transferiert werden. Ein solcher Vorgang kann aber schnellstenfalls mit Wellengeschwindigkeit vor sich gehen. Daher nehmen die zur Risspitze hin verlagerten Spannungen mit steigender Rissgeschwindigkeit immer mehr ab, so dass die Spannungssingularität nicht mehr aufgebaut werden kann. Dies führt zum Verschwinden des Spannungsintensitätsfaktors, wenn die Rissgeschwindigkeit die Rayleigh-Wellengeschwindigkeit erreicht.

2.2.3.2 Rissausbreitungsgeschwindigkeiten und Risslaufzähigkeit

Die zuvor gezeigte Abhängigkeit des Spannungsintensitätsfaktors von der Rissgeschwindigkeit macht deutlich, dass sich Risse nur mit endlicher Geschwindigkeit ausbreiten können. Theoretisch ist die maximale Rissgeschwindigkeit nach obigen Überlegungen gleich der Rayleigh-Wellengeschwindigkeit. In der Realität zeigt sich jedoch, dass die praktischen Bruchhöchstgeschwindigkeiten deutlich niedriger liegen [27,28]. Risse können sich nur ausbreiten, wenn die Bruchzähigkeit des Werkstoffs überschritten wird. Diese wird beim laufenden Riss bereits unterschritten, bevor die Rissgeschwindigkeit die Rayleigh-Wellengeschwindigkeit erreicht. Hinzu kommt, dass auch die werkstoffspezifische Bruchzäh-

higkeit für einen laufenden Riss durch dynamische Effekte beeinflusst wird. Man nennt diese auch Risslaufzähigkeit K_{ID} . (Das Einführen einer Risslaufzähigkeit K_{IID} für Modus-II ist in aller Regel nicht sinnvoll, da sich nach Kap. 2.1.5 Risse im Allgemeinen nur unter Modus-I-Bedingungen ausbreiten. Nur unter bestimmten Voraussetzungen ist eine Ausbreitung unter Modus-II-Bedingungen möglich, siehe Kap. 2.3 / 2.4, so dass eine entsprechende Größe auch für Modus-II eingeführt werden kann, siehe Kap. 7.3.1.3.)

Die Risslaufzähigkeit K_{ID} ist nicht zu verwechseln mit der in Kap. 2.2.2.2 behandelten dynamischen Bruchzähigkeit K_{Id} oder K_{IID} , die sich auf die Rissinitiierung bei dynamischer Belastung eines stationären Risses bezieht. Sie ist von der Rissgeschwindigkeit abhängig. Sie fällt zunächst mit der Rissgeschwindigkeit aufgrund des oben bereits angesprochenen Effektes der Dehnratenverfestigung. Bei sehr hohen Rissgeschwindigkeiten beobachtet man jedoch einen Anstieg der Risslaufzähigkeit mit der Rissgeschwindigkeit aufgrund einer Wärmeentwicklung an der sehr schnell laufenden Risspitze. Diese Erwärmung führt zu einem lokalen Abfall der Fließspannung und somit zu einem Anstieg der Bruchzähigkeit. Dieser Effekt der thermischen Entfestigung wird in Kap. 2.3 eingehender behandelt. Ein weiterer Effekt ist die Abnahme der Mehrachsigkeit des Spannungsfeldes bei steigender Rissgeschwindigkeit. Diese ist darin begründet, dass als eine direkte Folge von Gl. (33) das Verhältnis von σ_x zu σ_y auf dem Ligament von 1 bei $\dot{a} = 0$ bis auf 0 bei $\dot{a} = c_R$ absinkt [29]. Daraus ergibt sich eine größere Hauptspannungsdifferenz, welche gemäß Gl. (15) einen vergrößernden Einfluss auf die für den Aufbau von Plastizität relevante Vergleichsspannung hat. Die plastische Zone wird dadurch größer. Dies führt zu einer weiteren Zunahme der Ris-

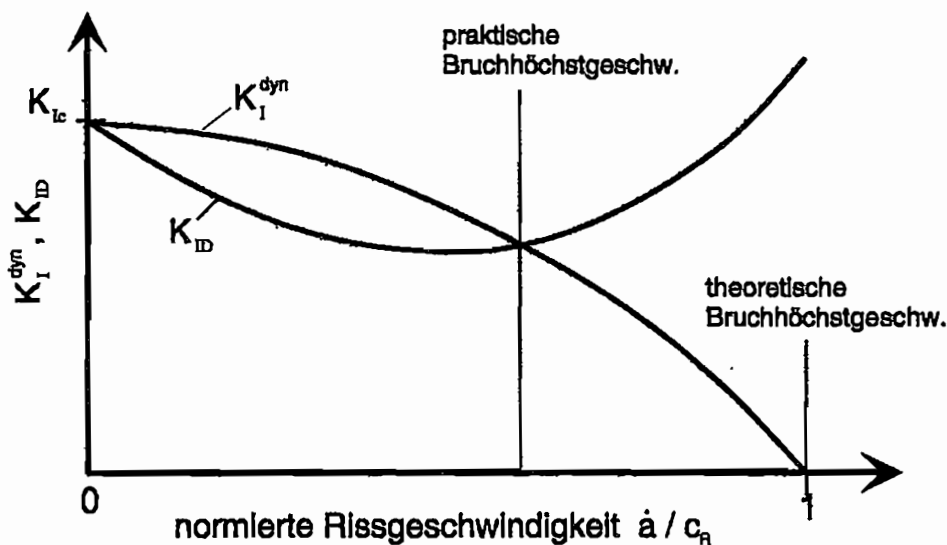


Abb. 16: Praktische Bruchhöchstgeschwindigkeit durch Vergleich von dynamischem Spannungsintensitätsfaktor und Risslaufzähigkeit

slaufzähigkeit bei hohen Rissgeschwindigkeiten. Insgesamt ergibt sich ein Verlauf der Risslaufzähigkeit, wie er in Abb. 16 zusammen mit dem Spannungsintensitätsfaktor am laufenden Riss aufgetragen ist.

Aus dem Vergleich des Spannungsintensitätsfaktors beim laufenden Riss gemäß Gl. (34) mit der Risslaufzähigkeit ergibt sich somit eine praktische Bruchhöchstgeschwindigkeit, die in der Regel deutlich unter der Rayleigh-Wellengeschwindigkeit liegt.

2.3 Adiabatische Scherlokalisierung

2.3.1 Auftreten und Phänomenologie adiabatischer Scherlokalisierung

In rissbehafteten Bauteilen findet Versagen häufig durch instabile Rissausbreitung statt. Dagegen können Bauteile ohne makroskopische Risse durch Plastifizierung ganzer Bereiche oder Querschnitte versagen.

Besonders unter Scherbelastungen werden große plastische Deformationen hervorgerufen. Unter bestimmten Umständen treten Gebiete mit stark lokalisierter Scherdeformation auf. Man findet sie beispielsweise in einigen aushärtbaren Aluminiumlegierungen [30,31]. Aufgrund ihrer langen und schmalen geometrischen Form nennt man solche Bereiche lokalisierter Scherdeformation auch Scherbänder.

Unter hochdynamischen Belastungen beobachtet man eine deutlich gesteigerte Tendenz zur Ausbildung von Scherbändern auch in anderen Werkstoffen. Dabei spielen die unter hoher Umformgeschwindigkeit auftretenden Temperaturerhöhungen im Werkstoff eine entscheidende Rolle. Diese treten auf, da die bei der plastischen Verformung des Werkstoffs freige-

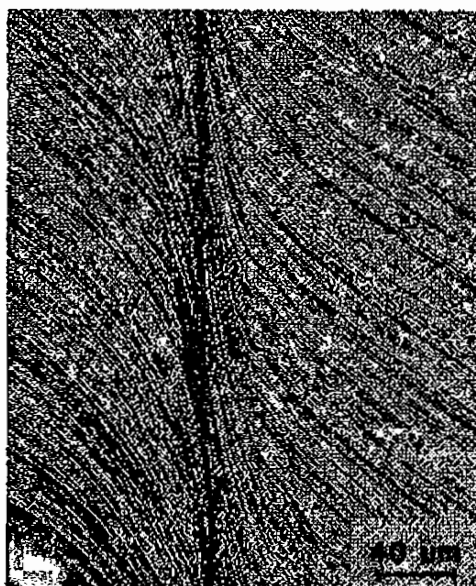


Abb. 17: Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes in Aluminium 7039; aus: [32]

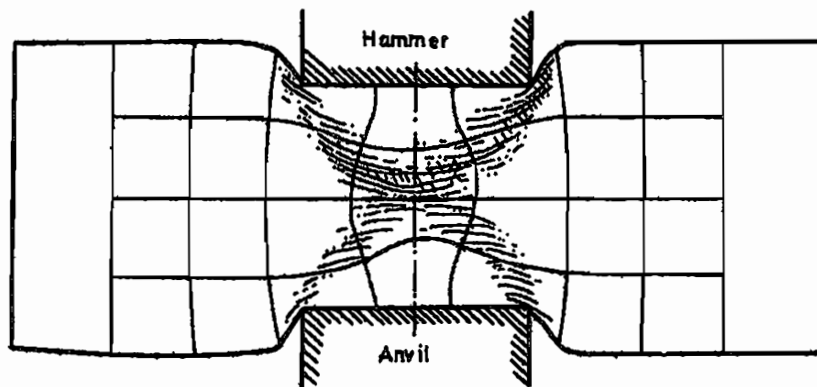


Abb. 18: Auftreten von Bändern mit starker Scherdeformation und Temperaturerhöhung beim Schmiedevorgang, beobachtet von Tresca, 1878; nach: [33], aus: [34]

setzte Wärme unter hochdynamischen Bedingungen nicht schnell genug vom Werkstoff abgeleitet werden kann. Man spricht daher von adiabatischen Scherbändern. Diese weisen einen sehr hohen Lokalisierungsgrad auf. Abb. 17 zeigt die stark lokalisierte Scherdeformation innerhalb eines adiabatischen Scherbandes, das beim Aufschlag eines Fremdkörpers auf eine Aluminiumplatte mit einer Geschwindigkeit von 311 m/s entstanden ist [32].

Die Umsetzung der bei Werkstoffumformungsprozessen dissipierten Energie in Wärme wurde zum ersten Mal von Tresca 1878 systematisch beobachtet und beschrieben [33]. Er untersuchte einen Schmiedevorgang, bei dem ein Hammer einer bestimmten Breite flach auf ein Werkstück aufschlägt und eine dynamische plastische Verformung hervorruft. Er berichtete, dass von den Rändern des Hammers ausgehend zwei Linien auftraten, die gemäß Abb. 18 etwa ein „X“ bildeten, in denen das Werkstück bis zur Rotglut erhitzt war, eine Tatsache, die bei jedem Schmiedevorgang beobachtet werden kann und zur Warmformgebung ausgenutzt wird. Die Untersuchung ergab außerdem, dass zwischen 73% und 94% der kinetischen Energie des Hammers in Wärme umgewandelt wurde.

Der Begriff „adiabatische Scherung“ geht auf Untersuchungen von Zener und Hollomon 1944 zurück [35], die zum ersten Mal Zusammenhänge zwischen Spannung und Dehnung eines Werkstoffs unter isothermen Bedingungen mit denen unter adiabatischen Bedingungen verglichen haben. Die adiabatischen Bedingungen wurden dabei durch sehr hohe Umformgeschwindigkeiten realisiert. Bei der Beaufschlagung einer Stahlplatte mit einem Fallgewicht, welche zu Scherdehnraten von etwa 2000 s^{-1} führte, beobachteten und dokumentierten sie zum ersten Mal das Auftreten eines adiabatischen Scherbandes. Dieses ist stark lokalisiert, es hat eine Breite von nur etwa $30 \mu\text{m}$, weist innerhalb dieser Breite jedoch eine extreme Scherdeformation von etwa 100 auf. Aus theoretischen Überlegungen zur

Umsetzung von Umformungsenergie in Wärme und aus der Beobachtung, dass das Gefüge innerhalb des adiabatischen Scherbandes martensitisch umgewandelt war, folgerten Zener und Hollomon, dass innerhalb des Scherbandes eine starke Temperaturerhöhung stattgefunden haben muss. Spätere Überlegungen von Zener führten zu dem Schluss, dass sich adiabatische Scherbänder stets in der Ebene maximaler Scherspannung ausbreiten [36].

Adiabatische Scherbänder treten bei Vorgängen auf, die mit sehr hohen Dehnraten eines Werkstoffs verbunden sind. Dies bedingt, dass sie sehr häufig bei Schlagbelastungen, bei Kollisionen mit hoher Geschwindigkeit oder auch bei explosionsartigen Belastungen von Bauteilen auftreten. Aber auch bei der Werkstoffbearbeitung mit schnellschneidenden Werkzeugmaschinen wird die Ausbildung adiabatischer Scherbänder beobachtet. Bei der spanenden Bearbeitung treten lokal starke Scherdeformationen im Werkstück auf. In dem so vordeformierten Gebiet findet anschließend die Abtrennung des Spans vom Werkstück statt. Dieser Vorgang und die Zone mit hoher Scherdeformation ist schematisch in Abb. 19 dargestellt. Es können sägezahnförmig gezackte Reissspäne entstehen. An den Sägezahnfüßen können dabei adiabatische Scherbänder auftreten [37]. Abb. 20 zeigt einen Reissspan aus Titan mit einer Vergrößerung des Bereiches am Sägezahnfuß. Dort ist ein adiabatisches Scher-

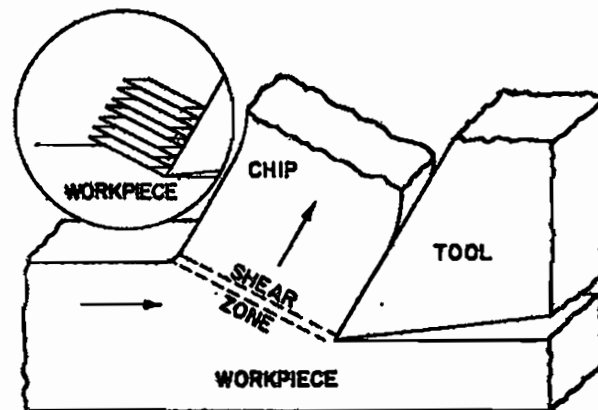


Abb. 19: Auftreten von Scherbelastungen bei spanender Fertigung; aus: [37]

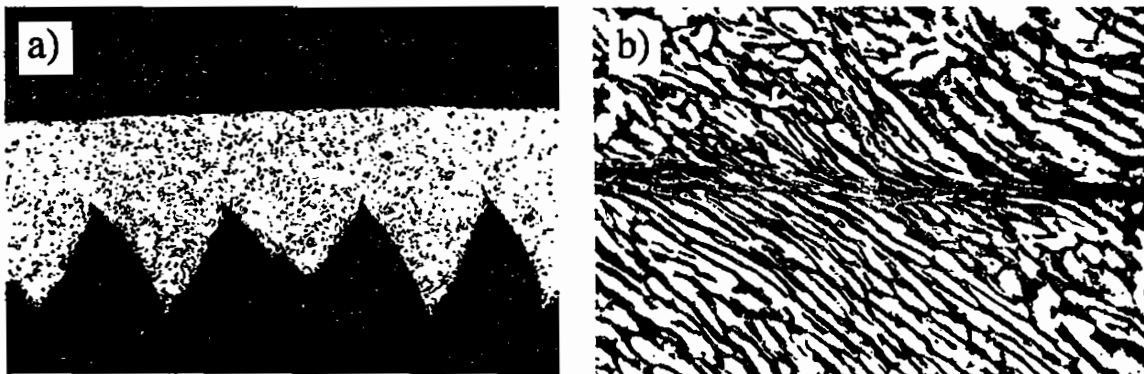


Abb. 20: Reissspan aus Titan (a) mit Vergrößerung des Bereiches am Sägezahnfuß (b); aus: [37]

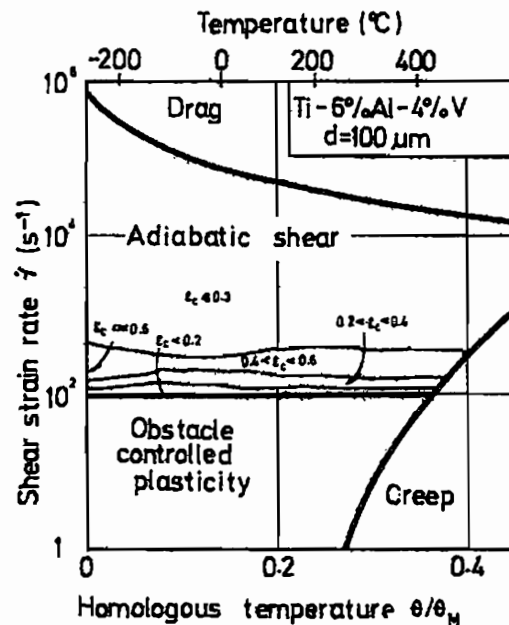


Abb. 21: Teil einer Deformationskarte für eine Titan-Legierung;
nach: [39], aus: [34]

band zu erkennen. Im Gegensatz dazu bilden sich bei niedrigeren Bearbeitungsgeschwindigkeiten keine adiabatischen Scherbänder, sondern es erfolgt eine Materialabtrennung durch einen glatten Fließspan ohne Anzeichen einer Scherlokalisierung. Eine genaue Kenntnis des Umformverhaltens des Werkstoffs und des Versagensmechanismus, der letztlich die Materialabtrennung bewirkt, ist sehr wichtig, um die zu erzielende Oberflächenqualität des Werkstücks nach Bearbeitung bei größtmöglicher Bearbeitungsgeschwindigkeit zu optimieren sowie einen minimalen Verschleiß des Werkzeugs zu gewährleisten.

Ein rein phänomenologischer Ansatz zur Vorhersage des Auftretens von adiabatischen Scherbändern basiert auf den 1982 von Frost und Ashby eingeführten werkstoffspezifischen „Deformationsmechanismenkarten“ (engl.: deformation mechanism map) [38], in denen für verschiedene Spannungen und Temperaturen die zugehörigen Deformationsmechanismen abzulesen sind. Ebenso kann eine Auftragung gegen eine Scherdehnrate und Temperatur gewählt werden [39]. In der zweidimensionalen Ebene, die durch die Scherdehnrate und die auf die Schmelztemperatur normierte Ausgangstemperatur aufgespannt wird, lassen sich Bereiche unterschiedlicher Deformationsmechanismen voneinander abgrenzen. In Abb. 21 ist eine solche Karte für eine Titanlegierung gegeben. Während bei niedrigen Dehnraten homogene Deformationen auftreten, die durch Gitterdefekte kontrolliert werden („obstacle controlled plasticity“), bzw. bei höheren Temperaturen Kriechen stattfindet, gibt es oberhalb

einer kritischen Scherdehnungsrate Deformation durch adiabatische Scherbänder.

2.3.2 Kontinuumsmechanische Ursachen

Die Ausbildung adiabatischer Scherbänder wird im Wesentlichen durch Effekte kontrolliert, die speziell bei dynamischen Werkstoffumformungen auftreten. Dabei sind in erster Linie der Effekt der Dehnratenverfestigung, der auch bereits im Zusammenhang mit der Bruchdynamik behandelt wurde (vgl. Kap. 2.2.2.2), und der Effekt der thermischen Entfestigung (engl.: thermal softening) zu nennen. Bei der Dehnratenverfestigung handelt es sich um einen direkten Effekt der Dynamik der Werkstoffumformung, der mit der Versetzungsdynamik im Werkstoff korreliert ist. Er führt zu einer Erhöhung der Fließspannung (vgl. Abb. 12). Der Effekt der thermischen Entfestigung im Zusammenhang mit der dynamischen Werkstoffumformung ist dagegen ein indirekter Effekt. Bei hochdynamischen Umformungen des Werkstoffs liegen quasi-adiabatische Bedingungen vor, da die bei der Umformung entstandene Wärmeenergie nicht schnell genug abfließen kann. Dadurch entsteht eine lokale Temperaturerhöhung, die einen Einfluss auf die Versetzungskinetik nimmt. Das Wandern von Versetzungen ist ein thermisch aktivierter Prozess, er wird unter erhöhter Temperatur erleichtert, so dass Werkstoffe bei geringeren Spannungen plastifizieren. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 22 anhand der Spannungs-Dehnungskurve für einen uniaxialen Zugversuch am Werkstoff Udimet 700 dargestellt. Deutlich ist eine Abnahme der Fließspannung bei steigen-

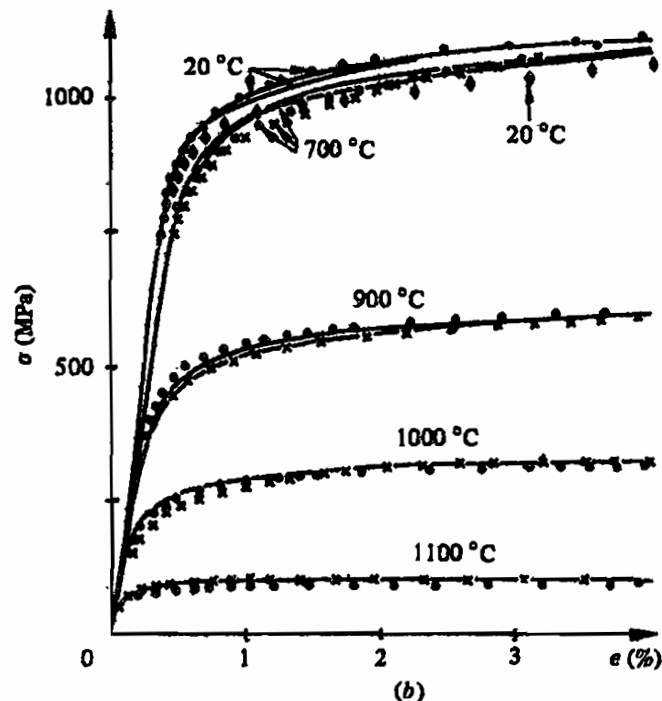


Abb. 22: Auswirkung der thermischen Entfestigung auf die Spannungs-Dehnungskurve im uniaxialen Zugversuch; aus: [25]

der Temperatur zu erkennen. Die Wichtigkeit dieser beiden Effekte für die Ausbildung adiabatischer Scherbänder wurde bereits von Zener und Hollomon 1944 erkannt [35]. Die Effekte stehen in Konkurrenz zueinander, wobei bei niedrigen Dehnraten die Dehnratenverfestigung dominiert, während bei hohen Dehnraten die thermische Entfestigung wichtiger wird und schließlich den Effekt der Dehnratenverfestigung überwiegt. Zur korrekten Beschreibung der Spannungs-Dehnungs-Beziehung eines Werkstoff bei dynamischen Umformungen müssen also die Dehnraten und die Temperatur berücksichtigt werden.

Der Zusammenhang zwischen der Spannung σ , der Dehnung ϵ , der Dehnraten $\dot{\epsilon}$ und der Temperatur θ ist allgemein gegeben durch:

$$\sigma = f(\epsilon, \dot{\epsilon}, \theta) \quad (35)$$

Die Dehnraten und die Temperatur können dabei zu einem Parameter zusammengefasst werden. Ein Beispiel dafür ist der sogenannte Zener-Hollomon Parameter [35]:

$$Z = Z(\dot{\epsilon}, \theta) = \dot{\epsilon} \cdot \exp\left(\frac{U}{R \cdot \theta}\right) \quad (36)$$

Dabei ist U die Aktivierungsenergie für plastische Verformung und R die allgemeine Gaskonstante. Ähnliche Parameter wurden von MacGregor und Fisher [40], bzw. von Lindholm [41] eingeführt.

$$\theta_v = \theta \cdot \left(1 - A \cdot \ln\left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}\right)\right) \quad (\text{MacGregor / Fisher}) \quad (37)$$

$$\theta^* = \theta \cdot \ln\left(\frac{A}{\dot{\epsilon}}\right) \quad (\text{Lindholm}) \quad (38)$$

Dabei sind A und $\dot{\epsilon}_0$ Materialkonstanten, $\dot{\epsilon}$ ist die effektive Dehnraten. Bei all diesen Parametern erkennt man den jeweils gegenläufigen Effekt der Dehnraten und der Temperatur.

In Abb. 23 ist der prinzipielle Zusammenhang zwischen Spannung und Dehnung für verschiedene Größen des Parameters θ^* gegeben.

Entscheidend für eine Instabilität der Deformation, d.h. für das Auftreten von Lokalisierung, ist der Umstand, ob die lokale Spannung im Werkstoff bei steigender Dehnung zu- oder abnimmt, d.h. ob die Spannungs-Dehnungskurve eine positive oder negative Steigung hat. Betrachtet sei ein gleichmäßig belastetes Volumen. Nehmen die lokalen Spannungen in einem Volumenelement mit der Dehnung zu, so nimmt auch die zur weiteren Deformation nötige Energie zu. Um die Gesamtenergie zu minimieren, wird daher in diesem Falle die Dehnung

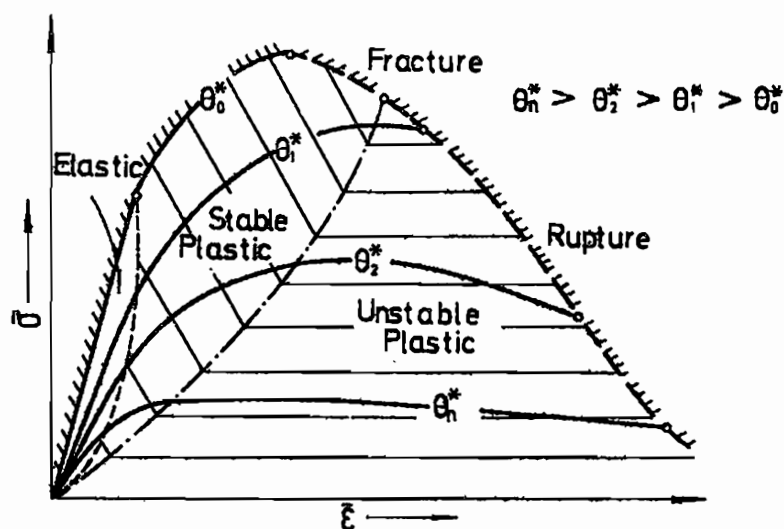


Abb. 23: Schematische Darstellung des Spannungs-Dehnungsverhaltens für unterschiedliche Größen des Parameters θ^* und der zugehörigen Deformationsarten; nach: [41], aus: [34]

auf alle Volumenelemente des Gesamtvolumens gleichmäßig verteilt, es liegt eine homogene Deformation vor. Nehmen die lokalen Spannungen in einem Volumenelement dagegen mit steigender Dehnung ab, so nimmt auch die zur weiteren Dehnung nötige Energie ab. In diesem Falle kann die Gesamtenergie dadurch minimiert werden, dass sich die weitere Deformation auf ein bereits vorgedehntes Volumenelement beschränkt, da in diesem die aufzuwendende Verformungsenergie niedriger ist als in allen anderen. Dies führt zu einer Lokalisierung der Deformation.

Anhand dieser Überlegungen, die für Zug- ebenso wie für Scherdeformationen gelten, lassen sich in Abb. 23 Bereiche unterschiedlicher Deformationsarten voneinander abgrenzen. Für den linear ansteigenden Teil der Spannungs-Dehnungskurve liegt eine homogene, rein elastische Deformation vor. Ist die Spannungs-Dehnungskurve nicht mehr linear, aber noch monoton steigend, liegt eine stabile, d.h. homogen verteilte, plastische Deformation vor. Im fallenden Teil der Spannungs-Dehnungskurve wird die Deformation dagegen instabil, d.h. auf ein kleines Teilvolumen lokalisiert, es bildet sich ein adiabatisches Scherband. Generell lässt sich feststellen, dass die Tendenz zur lokalisierten Deformation um so größer wird, je größer der Parameter θ^* ist. Da jedoch der Parameter θ^* mit der Dehnrate $\dot{\bar{\epsilon}}$ fällt, begünstigt eine hohe Dehnrate per se nicht die Scherlokalisierung. Erst die durch eine Deformation unter quasi-adiabatischen Bedingungen hervorgerufene Temperaturerhöhung, die einen vergrößernden Effekt auf θ^* hat, begünstigt die Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes. Die durch eine effektive Dehnung $d\bar{\epsilon}$ hervorgerufene adiabatische Temperaturerhöhung $d\theta$

ist gegeben durch:

$$\rho c \cdot d\theta = \beta \sigma \cdot d\bar{\epsilon} \quad (39)$$

Dabei sind ρ die Dichte und c die spezifische Wärmekapazität des Werkstoffs. Die Größe β ist der relative Anteil der in Wärmeenergie umgewandelten plastischen Verformungsenergie. Diese Größe hat einen entscheidenden Einfluss auf die Tendenz eines Werkstoffs zur adiabatischen Scherlokalisierung. Sie entscheidet über den zeitlichen Temperaturanstieg, $\dot{\theta}$, der durch die Dehnrates hervorgerufen wird:

$$\dot{\theta} = \frac{\beta \cdot \sigma}{\rho \cdot c} \cdot \dot{\bar{\epsilon}} \quad (40)$$

Bei konstant angenommener effektiver Dehnrates $\dot{\bar{\epsilon}}$ hätte dies folgende zeitliche Änderung des Parameters θ^* zur Folge:

$$\dot{\theta}^* = \dot{\theta} \cdot \ln\left(\frac{A}{\dot{\bar{\epsilon}}}\right) = \frac{\beta \cdot \sigma}{\rho \cdot c} \cdot \ln\left(\frac{A}{\dot{\bar{\epsilon}}}\right) \cdot \dot{\bar{\epsilon}} \quad (41)$$

2.3.3 Eigenschaften adiabatischer Scherbänder

2.3.3.1 Allgemeine Eigenschaften

Ein wesentliches Charakteristikum von adiabatischen Scherbändern ist die auftretende extrem hohe Scherdeformation in einem sehr stark lokalisierten Gebiet. Es wurden Scherdehnungen von 5 bis zu 100 beobachtet [42,43]. Die Scherdehnrates, mit denen diese aufgebaut werden, können dabei größenordnungsmäßig mit bis zu $10^7/s$ abgeschätzt werden. Die Breite adiabatischer Scherbänder liegt in der Regel in der Größenordnung von $10 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ [34]. Damit erstrecken sie sich über mehrere Körner. In Einzelfällen konnten aber auch sehr feine adiabatische Scherbänder auf Körnerebene mit einer Breite von $0,1 \mu\text{m}$ bis $0,3 \mu\text{m}$ beobachtet werden. Generell lässt sich die Tendenz festhalten, dass adiabatische Scherbänder um so schmaler sind, je härter der Werkstoff ist [32].

Da adiabatische Scherbänder in der Regel breiter als die typische Korngröße sind, handelt es sich bei ihnen trotz des hohen Lokalisierungsgrades um eine makroskopische Erscheinung. Sie sind in keiner Weise mit den Gleitebenen der Gitterstruktur korreliert und haben damit keine kristallografische Vorzugsrichtung [34].

Der Temperaturanstieg während der Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes beträgt in der Regel mehrere $100 \text{ }^\circ\text{C}$ [44,45]. In manchen Fällen wurden auch Temperaturanstiege über $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ gemessen [46] oder es wurde lokal die Schmelztemperatur des Werkstoffs erreicht [47]. Solch hohe Temperaturen können in bestimmten Werkstoffen zu strukturellen Phasen-

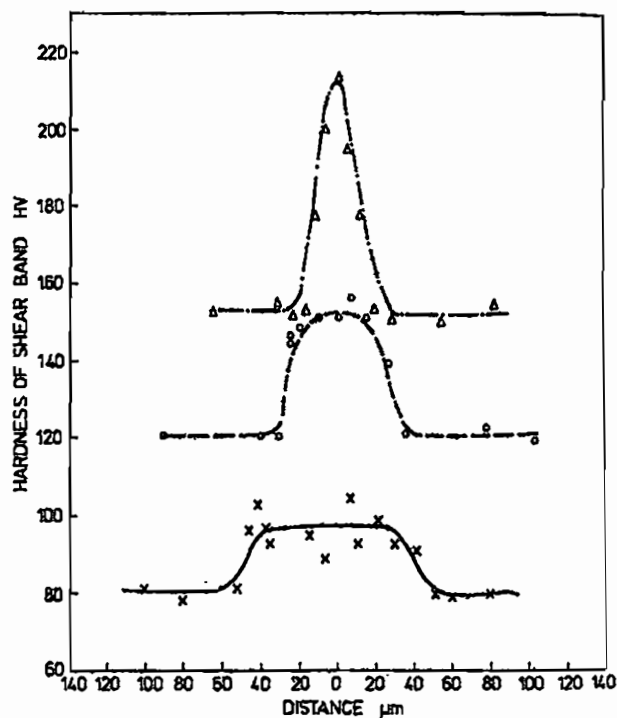


Abb. 24: Mikrohärteprofile über deformierte Scherbänder in Aluminium 7039. Die durchgezogene Kurve wurde an dem in Abb. 17 gezeigten Scherband ermittelt; aus: [32]

transformationen führen, so dass man nach der Ausbildung des adiabatischen Scherbandes in dessen Mitte eine Zone vorfindet, in der das Gefüge umgewandelt ist. In diesem Falle nennt man solche adiabatischen Scherbänder auch „transformierte Bänder“. Bei adiabatischen Scherbändern, die dagegen lediglich eine starke Scherdeformation aufweisen, spricht man von „deformierten Bändern“.

2.3.3.2 Deformierte Scherbänder

Deformierte Scherbänder treten häufig in Aluminiumlegierungen oder in anderen nicht-eisenhaltigen Metallen auf. Ein Beispiel für ein deformiertes Scherband war in Abb. 17 gegeben. Werkstoffeigenschaften wie die Härte können in einem deformierten Band stark geändert sein. Abb. 24 zeigt Mikrohärteprofile über Scherbänder in Aluminium 7039 bei verschiedenen Ausgangshärten der Matrix. Es zeigt sich, dass im deformierten Gebiet die Mikrohärte ansteigt, und zwar um so stärker, je höher die Ausgangshärte der Matrix ist. Offensichtlich ist der Werkstoff durch die starke Deformation im Scherband verfestigt. Außerdem werden die Scherbänder mit steigender Härte der Matrix immer schmaler.

2.3.3.3 Transformierte Scherbänder

Transformierte Scherbänder sind sehr häufig in Stählen oder in Titanlegierungen zu finden. Sie erscheinen im Schlifffbild nach dem Ätzen hell, so dass sie in der Literatur häufig auch

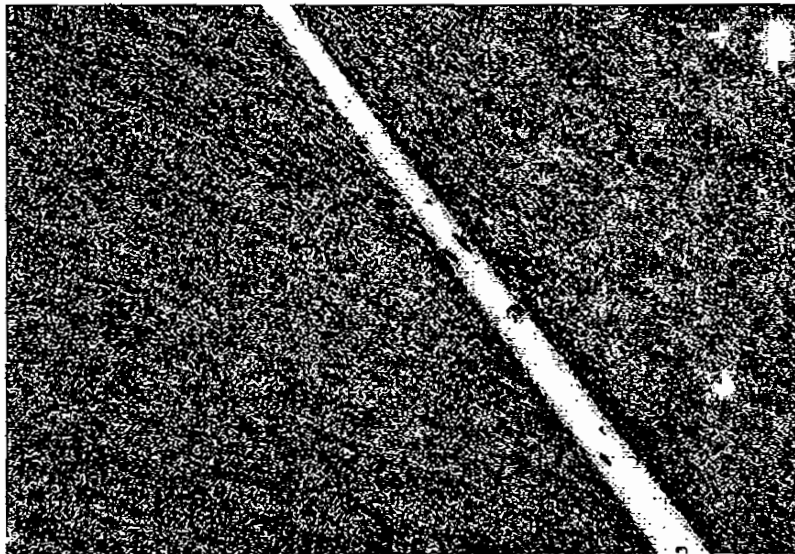


Abb. 25: Transformiertes Scherband in Stahl; aus: [48]

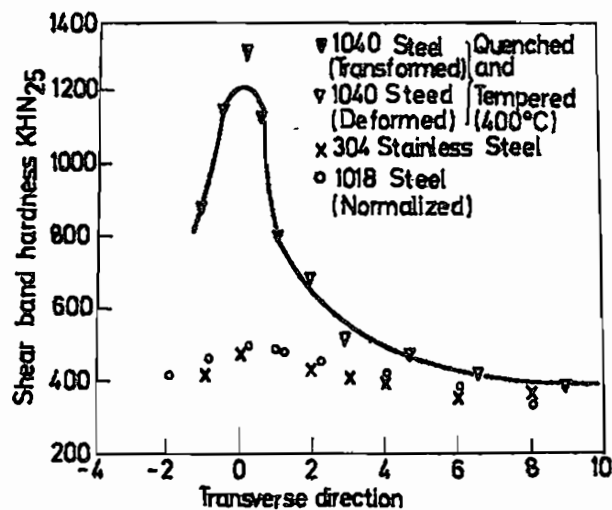


Abb. 26: Mikrohärteprofile über transformierte Scherbänder in unterschiedlichen Stählen; nach: [49], aus: [34]

„white etching bands“ genannt werden. Ein solches transformiertes Scherband ist in Abb. 25 zu erkennen. In diesen transformierten Scherbändern liegt ein martensitisches Gefüge vor. Der starke Temperaturanstieg von bis zu 1000 °C bei der Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes bewirkt eine Phasenumwandlung von der kubisch-raumzentrierten α -Phase zur kubisch-flächenzentrierten γ -Phase (Austenit). Da die Temperaturerhöhung nur auf das adiabatische Scherband beschränkt ist und dieses von der kalten Matrix umgeben ist, fließt die Wärme nach der Umformung sehr schnell wieder ab. Der Werkstoff im Gebiet des adiabatischen Scherbandes wird dadurch abgeschreckt und ein kubisch-flächenzentrierter Martensit bleibt zurück. Dieser ist extrem hart und spröde. Mikrohärteprofile über transformierte Bänder in unterschiedlichen Stählen sind in Abb. 26 gegeben. Im umgewandelten Gebiet steigt

die Härte um etwa einen Faktor drei, und damit viel stärker als im Falle deformierter Scherbänder (vgl. Abb. 24). Am Rande solcher transformierter Scherbänder treten beim Übergang zur Matrix stets Bereiche auf, die lediglich eine starke Deformation aufweisen, die also den in Kap. 2.3.3.2 beschriebenen deformierten Bändern entsprechen.

2.3.4 Versagen durch adiabatische Scherbänder

Die Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes in einem Bauteil ist im strengen Sinne nicht mit dem Versagen des Bauteils gleichzusetzen. In aller Regel ist der Werkstoff jedoch durch das adiabatische Scherband derart vorgeschädigt, dass mit dessen Ausbildung unmittelbar Versagen durch Rissausbreitung oder ein duktiles Versagen durch Porenwachstum und -verschmelzung einhergeht.

In transformierten Scherbändern, in denen ein extrem sprödes martensitisches Gefüge vorliegt, tritt häufig Versagen durch eine instabile Rissausbreitung auf. Das Gebiet des Scherbandes ist dabei extrem anisotrop, so dass die Richtung der Rissausbreitung nicht mehr durch die in Kap. 2.1.5 genannten Kriterien bestimmt wird. Stattdessen läuft der Riss in Richtung des Scherbandes. Transformierte Scherbänder, die zu einer Rissausbreitung geführt haben, sind in Abb. 27 dargestellt.

In Werkstoffen ohne Austenit-Martensit-Umwandlung, in denen keine transformierten Scherbänder auftreten, kann ein duktiles Versagen durch Porenwachstum entlang eines adiabatischen Scherbandes erfolgen, wie in Abb. 28 exemplarisch dargestellt. Die Poren entstehen und wachsen im vorgeschädigten Gebiet des adiabatischen Scherbandes bis sie, wie am

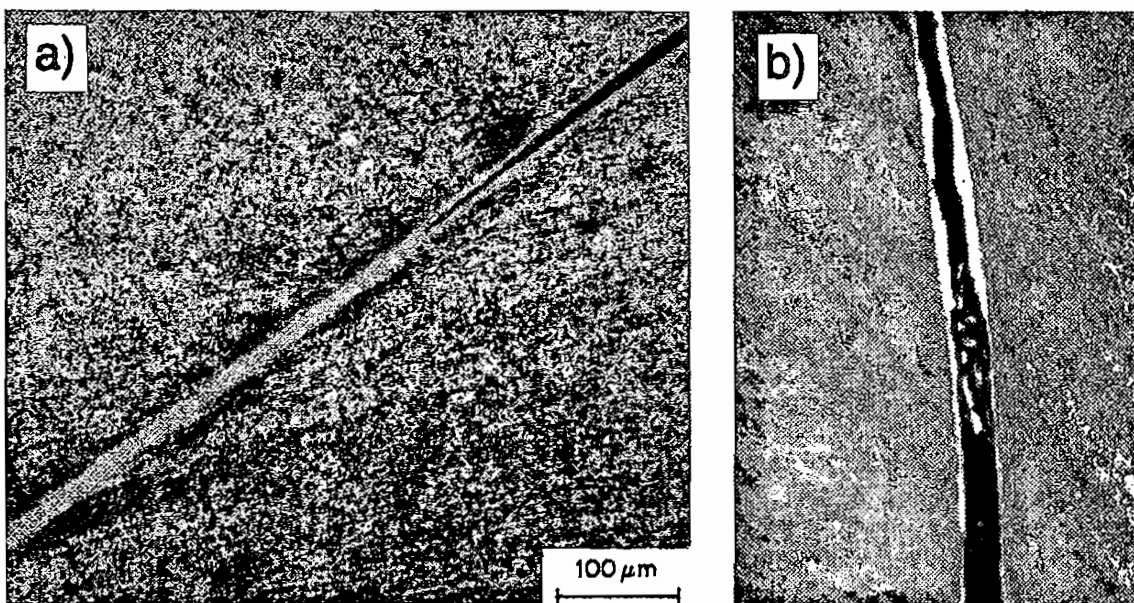


Abb. 27: Transformierte Scherbänder und damit verbundene Risse in Stahl;
a) nach: [54], aus: [34], b) aus: [2]

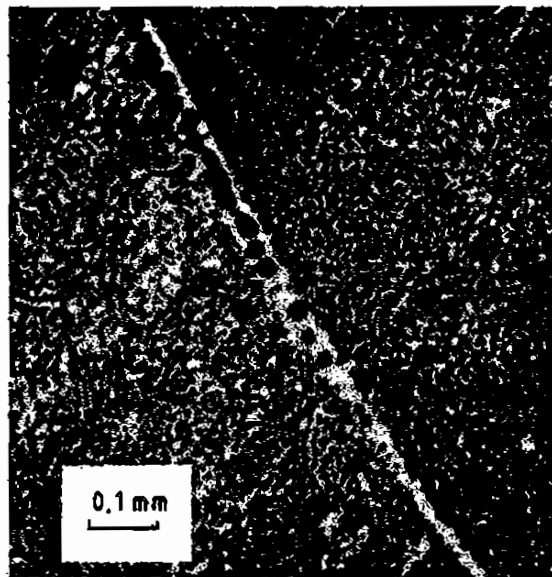


Abb. 28: Versagen durch Porenwachstum entlang eines adiabatichen Scherbandes in einer Molybdän-Legierung; nach: [55], aus: [34]

oberen Bildrand zu erkennen ist, zusammenwachsen und zum Versagen des Bauteils führen. Die mikroskopischen Mechanismen, die zum Versagen bei Ausbildung eines adiabatichen Scherbandes führen, sind sehr komplex und daher schwer vorherzusagen. Es wurden zahlreiche Versuche unternommen, die Ausbildung eines Scherbandes inklusive Versagen in numerischen Simulationen, etwa Finite-Element-Berechnungen, nachzubilden [50,51,52,53]. Die Hauptschwierigkeit besteht jeweils darin, die mikroskopischen Vorgänge wie die Entstehung von Mikrorissen oder Poren innerhalb des adiabatichen Scherbandes in ein kontinuumsmechanisches Modell einzubetten und mit diesem ein geeignetes mikroskopisches Versagenskriterium zu finden, das die experimentellen Befunde korrekt wiedergibt. Von diesem Kriterium hängt es auch stark ab, welchen geometrischen Bereich man innerhalb des Modells als zum adiabatichen Scherband gehörig deklariert. Damit sind häufig Größen wie die Länge oder Ausbreitungsgeschwindigkeit eines adiabatichen Scherbandes stark vom Versagenskriterium abhängig. Folgende Versagenskriterien wurden etwa von [50,51,52] betrachtet:

- Die lokale effektive plastische Dehnung erreicht einen kritischen Wert.
- Die lokale effektive Spannung ist nach ihrem Anstieg auf ein Maximum aufgrund der thermischen Entfestigung wieder auf einen bestimmten Bruchteil dieser Maximalspannung zurückgefallen.

Nach Überschreiten dieser Kriterien wird das Materialverhalten etwa wie das einer viskosen Flüssigkeit beschrieben. Es zeigt sich, dass diese Kriterien stark unterschiedliche Ergebnisse, etwa bezüglich des Zeitpunktes der Scherbandinitiierung liefern [51].

Ein etwas anderer Ansatz wurde von Nerzak [53] aufgestellt. Er geht von einer Bildung von Mikroscherbändern aus, die innerhalb eines repräsentativen Volumenelements ein bestimmtes Teilvolumen einnehmen. Wächst der Anteil dieses Teilvolumens etwa auf einen Wert von 10%, so wird von einem Zusammenwachsen der Mikroscherbänder zu einem Makroscherband ausgegangen. Dabei wird das umgebende Volumen entlastet. Von diesem Moment an wird das Verhalten des Modells mit Methoden der Bruchmechanik beschrieben. Auf diese Art und Weise konnte die Ausbreitung eines makroskopischen adiabatischen Scherbandes während eines Zylinderaufschlags auf eine Platte numerisch simuliert werden. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass im Sprachgebrauch dieser Arbeit der Begriff des adiabatischen Scherbandes stets in dem Sinne verwendet wird, dass mit ihm ein Versagen des Werkstoffs verbunden ist. So ist hier etwa mit der Länge eines adiabatischen Scherbandes die Länge der durch das Scherbandversagen neu gebildeten Oberfläche in Ausbreitungsrichtung gemeint.

2.4 Wechsel im Versagensverhalten dynamisch scherbeanspruchter Risse

In Kapitel 2.3 wurden Bauteile betrachtet, die keine makroskopischen Risse enthalten. Das Phänomen der Ausbildung adiabatischer Scherbänder spielt aber auch insbesondere bei dynamischen Belastungen von Rissen in der Bruchmechanik eine wesentliche Rolle. Von Kalthoff [2] bzw. Kalthoff und Winkler [3] wurden Experimente durchgeführt, in denen

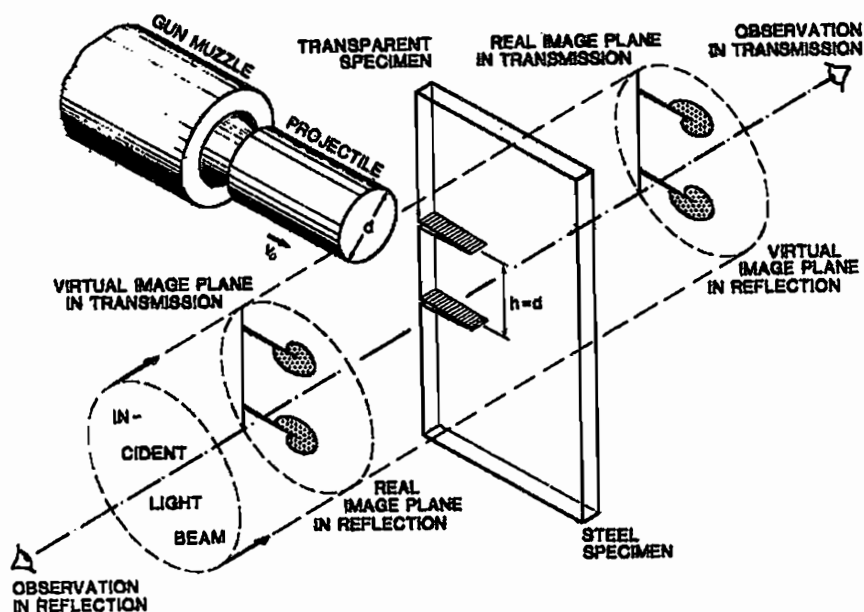


Abb. 29: Schematische Darstellung der experimentellen Erzeugung hochdynamischer Scher-(Modus-II)-Belastungen von Rissen; aus: [2]

makroskopische Risse einer hochdynamischen Scher-(Modus-II)-Belastung ausgesetzt wurden. Dazu wurde die bereits erwähnte LECEI-Technik verwendet (siehe Kap. 4.4). Das Belastungsprinzip ist in Abb. 29 dargestellt. Es wurden Experimente mit Belastungsgeschwindigkeiten v_0 zwischen etwa 10 m/s und 75 m/s an Stahlproben durchgeführt. Außerdem wurde der Rissspitzenradius ρ der Anrisse von scharfen Ermüdungsanrissen bis hin zu $\rho = 0,85$ mm variiert.

Es zeigt sich, dass zwei signifikant unterschiedliche Versagensmechanismen auftreten:

- Bei niedrigen Belastungsraten, hervorgerufen durch niedrige Aufschlaggeschwindigkeiten, tritt instabile Rissausbreitung ein, wie sie für Modus-II-Bedingungen auch für den quasistatischen Fall zu erwarten wäre (vgl. Kap. 2.1.5.2). Die Risse laufen von der Spitze des Anrisses unter einem Winkel von ca. -70° zum Ligament, also im Wesentlichen unter Zug-(Modus-I)-Bedingungen. (Sie seien daher im Folgenden Zugrisse genannt.) Sie erreichen immer den Probenrand, es liegt ein Komplettversagen der Probe vor. Die Bruchfläche ist insgesamt matt und weist die für Zugrisse charakteristischen Scherlippen auf.
- Bei hohen Belastungsraten, d.h. hohen Aufschlaggeschwindigkeiten, bilden sich von der Rissspitze ausgehend adiabatische Scherbänder aus. Diese laufen unter einem nur sehr kleinen, in diesem Fall positiven Winkel zum Ligament. Die adiabatischen Scherbänder breitet sich über eine begrenzte Länge aus, arretieren also in der Regel, bevor sie den Rand der Probe erreichen. Die Oberfläche eines adiabatischen Scherbandes unterscheidet sich

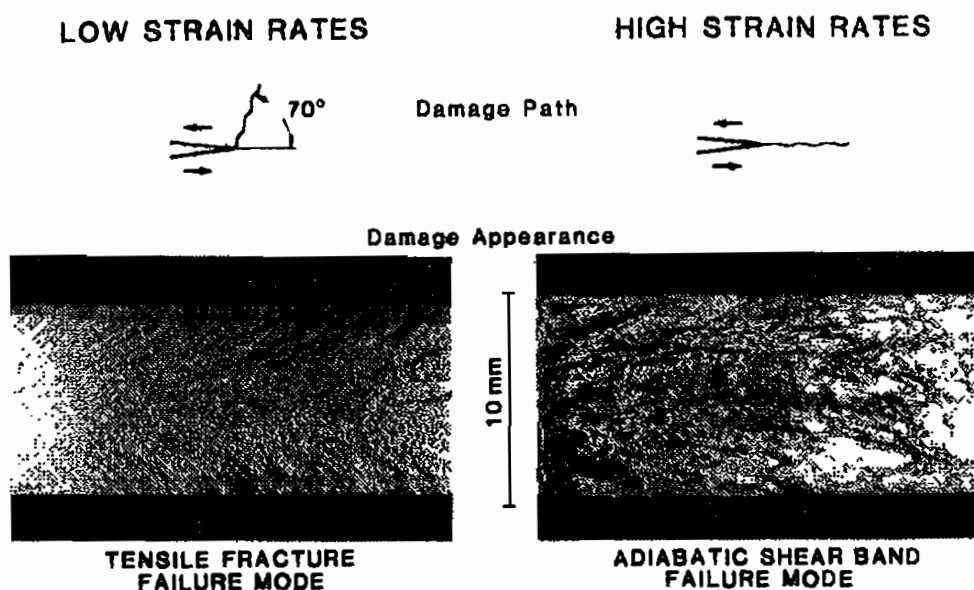


Abb. 30: Ausbreitungsrichtungen und Bruchflächen für Versagen dynamisch scherbelteter Risse durch Zugrisse bei niedriger Belastungsrate und durch adiabatische Scherbänder bei hoher Belastungsrate; nach: [2]

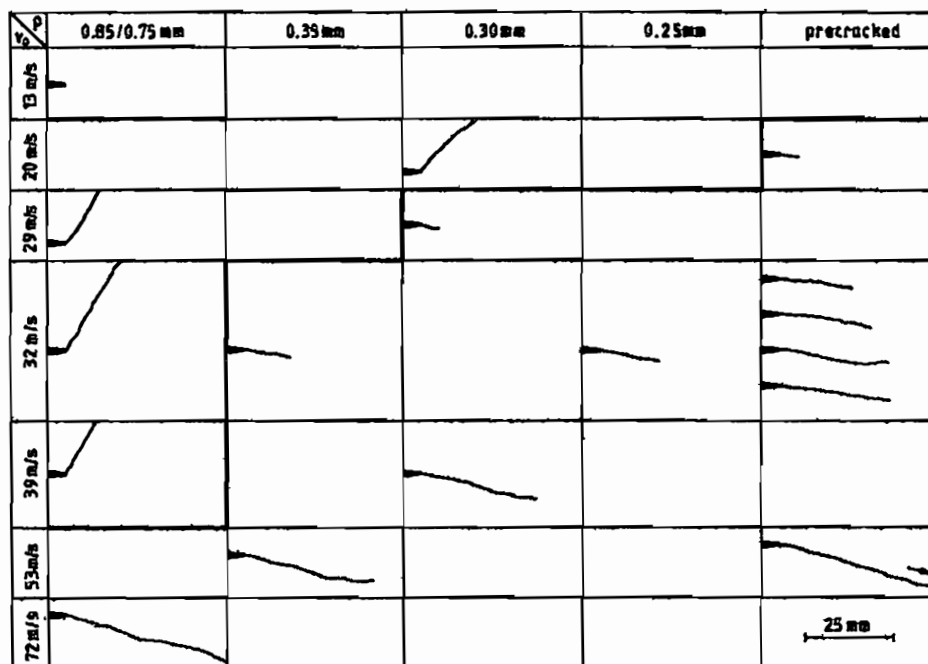


Abb. 31: Übersicht der beobachteten Versagensmechanismen dynamisch scherbeltasteter Risse für verschiedene Belastungsgeschwindigkeiten v_0 und Rissspitzenradien ρ , aus: [3]

stark von der Bruchfläche eines Zugrisses. Sie wirkt glänzend und in Ausbreitungsrichtung verschmiert und sie weist keinerlei Scherlippen an ihren Rändern auf.

In Abb. 30 sind die verschiedenen Ausbreitungsrichtungen sowie die Bruchflächen für Versagen durch einen Zugriss sowie durch Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes dargestellt. (Die Modus-II-Belastung ist hier im Vergleich zu Abb. 10 gegensinnig.)

Der Versagensmechanismus hängt nicht nur von der Belastungsgeschwindigkeit, sondern auch vom Rissspitzenradius ab. Es zeigt sich, dass ein Versagen durch adiabatische Scherbänder in Proben mit scharfen Ermüdungsanrissen bereits bei sehr kleinen Belastungsgeschwindigkeiten von $v_0 = 20$ m/s auftritt, während bei großen Rissspitzenradien von $\rho = 0,85$ mm eine Belastungsgeschwindigkeit von $v_0 = 72$ m/s zur adiabatischen Scherbandausbildung nötig ist. Eine Übersicht der bei verschiedenen Belastungsgeschwindigkeiten und Rissschärfen beobachteten Versagensmechanismen ist in Abb. 31 gegeben. Dabei sind die Versagensausbreitungsrichtungen und -längen für die beiden Versagensmechanismen dargestellt. Durch Einführen einer vom Rissspitzenradius abhängigen Grenzgeschwindigkeit kann der Bereich der Ausbildung adiabatischer Scherbänder scharf vom Bereich mit Versagen durch Zugrisse abgegrenzt werden. Diese Grenzgeschwindigkeit ist um so höher, je größer der Rissspitzenradius ist. Für eine kleine Belastungsgeschwindigkeit bei einem großen

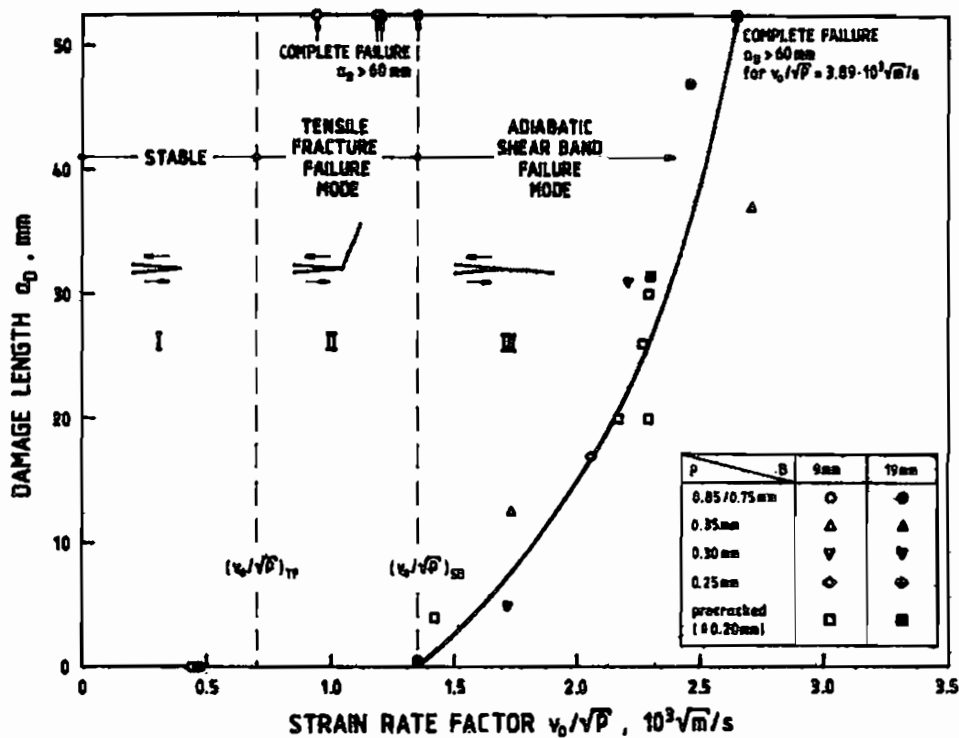


Abb. 32: Versagensausbreitungslängen in Abhängigkeit der Kerbspitzendehnrate bei den verschiedenen Versagensmechanismen dynamisch scherbelteter Risse; aus: [3]

Risspitzenradius bleibt der Riss stabil.

Die nur im Falle adiabatischer Scherbänder begrenzte Versagensausbreitungslänge hängt sowohl von der Belastungsgeschwindigkeit v_0 als auch von der Risschärfe ab. Generell gilt, je größer die Belastungsgeschwindigkeit v_0 und je kleiner der Risspitzenradius ρ ist, desto größer wird die Distanz, über die sich adiabatische Scherbänder ausbreiten. Der Einfluss beider Größen wurde von Kalthoff und Winkler in einem Parameter, der „Kerbspitzendehnrate“ (engl.: „notch tip strain rate“) $v_0/\sqrt{\rho}$, zusammengefasst. Anhand dieses Parameters lässt sich sowohl der auftretende Versagensmechanismus als auch, für den Fall der Ausbildung eines adiabatischen Scherbänders, dessen Ausbreitungslänge vorhersagen. In Abb. 32 sind die Versagensausbreitungslängen für verschiedene Kombinationen der Belastungsgeschwindigkeit und Risschärfe gegen diesen Parameter aufgetragen. Dabei gibt es zwei kritische Werte der Kerbspitzendehnrate, zum einen $(v_0/\sqrt{\rho})_{TF}$ für den Übergang von Rissstabilität zu Versagen durch Zugrisse und zum anderen $(v_0/\sqrt{\rho})_{SB}$ für den Übergang von Versagen durch Zugrisse zur Ausbildung von adiabatischen Scherbändern. Im Bereich der adiabatischen Scherbänder führt die Auftragung der Versagensausbreitungslängen gegen die Kerbspitzendehnrate zu einer Kondensierung der Messpunkte zu einer eindeutigen Kurve.

Die Tatsache, dass die Ausbreitung der Zugrisse stets bis zum Probenrand hin erfolgte, die adiabatischen Scherbänder dagegen nur über eine kurze Distanz laufen, obwohl aufgrund der höheren Schlaggeschwindigkeit mehr Energie zur Verfügung stand, lässt den Schluss zu, dass adiabatische Scherbänder bei ihrer Ausbreitung mehr Energie dissipieren als Zugrisse. Diese Experimente zeigen, dass im Falle von vorliegenden makroskopischen Rissen bereits sehr kleine Aufschlaggeschwindigkeiten von nur etwa 20 m/s ausreichen, um adiabatische Scherbänder hervorzurufen. Dagegen waren in Bauteilen ohne einen makroskopischen Riss dafür sehr viel höhere Schlaggeschwindigkeiten nötig. Das Vorhandensein der Rissspitze führt trotz der global kleinen Belastungsrate zu lokal sehr hohen Dehnraten. Diese sind offenbar groß genug, um eine adiabatische Scherlokalisierung an der Rissspitze hervorzurufen, wie sie in Kap. 2.3 beschrieben ist. Damit ist die Ausbildung adiabatischer Scherbänder ein insbesondere im Rahmen der Bruchmechanik wichtiger Mechanismus.

3 Problemstellung

3.1 Motivation

Risse in Strukturen und Bauteilen entstehen in der Regel, nachdem zuvor durch äußere Einflüsse eine Mikrovorschädigung des Werkstoffs erfolgt ist. Anschließend tritt eine Risskeimbildung und ein Risswachstum zu einem makroskopischen Riss ein, etwa durch Ermüdung bei betriebsbedingten zyklischen Lasten. Der Riss richtet sich dabei im allgemeinen so aus, dass er unter Zug-(Modus I)-Bedingungen weiterwächst (vgl. auch Kap. 2.1.5).

Treten nach einer solchen Rissentstehung anschließend andersartige Beanspruchungen dieser Strukturen oder Bauteile auf, so können nicht nur Zug-(Modus-I)-Belastungen, sondern auch Scher-(Modus-II)- oder gemischte Belastungen dieser Risse relevant werden. Um einen simplen speziellen Fall zu betrachten, ist beispielsweise bei Flugzeugen ein Ermüdungsrisswachstum an den Tragflächen während des Fluges möglich, dem dann am Boden eine völlig andersartige Belastung der Tragflächen durch das Eigengewicht des Flugzeuges folgt. Oder eine Brücke, die einer ständigen quasi-zyklischen Belastung durch Fahrzeuge oder Personen ausgesetzt ist, kann außergewöhnliche Umwelteinflüsse wie etwa seitlichen Wind oder eine starke Wasserströmung erfahren.

Solche andersartige Belastungen können insbesondere auch von dynamischer oder hochdynamischer Natur sein. In erster Linie sind in diesem Zusammenhang Belastungen durch unerwünschten Aufschlag eines Fremdkörpers auf das Bauteil zu nennen. Zur Auslegung von Strukturen und Bauteilen, die der Gefahr eines solchen Aufschlages ausgesetzt sind, ist damit ein Verständnis des Versagensverhaltens unter den möglichen verschiedenen Rissbelastungsmoden insbesondere auch für dynamische Belastungen nötig.

Die Möglichkeit von dynamischen Belastungen durch Fremdkörperaufschlag muss in vielen Bereichen des Maschinenbaus und des Bauingenieurwesens in Betracht gezogen werden. Etwa im Bereich der Automobilindustrie, des Bahnverkehrs oder der Passagierluftfahrt ist die Sicherheit der Insassen in erster Linie durch Unfälle mit Kollisionen mit anderen Fahrzeugen, Gebäuden oder natürlichen Hindernissen wie etwa Vögeln oder Steinen gefährdet. Bei der Sicherung von Gebäuden oder Fahrzeugen gegen Anschläge durch spezielle Panzerungen oder durch schlagfeste Fenster muss ein Schutz speziell bei Fremdkörperaufschlägen gewährleistet sein. In der Raumfahrt wird das Problem des Schutzes gegen Kollisionen mit sogenanntem „Weltraummüll“, d.h. mit Gegenständen, die nach vorhergehenden

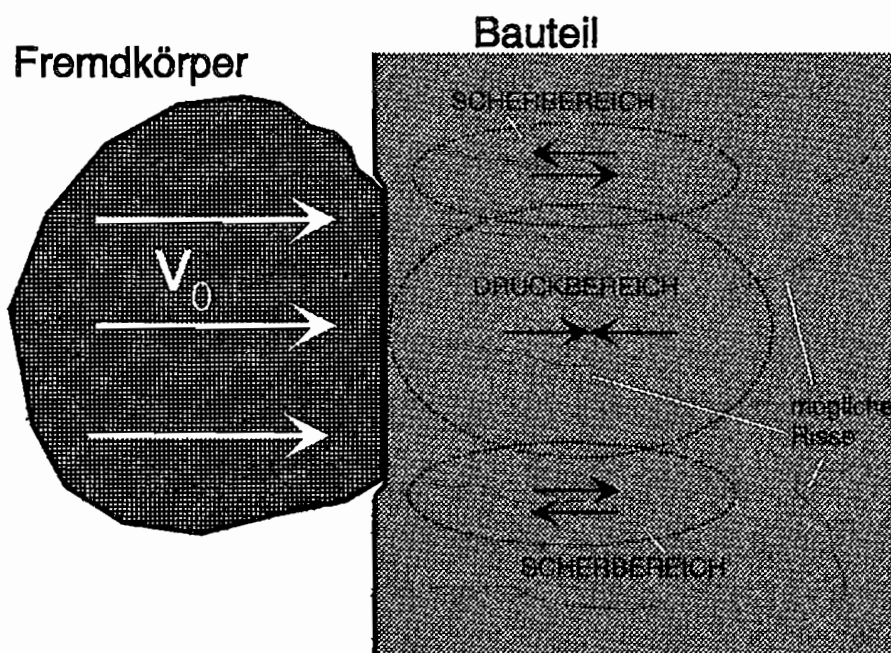


Abb. 33: Belastung eines rissbehafteten Bauteils bei Fremdkörperaufschlag (schematisch)

Weltraummissionen in einer Erdumlaufbahn geblieben sind, immer wichtiger. Im militärischen Bereich hat man es hauptsächlich mit hochdynamischen Belastungen durch Aufschlag von Geschossen zu tun.

Bei Fremdkörperaufschlag auf ein rissbehaftetes Bauteil können die Risse prinzipiell dynamischen Belastungen aller drei Rissbelastungsmoden ausgesetzt sein, abhängig von Lage und Ausrichtung des einzelnen Risses. Anhand Abb. 33 wird jedoch deutlich, dass insbesondere dynamische Scher-(Modus-II)-Belastungen wahrscheinlich sind. Da in der Nähe freier Oberflächen die Spannungen senkrecht zur Oberfläche verschwinden, werden sich dort unter einer betriebsbedingten zyklischen Last des Bauteils vor allem Risse bilden, die senkrecht zur Oberfläche liegen. Trifft ein Fremdkörper auf die Oberfläche, so gibt es zu Zeiten kurz nach dem Aufschlag in der Nähe der Aufschlagfläche Bereiche mit Druckspannungen sowie Bereiche mit Scherspannungen. Diese sind in Abb. 33 schematisch dargestellt. Die senkrecht zur Oberfläche liegenden Risse im Druckspannungsbereich werden dabei nicht kritisch belastet; eine Druckspannung in Richtung eines Risses erzeugt keinerlei Spannungsüberhöhung an der Risspitze. Die senkrecht zur Oberfläche liegenden Risse im Scherspannungsbereich unterliegen dagegen einer dynamischen Modus-II-Belastung. Diese kann zu instabiler Ausbreitung eines Zugrisses oder zur Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes führen (vgl. Kap. 2.4). Versagen eines Bauteils durch Fremdkörperaufschlag erfolgt also in aller Regel im Scherspannungsbereich am Rande der Aufschlagfläche.

Dynamische Scherbelastungen treten nicht nur beim Aufschlag von Fremdkörpern auf eine Bauteiloberfläche auf. Auch bei der spanabhebenden Bearbeitung von Werkstücken treten Bereiche mit ausgeprägter Scherbelastung auf (vgl. Kap. 2.3.1, Abb. 19). Werden dabei schnellschneidende Werkzeugmaschinen eingesetzt, so ist die Scherbelastung im Werkstück hochdynamisch. Die Spanbildung wird in diesem Falle durch die Ausbildung adiabatischer Scherbänder kontrolliert.

In all diesen Bereichen ist also ein gutes und umfassendes Verständnis des Versagens von Rissen bei dynamischer Modus-II-Belastung erforderlich. Der auftretende Versagensmechanismus, entweder eine instabile Ausbreitung eines Zugrisses oder die Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes, wird dabei eine wichtige Rolle spielen.

3.2 Zielsetzung und Vorgehensweise

Wie in Kap. 2.4 erwähnt, stellt Versagen durch adiabatische Scherbänder insbesondere im Rahmen der Bruchmechanik einen wichtigen und relevanten Versagensmechanismus dar. Bei dynamischer Scherbelastung von Rissen wird ein Übergang des Versagensmechanismus von Versagen durch Zugrisse zu einer Ausbildung von adiabatischen Scherbändern gefunden. Bruchmechanische Versagenskennwerte wie etwa die dynamische Scherbruchzähigkeit $K_{II d}$ liegen für den beobachteten Übergang im Versagensmechanismus jedoch noch nicht vor.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, experimentell in verschiedenen Werkstoffen den Verlauf der dynamischen Scherbruchzähigkeit $K_{II d}$ in Abhängigkeit der Belastungsrate \dot{K}_{II} zu ermitteln, insbesondere für den Übergang des Versagensmechanismus von Rissen zu adiabatischen Scherbändern. Damit wird das Phänomen der Ausbildung adiabatischer Scherbänder in einem bruchmechanischen Kontext behandelt. Ein Einfluss der in Kap. 2 angesprochenen dynamischen Werkstoffeffekte auf die zu ermittelnden bruchmechanischen Kennwerte ist zu untersuchen. Die Frage, ob dabei der für die Ausbildung adiabatischer Scherbänder maßgebliche Effekt der thermischen Entfestigung, der unter Modus-I-Bedingungen keine experimentell nachweisbare Relevanz für die dynamische Bruchzähigkeit $K_{II d}$ hat, in diesem Zusammenhang die zu ermittelnden Bruchzähigkeitswerte beeinflusst, soll beantwortet werden. Um einen tieferen Einblick in die Mechanismen zu bekommen, die das jeweilige Versagen kontrollieren, werden zusätzlich Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Zugrissen und von adiabatischen Scherbändern bestimmt. Die experimentellen Untersuchungen erfolgen an verschiedenen exemplarisch ausgewählten Strukturwerkstoffen, nämlich dem Vergütungs-

stahl 42 CrMo 4, der Aluminiumlegierung Al 7075 und dem Kunststoff Polycarbonat.

Um diese Zielsetzung zu erreichen wird folgende Vorgehensweise gewählt:

- Die experimentelle Erzeugung dynamischer bis hochdynamischer Scher-(Modus-II)-Belastungen von Rissen wird mit Hilfe der LECEI-Technik (vgl. Kap. Abb. 4.4) realisiert. Ein entsprechender Versuchsstand ist in der Arbeitsgruppe für experimentelle Mechanik an der Ruhr-Universität Bochum vorhanden. Um in Betrieb genommen werden zu können, ist dieser Versuchsstand jedoch um Elemente zur Regelung und Messung der Aufschlaggeschwindigkeit, zur zeitlich hochgenauen Auslösung von Messvorgängen sowie zur Sicherheit der beteiligten Experimentatoren zu erweitern. Desweiteren wird der Versuchsstand für den Betrieb einer Hochgeschwindigkeitskamera angepasst.
- Um die unterschiedlichen Versagensmechanismen gezielt aktivieren zu können, werden verschiedene Parameter wie Belastungsgeschwindigkeit oder Rissspitzenradius variiert, die Anrissgeometrie wird optimiert.
- Parallel wird eine numerische Simulation des Experimentes mit Hilfe der Finite-Element-Methode durchgeführt, um das dynamische Spannungsfeld an der scherbelaasteten Risspitze genauer zu erfassen.
- Ein Messverfahren, welches auf Anwendung von Dehnungsmessstreifen basiert, wird entwickelt bzw. modifiziert, um die dynamische Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}$ sowie die Scherbelastungsrate \dot{K}_{II} bei hochdynamischen Belastungen zu bestimmen. Außerdem kommt Hochgeschwindigkeitsfotografie zur Beobachtung der Rissausbreitung bzw. der Ausbreitung eines adiabatischen Scherbandes, zum Teil in Verbindung mit dem schattenoptischen Kaustikenverfahren, zum Einsatz.
- Mit dem entwickelten Messverfahren werden die dynamischen Scherbruchzähigkeiten $K_{II,d}$ in den unterschiedlichen Werkstoffen in Abhängigkeit der Belastungsrate sowie des Rissspitzenradius, einerseits bei Versagen durch Zugrisse, andererseits bei Versagen durch adiabatische Scherbänder, ermittelt.
- Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Zugrissen wird mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitsfotografie, die von adiabatischen Scherbändern mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen ermittelt.

3.3 Erwartung

Adiabatische Scherbänder dissipieren während ihrer Ausbreitung mehr Energie als Zugrisse [2,3]. Daher ist beim Übergang zwischen beiden Versagensmechanismen ein Anstieg der

dynamischen Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}$ zu erwarten. Ob ein solcher Anstieg sprunghaft oder allmählich ist, kann nicht vorhergesagt werden.

Für niedrige Belastungsraten \dot{K}_{II} wird ein Versagen durch Zugrisse erwartet. Für diesen Versagensmechanismus ist aufgrund des Effektes der Dehnratenverfestigung mit einer Abnahme der Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}$ mit der Belastungsrate zu rechnen, so wie sie auch bei dynamischen Zug-(Modus-I)-Belastungen auftritt.

Für hohe Belastungsraten \dot{K}_{II} wird dagegen mit einem Versagen durch Ausbreitung adiabatischer Scherbänder gerechnet. Es ist zu erwarten, dass dabei der Effekt der thermischen Entfestigung eine wichtige Rolle spielt. Ob er zu einem Anstieg der dynamischen Scherbruchzähigkeit bei Versagen durch adiabatische Scherbänder führt oder ob der Einfluss der Dehnratenverfestigung, der eine Abnahme der dynamischen Scherbruchzähigkeit mit sich bringt, weiter dominant bleibt, ist zu untersuchen.

4 Methodik

4.1 Einleitung

In diesem Kapitel werden experimentelle Methoden sowohl zur Erfassung als auch zur Erzeugung hochdynamischer Scherbelastungen von Rissen vorgestellt. Da bei hochdynamischen Scherbelastungen von Rissen in Proben anders als etwa bei quasistatischen Belastungen der Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor nicht auf einfache Weise aus Parametern der Lasteinleitung folgt, muss eine von der Belastungsmethode unabhängige Erfassung des hochdynamischen Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors direkt an der Risspitze erfolgen. Im Rahmen dieser Arbeit geschieht dies in einzelnen Fällen mit Hilfe des schattenoptischen Kaustikenverfahrens, vor allem aber mit Hilfe eines weiterentwickelten Dehnungsmessstreifenverfahrens. Außerdem werden Dehnungsmessstreifen zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit adiabatischer Scherbänder nach ihrer Initiierung eingesetzt. Die Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Zugrissen erfolgt dagegen mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitsfotografie.

Schließlich wird die experimentelle Realisierung hochdynamischer Scherbelastungen von Rissen im Labor mit Hilfe der LECEI-Technik beschrieben, wobei anhand der zuvor eingeführten Messmethoden nachgewiesen werden kann, dass diese zu reinen hochdynamischen Modus-II-Belastungen an der Risspitze führt.

4.2 Messung dynamischer Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren

4.2.1 Schattenoptisches Kaustikenverfahren

Das schattenoptische Kaustikenverfahren ist eine Methode, um experimentell Spannungskonzentrationen an Bauteilen quantitativ zu erfassen, wie sie etwa an Kerben, Bohrungen, bei punktförmigen Krafteinleitungen in das Bauteil oder bei anderen geometrischen Unstetigkeiten auftreten. Insbesondere eignet es sich zur Bestimmung der Spannungskonzentration an einer Risspitze und damit zur Messung von bruchmechanischen Spannungsintensitätsfaktoren. Dabei wird die Information aus der direkten Umgebung der Risspitze bezogen, in der die Spannungen allein durch den Spannungsintensitätsfaktor beschrieben werden (vgl. Abb. 5, Bereich b). Das schattenoptische Kaustikenverfahren wurde 1964 von Manogg für linear-elastische, statische Modus-I Probleme entwickelt [56]. Später wurde es von Theocaris auf andere Rissbelastungsmoden [57], von Kalthoff et al. auf dyna-

mische Rissausbreitung [58] und von Rosakis et al. auf elastisch-plastisches Werkstoffverhalten [59] ausgedehnt. An dieser Stelle soll nur eine kurze Einführung in das Verfahren gegeben werden. Für eine ausführlichere Darstellung sei auf das Handbook on Experimental Mechanics, Kapitel 9, verwiesen [60].

Bei dem Kaustikenverfahren handelt es sich um ein optisches Verfahren, das auf transparente Proben in Transmission sowie auf opake Proben mit einer spiegelnden Oberfläche in Reflexion angewandt werden kann. Das Prinzip des Kaustikenverfahrens ist in Abb. 34 für eine Transmissionsanordnung dargestellt. Die Spannungskonzentration an einer belasteten Rissspitze führt zu einer Einschnürung der Probe aufgrund des Poisson-Effektes sowie zu einer Änderung des optischen Brechungsindex n des Werkstoffs. Beide Effekte bewirken, dass einfallendes Licht an der Probe der Dicke d abgelenkt wird, und zwar um so stärker, je geringer der Abstand zur Rissspitze ist. Die belastete Rissspitze hat dabei einen vergleichbaren Effekt wie eine Art Zerstreuungslinse. Es entsteht in einem Abstand z_0 zur Probe ein Schattenfleck, umgeben von einer Lichtkonzentration. Diese beiden Gebiete gehen nicht kontinuierlich ineinander über, sondern sind scharf voneinander zu trennen. Die so entstehende zweidimensionale Grenzkurve zwischen dem Schattengebiet und der Lichtkonzentration wird Kaustik genannt.

In der Praxis wird zur Erzeugung der Kaustik meist Licht mit einer wohldefinierten Konvergenz bzw. Divergenz verwendet, d.h. Licht, das von einer punktförmigen Lichtquelle ausgeht oder auf einen Punkt zusammenläuft. Der Einfachheit halber wird jedoch im Folgenden davon ausgegangen, dass es sich bei dem einfallenden Licht um paralleles Licht handelt. Um

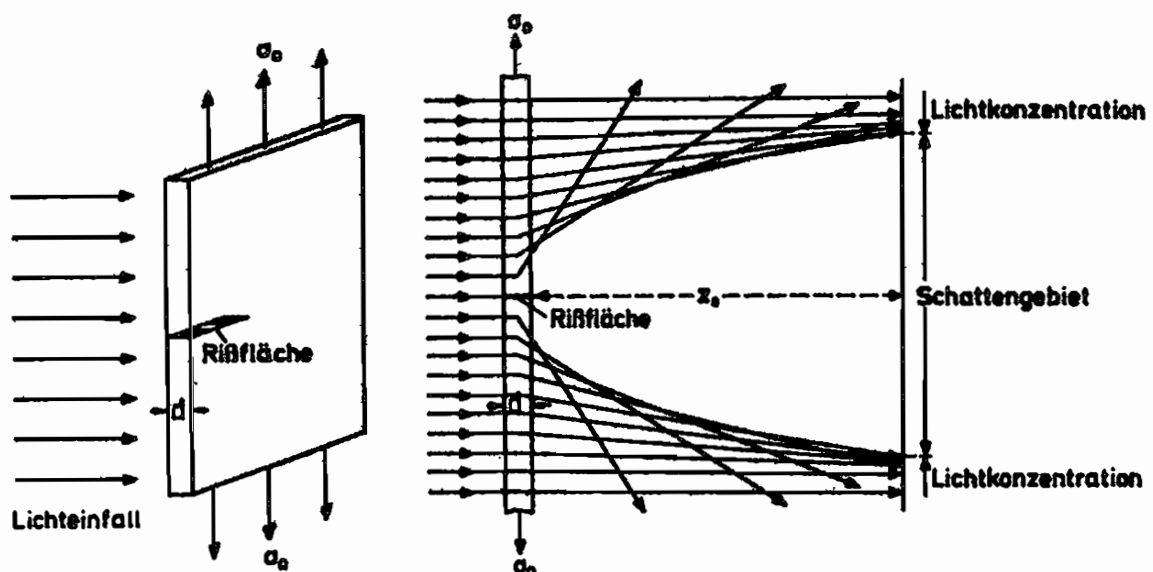


Abb. 34: Prinzip des schattenoptischen Kaustikenverfahrens; aus: [18]

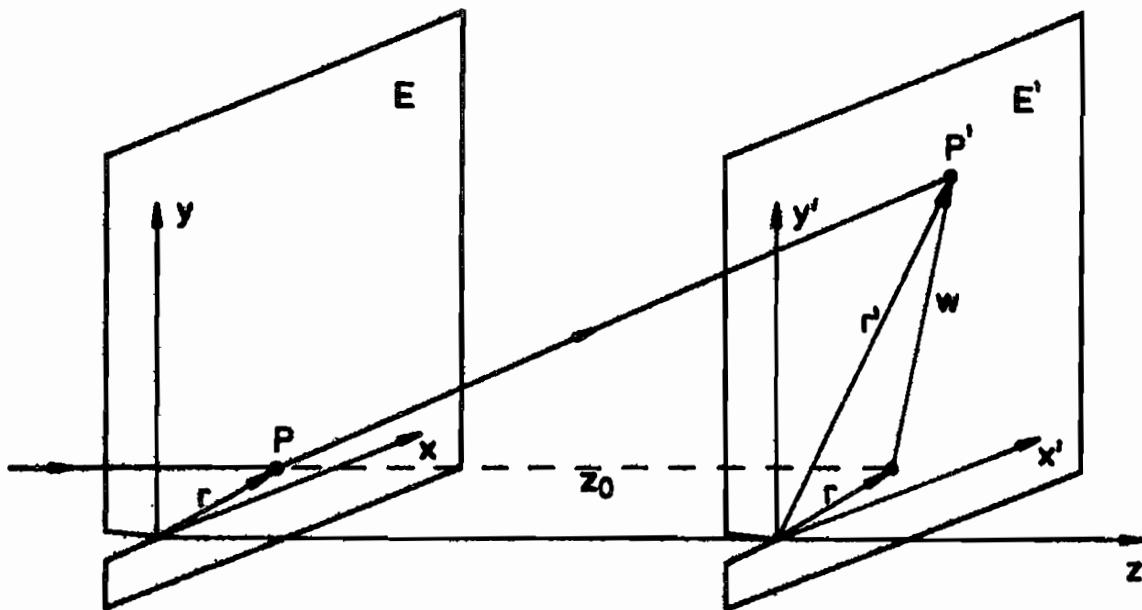


Abb. 35: Ablenkung eines Lichtstrahls in der Nähe der Rissspitze; aus: [18]

den quantitativen Zusammenhang zwischen der Größe der Kaustik und dem Spannungintensitätsfaktor an der Rissspitze zu erfassen, muss zunächst die durch die Spannungskonzentration hervorgerufene Ablenkung des Lichtstrahls betrachtet werden. In Abb. 35 ist die Ablenkung eines Lichtstrahls dargestellt, der die Probenebene E in vektorieller Schreibweise am Ort r in der Nähe der Rissspitze passiert. Ohne Ablenkung würde der Lichtstrahl die Ebene E' im Abstand z_0 wiederum am Ort r erreichen, durch die Einschnürung der Probe und durch die Änderung des Brechungsindex n wird der Lichtstrahl jedoch zum Ort r' in der Ebene E' abgelenkt. Die Ablenkung w ist durch den Gradienten der Änderung der optischen Weglänge Δs am Ort r bestimmt [60]:

$$w = r' - r = z_0 \cdot \text{grad} \{ \Delta s(r, \varphi) \} \quad (42)$$

Die Änderung der optischen Weglänge wird durch die Einschnürung der Probe und durch die Änderung des Brechungsindex hervorgerufen. Diese beiden Effekte hängen direkt mit den am Ort r herrschenden Hauptspannungen zusammen. Die Einschnürung wird über das verallgemeinerte Hooke'sche Gesetz inklusive des Poisson-Effektes beschrieben [61], die Brechungsindexänderung über das Maxwell-Neumann-Gesetz [60]. Letztlich gilt:

$$w = z_0 c d_{\text{eff}} \cdot \text{grad} \{ (\sigma_1 + \sigma_2) \pm \lambda \cdot \sigma_1 - \sigma_2 \} \quad (43)$$

Dabei ist c die schattenoptische Konstante des Werkstoffs. Sie hängt direkt mit den elastischen Konstanten des Hooke'schen Gesetzes, E und ν , sowie mit den spannungsoptischen Koeffizienten des Maxwell-Neumann Gesetzes, A und B , zusammen:

$$\text{ESZ: } c = \frac{A+B}{2} - \frac{(n-1) \cdot \nu}{E}, \quad \text{EDZ: } c = \frac{A+B}{2} + \nu B \quad (44)$$

Die effektive Probendicke d_{eff} ist bei transparenten Proben gleich der realen Probendicke, bei opaken reflektierenden Proben gleich der halben realen Probendicke. Im letzteren Falle kann man formal den Brechungsindex des Materials zu $n = -1$ und die spannungsoptischen Koeffizienten zu $A = B = 0$ setzen. Die schattenoptische Konstante, die nunmehr nur noch durch die Einschnürung der Probe und damit durch die elastischen Eigenschaften des Materials bestimmt ist, ergibt sich damit nach Gl. (44) zu $c = 2\nu/E$. Der Anisotropieparameter λ des Werkstoffs tritt nur bei spannungsdoppelbrechenden Werkstoffen auf. Im Folgenden wird von $\lambda = 0$ ausgegangen.

An Gl. (43) ist zu erkennen, dass sich das schattenoptische Kaustikenverfahren besonders gut auf Spannungskonzentrationsprobleme mit hohen Spannungsgradienten anwenden lässt. Durch Einsetzen der Hauptspannungen des betrachteten Rissproblems für Modus-I- sowie Modus-II-Belastungen ergeben sich folgende Abbildungsgleichungen für die Orte $r' = (x', y')$, zu denen das Licht abgelenkt wird:

$$\text{Modus-I: } x' = r \cdot \cos \varphi - z_0 c d_{\text{eff}} \cdot \frac{K_I}{\sqrt{2\pi}} \cdot r^{-3/2} \cos \frac{3}{2} \varphi \quad (45)$$

$$y' = r \cdot \sin \varphi - z_0 c d_{\text{eff}} \cdot \frac{K_I}{\sqrt{2\pi}} \cdot r^{-3/2} \sin \frac{3}{2} \varphi \quad (46)$$

$$\text{Modus-II: } x' = r \cdot \cos \varphi + z_0 c d_{\text{eff}} \cdot \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi}} \cdot r^{-3/2} \sin \frac{3}{2} \varphi \quad (47)$$

$$y' = r \cdot \sin \varphi - z_0 c d_{\text{eff}} \cdot \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi}} \cdot r^{-3/2} \cos \frac{3}{2} \varphi \quad (48)$$

Um die Grenzkurve zwischen dem Schattenfleck und der Lichtkonzentration zu bestimmen, muss das Minimum des Betrages des Vektors r' , d.h. des Abstandes des abgelenkten Lichtstrahls von der Risspitze, bestimmt werden. Dazu ist die Nullstelle der Jakobi-Determinante der Abbildungsgleichungen (45) bis (48) zu ermitteln:

$$\frac{\partial x'}{\partial r} \cdot \frac{\partial y'}{\partial \varphi} - \frac{\partial x'}{\partial \varphi} \cdot \frac{\partial y'}{\partial r} \stackrel{!}{=} 0 \quad (49)$$

Aus dieser Bedingung ergeben sich diejenigen Punkte r in der Probenebene B , die nach Lichtstrahlableitung auf die Kaustikkurve abgebildet werden. Sie bilden die sogenannte Ur-

kurve auf der Probe. Es stellt sich sowohl für den Modus-I als auch für den Modus-II-Fall heraus, dass diese Urkurve einen Kreis mit der Risspitze als Mittelpunkt beschreibt. Der Urkurvenradius ergibt sich für beide Rissbelastungsmoden zu:

$$r_0 = \left(\frac{3}{2} \cdot |z_0| |c| d_{eff} \cdot \frac{|K_{I,II}|}{\sqrt{2\pi}} \right)^{2/5} \quad (50)$$

Mit der Urkurve lässt sich die Kaustikkurve durch Einsetzen von Gl. (50) in die Abbildungsgleichungen bestimmen:

Modus-I: $x' = r_0 \cdot \left(\cos \varphi - \frac{2}{3} \operatorname{sgn}(K_I z_0 c) \cos \frac{3}{2} \varphi \right) \quad (51)$

$$y' = r_0 \cdot \left(\sin \varphi - \frac{2}{3} \operatorname{sgn}(K_I z_0 c) \sin \frac{3}{2} \varphi \right) \quad (52)$$

Modus-II: $x' = r_0 \cdot \left(\cos \varphi + \frac{2}{3} \operatorname{sgn}(K_{II} z_0 c) \sin \frac{3}{2} \varphi \right) \quad (53)$

$$y' = r_0 \cdot \left(\sin \varphi - \frac{2}{3} \operatorname{sgn}(K_{II} z_0 c) \cos \frac{3}{2} \varphi \right) \quad (54)$$

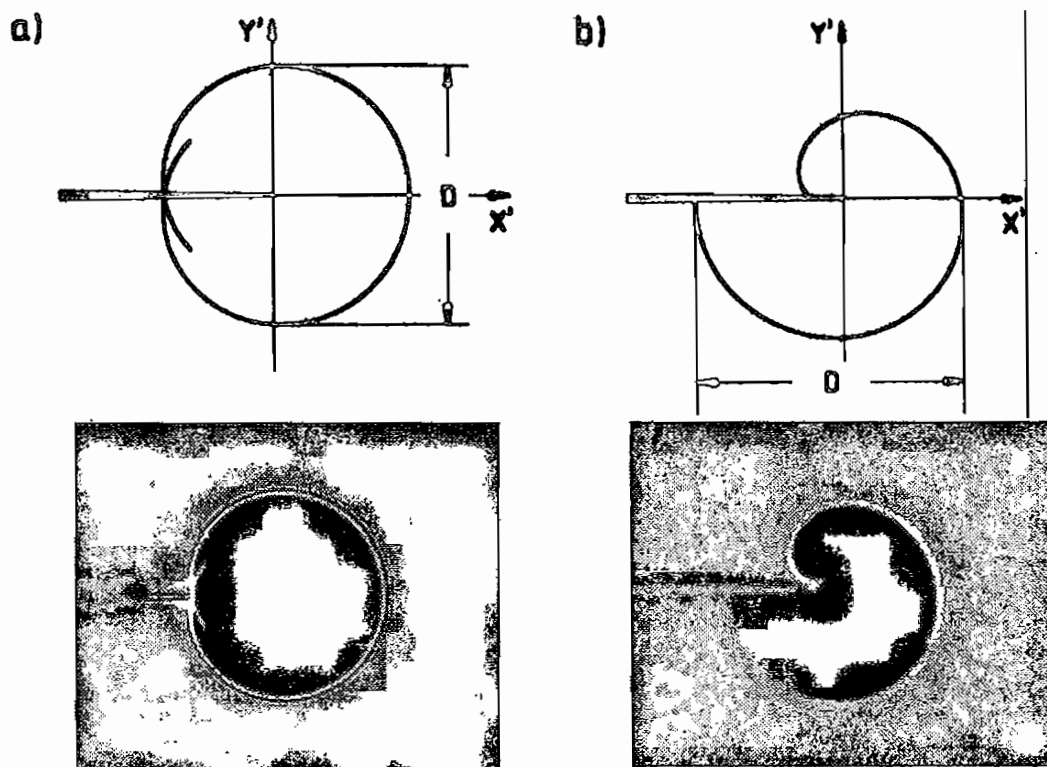


Abb. 36: Theoretische und experimentell aufgenommene Kaustikkurven (a) für Modus-I und (b) für Modus-II; aus: [18]

In Abb. 36 sind die theoretischen Kaustikkurven gemäß Gln. (51) bis (54) für Modus-I und Modus-II experimentell aufgenommenen Kaustiken gegenübergestellt. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung der Geometrie der Kaustiken.

Anhand Gl. (50) und Gln. (51) bis (54) ergibt sich, dass die Größe der Kaustiken direkt mit der Größe des anliegenden Spannungsintensitätsfaktors verknüpft ist. Somit lässt sich aus charakteristischen geometrischen Größenparametern der Kaustikkurve der Spannungsintensitätsfaktor bestimmen. Üblicherweise misst man den sogenannten Kaustikdurchmesser D wie in Abb. 36 dargestellt. Als Bestimmungsgleichungen für den Modus-I- bzw. Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor ergeben sich:

$$\text{Modus-I: } K_I = \frac{2\sqrt{2\pi}}{3 \cdot 3,17^{5/2} \cdot z_0 c d_{\text{eff}}} \cdot D^{5/2} \quad (55)$$

$$\text{Modus-II: } K_{II} = \frac{2\sqrt{2\pi}}{3 \cdot 3,02^{5/2} \cdot z_0 c d_{\text{eff}}} \cdot D^{5/2} \quad (56)$$

Die schattenoptische Konstante c hat unterschiedliche Werte für den ebenen Spannungs- und den ebenen Dehnungszustand [60]. Es muss derjenige Wert verwendet werden, der dem vorherrschenden Zustand entlang der Urkurve entspricht. In aller Regel ist dies der Wert für den ebenen Spannungszustand. Aufgrund der starken Spannungssingularität direkt an der Risspitze ist dort jedoch ein anderer, im Allgemeinen dreidimensionaler Spannungszustand vorhanden. Bei zu kleinen Urkreisradien führt dies zu Fehlern bei der Bestimmung des Spannungsintensitätsfaktors [62]. Aus diesem Grunde ist darauf zu achten, dass die Urkurve einen ausreichend großen Radius aufweist, damit sie nur im Gebiet des ebenen Spannungszustandes liegt. Dieser ist in der Regel durch etwa die halbe Probendicke d gegeben:

$$r_0 > r_{\text{ESZ}} \approx d/2 \quad (57)$$

Wird diese Bedingung nicht eingehalten, erhält man zu kleine Werte des Spannungsintensitätsfaktors und es muss eine Korrektur nach Soltész und Beinert [62] durchgeführt werden, um den entstandenen Fehler zu kompensieren (siehe auch [60]).

Das Kaustikenverfahren stellt eine einfache und direkte experimentelle Methode dar, um Informationen aus der direkten Umgebung einer belasteten Risspitze zu erhalten. Dabei kann aus der Geometrie der Kaustik der Rissbelastungsmodus und aus der Größe der Kaustik die Größe des Spannungsintensitätsfaktors direkt ermittelt werden. Bei Anwendung auf nicht-viskoelastische Materialien, bei denen die Spannungsüberhöhung instantan zur Einschnü-

nung und zur Änderung des Brechungsindex führt, ist das Verfahren insbesondere auch dazu geeignet, dynamische Vorgänge zu untersuchen. So kann mit dem Kaustikenverfahren die Entwicklung des Spannungsintensitätsfaktors und des Rissbelastungsmodus, etwa bei Schlagbelastungen oder bei instabilen Rissausbreitungsvorgängen, sehr genau untersucht werden [24,18].

Das Kaustikenverfahren kann in der Regel nur unter Laborbedingungen, nicht jedoch auf reale Bauteile unter Betriebslasten, angewendet werden, da für seine Anwendung eine hohe optische Qualität der verwendeten Komponenten sowie der Proben erforderlich ist. Das einfallende Lichtbündel muss sehr genauen Anforderungen bezüglich der Parallelität bzw. der Konvergenz oder Divergenz der Einzellichtstrahlen genügen. Wird diese durch äußere Einflüsse im optischen Strahlengang gestört, können keine sauberen Kaustiken mehr aufgenommen werden. Es zeigt sich beispielsweise, dass unter hochdynamischen Belastungen Luftdruckschwankungen an der Probe auftreten können, die den optischen Strahlengang beeinflussen und damit die Auswertbarkeit der Kaustiken stark beeinträchtigen. Auch Wellenausbreitungsprozesse hoher Amplitude in der Probe können starke Deformationen der Kaustik hervorrufen. Insbesondere bei den extrem hohen Belastungsraten, die durch die Anwendung der LECEI-Technik (siehe Kap. 4.4.1) erzeugt werden, treten solch gravierende Störungen der Kaustikgeometrie auf, dass eine optische Messung des dynamischen Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors $K_{II,d}$ mit Hilfe von Kaustiken in der Regel nicht möglich ist.

4.2.2 Erfassung dynamischer Modus-II Spannungsintensitätsfaktoren mit Dehnungsmessstreifen

4.2.2.1 Motivation und Grundidee

Um eine Messung des dynamischen Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors $K_{II,d}$ zu ermöglichen, die nicht durch die oben genannten Störeinflüsse beeinflusst ist, wurde ein nicht-optisches elektrisches Messverfahren entwickelt bzw. weiterentwickelt, welches auf der Anwendung von Dehnungsmessstreifen beruht.

Für Modus-I-Belastungen wurde 1987 von Dally und Sanford ein Dehnungsmessstreifenverfahren zur Bestimmung von dynamischen Spannungsintensitätsfaktoren entwickelt [63]. Dieses Verfahren wurde im Rahmen dieser Arbeit auf den Modus-II-Fall übertragen und optimiert [64]. Das Grundprinzip des Verfahrens besteht darin, dass ein Dehnungsmessstreifen, so wie in Abb. 37 dargestellt, in der Nähe der Rissspitze appliziert wird, um die Spannungssingularität und damit den Spannungsintensitätsfaktor zu erfassen. Dabei sind insgesamt drei

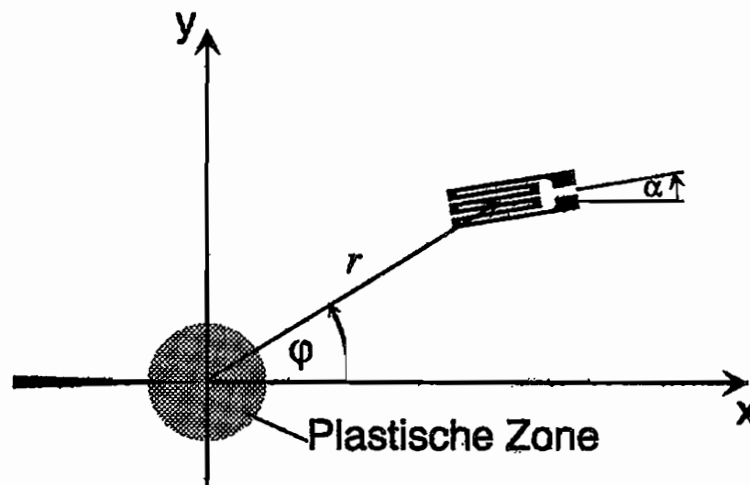


Abb. 37: Applizierung eines Dehnungsmessstreifens in der Nähe der Rissspitze

Parameter frei wählbar. Der Abstand r zur Rissspitze, der Winkel φ zum Ligament, unter dem der Dehnungsmessstreifen appliziert wird, sowie die Messrichtung α des Dehnungsmessstreifens. Diese Parameter sind für den jeweils betrachteten Rissbelastungsmodus anzupassen und zu optimieren. Das Spannungs-/Dehnungsfeld an der Rissspitze, das bestimmend ist für das vom Dehnungsmessstreifen gemessene Signal, wird nicht überall durch den zu messenden Spannungsintensitätsfaktor bestimmt. Direkt an der Rissspitze ist es durch die vorhandene plastische Zone beeinflusst, in großer Entfernung zur Rissspitze machen sich die höheren Terme der Spannungsverteilung bemerkbar (siehe auch Abb. 5). Ziel der Optimierung ist daher, den Dehnungsmessstreifen so geschickt zu platzieren, dass mit seiner Hilfe aus dem komplizierten Spannungs-/Dehnungsfeld an der Rissspitze der Spannungsintensitätsfaktor „herausgefiltert“ werden kann.

Generell gilt, dass der Abstand r des Dehnungsmessstreifens zur Rissspitze möglichst klein sein sollte, damit Einflüsse höherer Terme gemäß Gl. (13) klein bleiben. Im Wesentlichen trägt dann nur die $1/\sqrt{r}$ -Singularität des Spannungs-/Dehnungsfeldes zum Messsignal bei, d.h. derjenige Term, dessen Koeffizient, der Spannungsintensitätsfaktor, bestimmt werden soll. Diesem Grundsatz stehen jedoch zwei Dinge entgegen: Zum einen werden die Dehnungen in der Nähe der Rissspitze sehr groß. Mit Dehnungsmessstreifen können jedoch nicht beliebig hohe Dehnungen gemessen werden. Bei der heute üblichen Verwendung von Polyimid als Trägerwerkstoff von Dehnungsmessstreifen können maximal Dehnungen von ca. 10% aufgenommen werden [65]. Zum anderen existiert an einer belasteten Rissspitze stets eine plastische Zone wie in Abb. 37 schematisch dargestellt. Diese führt dazu, dass es um die Rissspitze einen Bereich gibt, in dem das Spannungsfeld nicht durch die linear elastische Lösung gemäß Gln. (1) bis (8) beschrieben wird. Der Dehnungsmessstreifen muss also außer-

halb des durch die plastische Zone beeinflussten Gebietes appliziert werden. Der damit einzuhaltende Mindestabstand des Dehnungsmessstreifens von der Rissspitze impliziert jedoch, dass höhere Terme der Spannungs-/Dehnungsverteilung gemäß Gl. (13) einen Einfluss auf das durch den Dehnungsmessstreifen gemessene Signal nehmen können. Dieser Einfluss ist dabei nur schwer allgemein quantitativ zu erfassen, da die höheren Terme stark von der Probengeometrie und von der Art der Lasteinleitung in die Probe abhängen. Daher wird versucht, den Einfluss der höheren Terme der Spannungs-/Dehnungsverteilung durch eine möglichst geschickte Wahl der verbliebenen freien Parameter, der Winkelposition φ und der Messrichtung α des Dehnungsmessstreifens, zu minimieren oder sogar zu eliminieren. Der Einfluss der höheren Terme in der Nähe der Rissspitze ist dabei um so größer, je kleiner ihre Ordnung in r ist. Da zwei freie Parameter vorhanden sind, können insgesamt zwei der höheren Terme minimiert werden. Es wird versucht, den Einfluss der beiden höheren Terme mit der kleinsten Ordnung in r , d.h. des konstanten Terms und des Terms der Ordnung \sqrt{r} durch eine geschickte Wahl von φ und α zu minimieren.

4.2.2.2 Bestimmung der optimalen Position des Dehnungsmessstreifens

Die Spannungsverteilung an einer Rissspitze inklusive der ersten beiden höheren Terme ist für eine Modus-I-Belastung nach Williams [11] gegeben durch:

$$\begin{array}{ccccccc}
 & \underbrace{1/\sqrt{r} \text{ -Term}} & \underbrace{\text{konstanter Term}} & \underbrace{\sqrt{r} \text{ -Term}} & \underbrace{\text{höhere Terme}} & & \\
 \sigma_x^I = & \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\varphi}{2} \left(1 - \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3}{2}\varphi \right) & + B_0^I & + A_1^I \sqrt{r} \left(\cos \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2} \sin \varphi \sin \frac{\varphi}{2} \right) & + \dots & & (58)
 \end{array}$$

$$\sigma_y^I = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\varphi}{2} \left(1 + \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3}{2}\varphi \right) + A_1^I \sqrt{r} \left(\cos \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{2} \sin \varphi \sin \frac{\varphi}{2} \right) + \dots \quad (59)$$

$$\tau_{xy}^I = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \cos \frac{3}{2}\varphi - A_1^I \sqrt{r} \left(\frac{1}{2} \sin \varphi \cos \frac{\varphi}{2} \right) + \dots \quad (60)$$

Für einen erweiterten Modus-II-Fall ergibt sich:

$$\sigma_x^{II} = \underbrace{\frac{-K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \left(2 \sin \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2} \sin \varphi \cos \frac{3}{2} \varphi \right)}_{1/\sqrt{r}\text{-Term}} + \underbrace{B_0^{II}}_{\text{konstanter Term}} + \underbrace{+A_1^{II} \sqrt{r} \left(2 \sin \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2} \sin \varphi \cos \frac{\varphi}{2} \right)}_{\sqrt{r}\text{-Term}} + \underbrace{\dots}_{\text{höhere Terme}} \quad (61)$$

$$\sigma_y^{II} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \left(\frac{1}{2} \sin \varphi \cos \frac{3}{2} \varphi \right) - A_1^{II} \sqrt{r} \left(\frac{1}{2} \sin \varphi \cos \frac{\varphi}{2} \right) + \dots \quad (62)$$

$$\tau_{xy}^{II} = \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \left(\cos \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{2} \sin \varphi \sin \frac{3}{2} \varphi \right) + A_1^{II} \sqrt{r} \left(\cos \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2} \sin \varphi \sin \frac{\varphi}{2} \right) + \dots \quad (63)$$

In dieser allgemeinen Formulierung ist im Gegensatz zu anderen, einschränkenden Formulierungen, bei denen für Modus-II nur ungerade Terme in φ zugelassen werden, auch ein gerader konstanter Term B_0^{II} berücksichtigt. Er ist mit der Bedingung einer reinen Rissuferverschiebung in x-Richtung für Modus-II konform. Er kann in Experimenten beobachtet werden. So wird bei einer Modus-II-Rissbelastung mit Hilfe einer Belastungsvorrichtung nach Arcan/Richard [66] im spannungsoptischen Isochromatenfeld ein Versatz der Isochromaten an gegenüberliegenden Rissufern beobachtet [67]. Dieser kann nur durch das Vorhandensein eines konstanten Anteils der Spannung σ_x^{II} erklärt werden. Auch bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten ist aufgrund der Belastungseinleitung davon auszugehen, dass sich der generellen Scherbelastung eine konstante Spannungskomponente in x-Richtung überlagert, siehe Kap. 4.4.1. Daher wird für die Optimierung des benutzten Dehnungsmessstreifenverfahrens das Vorhandensein eines solchen konstanten Terms bei σ_x^{II} berücksichtigt.

Mit dem linear-elastischen Materialgesetz ergeben sich aus Gln. (58) bis (63) folgende Dehnungsfelder für Modus-I und Modus-II:

$$\begin{aligned} \text{Modus-I: } \epsilon_x^I &= \frac{1}{E} \cdot (\sigma_x^I - \nu \cdot \sigma_y^I) & (64) \\ &= \frac{1}{E} \cdot \left[\frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \left(\cos \frac{\varphi}{2} \cdot (1 - \nu) - \frac{1}{2} \sin \varphi \cdot \sin \frac{3}{2} \varphi \cdot (1 + \nu) \right) \right. \\ &\quad + B_0^I \\ &\quad + A_1^I \sqrt{r} \cdot \left(\cos \frac{\varphi}{2} \cdot (1 - \nu) + \frac{1}{2} \sin \varphi \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \cdot (1 + \nu) \right) \\ &\quad \left. + \dots \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \epsilon_y^I &= \frac{1}{E} \cdot (\sigma_y^I - \nu \cdot \sigma_x^I) & (65) \\
 &= \frac{1}{E} \cdot \left[\frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \left(\cos \frac{\varphi}{2} \cdot (1 - \nu) + \frac{1}{2} \sin \varphi \cdot \sin \frac{3}{2} \varphi \cdot (1 + \nu) \right) \right. \\
 &\quad \left. - \nu B_0^I \right. \\
 &\quad \left. + A_1^I \sqrt{r} \cdot \left(\cos \frac{\varphi}{2} \cdot (1 - \nu) - \frac{1}{2} \sin \varphi \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \cdot (1 + \nu) \right) \right. \\
 &\quad \left. + \dots \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \gamma_{xy}^I &= \frac{2(1 + \nu)}{E} \cdot \tau_{xy}^I & (66) \\
 &= \frac{2(1 + \nu)}{E} \cdot \left[\frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \cos \frac{\varphi}{2} \cos \frac{3}{2} \varphi \right. \\
 &\quad \left. - A_1^I \sqrt{r} \cdot \frac{1}{2} \sin \varphi \cdot \cos \frac{\varphi}{2} \right. \\
 &\quad \left. + \dots \right]
 \end{aligned}$$

Modus-II: $\epsilon_x^{II} = \frac{1}{E} \cdot (\sigma_x^{II} - \nu \cdot \sigma_y^{II})$ (67)

$$\begin{aligned}
 &= \frac{1}{E} \cdot \left[\frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \left(-2 \sin \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{2} \sin \varphi \cdot \cos \frac{3}{2} \varphi \cdot (1 + \nu) \right) \right. \\
 &\quad \left. + B_0^{II} \right. \\
 &\quad \left. + A_1^{II} \sqrt{r} \cdot \left(2 \sin \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2} \sin \varphi \cdot \cos \frac{\varphi}{2} \cdot (1 + \nu) \right) \right. \\
 &\quad \left. + \dots \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \epsilon_y^{II} &= \frac{1}{E} \cdot (\sigma_y^{II} - \nu \cdot \sigma_x^{II}) & (68) \\
 &= \frac{1}{E} \cdot \left[\frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \left(\frac{1}{2} \sin \varphi \cos \frac{3}{2} \varphi \cdot (1 + \nu) + 2\nu \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \right) \right. \\
 &\quad \left. - \nu B_0^{II} \right. \\
 &\quad \left. + A_1^{II} \sqrt{r} \cdot \left(-\frac{1}{2} \sin \varphi \cos \frac{\varphi}{2} \cdot (1 + \nu) - 2\nu \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \dots \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \gamma_{xy}^{II} &= \frac{2(1+\nu)}{E} \cdot \tau_{xy}^{II} & (69) \\
 &= \frac{2(1+\nu)}{E} \cdot \left[\frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \left(\cos \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{2} \sin \varphi \sin \frac{3}{2} \varphi \right) \right. \\
 &\quad \left. + A_1^{II} \sqrt{r} \cdot \left(\cos \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2} \sin \varphi \sin \frac{\varphi}{2} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \dots \right]
 \end{aligned}$$

Aus diesem Dehnungsfeld lässt sich die von einem Dehnungsmessstreifen gemäß Abb. 37 am Ort (r, φ) in der Messrichtung α gemessene Dehnung ε_α bestimmen:

$$\varepsilon_\alpha = \frac{1}{2}(\varepsilon_x + \varepsilon_y) + \frac{1}{2}(\varepsilon_x - \varepsilon_y) \cdot \cos 2\alpha + \frac{1}{2}\gamma_{xy} \cdot \sin 2\alpha \quad (70)$$

Nach Dally und Sanford [63] ergibt sich für den Modus-I-Fall:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_\alpha^I &= \frac{1}{E} \left\{ \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \left[(1-\nu) \cdot \cos \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{2}(1+\nu) \sin \varphi \sin \frac{3}{2} \varphi \cos 2\alpha \right. \right. & (71) \\
 &\quad \left. \left. + \frac{1}{2}(1+\nu) \sin \varphi \cos \frac{3}{2} \varphi \sin 2\alpha \right] \right. \\
 &\quad \left. + B_0^I \cdot [(1-\nu) + (1+\nu) \cos 2\alpha] \right. \\
 &\quad \left. + A_1^I \sqrt{r} \cdot \left[(1-\nu) \cdot \cos \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2}(1+\nu) \sin \varphi \sin \frac{\varphi}{2} \cos 2\alpha \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{1}{2}(1+\nu) \sin \varphi \cos \frac{\varphi}{2} \sin 2\alpha \right] \right. \\
 &\quad \left. + \dots \right\}
 \end{aligned}$$

Analog lässt sich die gemessene Dehnung für den Modus-II-Fall bestimmen:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{\alpha}^{II} = \frac{1}{E} & \left\{ \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \left[(\nu - 1) \cdot \sin \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{2}(1 + \nu) \sin \varphi \cos \frac{3}{2}\varphi \cos 2\alpha \right. \right. \\
 & \left. \left. - (1 + \nu) \sin \frac{\varphi}{2} \cos 2\alpha + (1 + \nu) \sin 2\alpha \cdot \left(\cos \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{2} \sin \varphi \sin \frac{3}{2}\varphi \right) \right] \right. \\
 & + B_0^{II} \cdot [(1 - \nu) + (1 + \nu) \cos 2\alpha] \\
 & + A_1^{II} \sqrt{r} \cdot \left[(1 - \nu) \cdot \sin \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2}(1 + \nu) \sin \varphi \cos \frac{\varphi}{2} \cos 2\alpha \right. \\
 & \left. + (1 + \nu) \sin \frac{\varphi}{2} \cos 2\alpha + (1 + \nu) \sin 2\alpha \cdot \left(\cos \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2} \sin \varphi \sin \frac{\varphi}{2} \right) \right] \\
 & + \dots \left. \right\}
 \end{aligned} \tag{72}$$

Auch bei der vom Dehnungsmessstreifen gemessenen Dehnung ε_{α} treten Terme der unterschiedlichen Ordnungen in r auf. Der $1/\sqrt{r}$ -Term der Dehnung enthält die zu messende Größe, den Spannungsintensitätsfaktor K_I bzw. K_{II} . Die nächsthöheren Terme, d.h. der konstante Term und der \sqrt{r} -Term sollen nun durch eine geschickte Wahl von φ und α minimiert, wenn möglich sogar eliminiert werden. Bei Vergleich von von Gl. (71) und Gl. (72) zeigt sich, dass der konstante Term der gemessenen Dehnung für Modus-I und Modus-II identisch ist. Er hängt außer von der Poissonzahl ν nur von der Messrichtung α ab. Der konstante Term kann in beiden Fällen durch Wahl des Messwinkels α vollständig eliminiert werden:

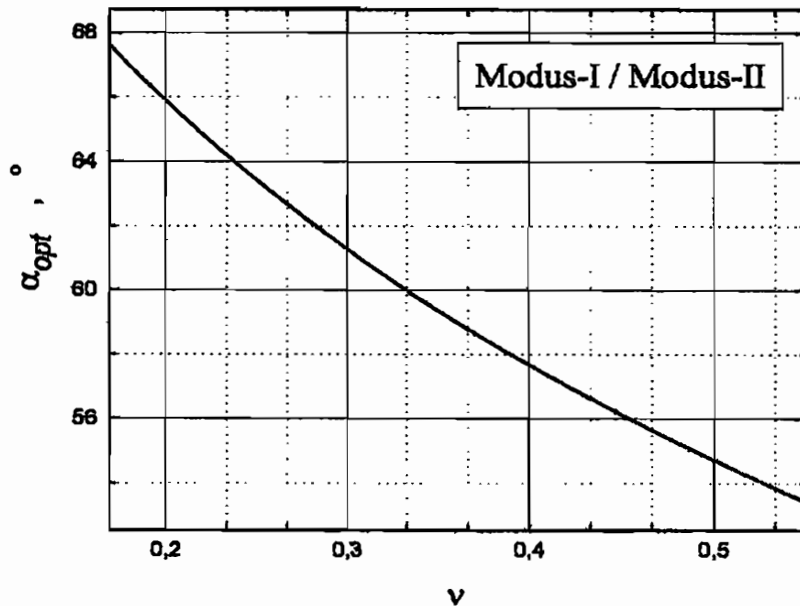
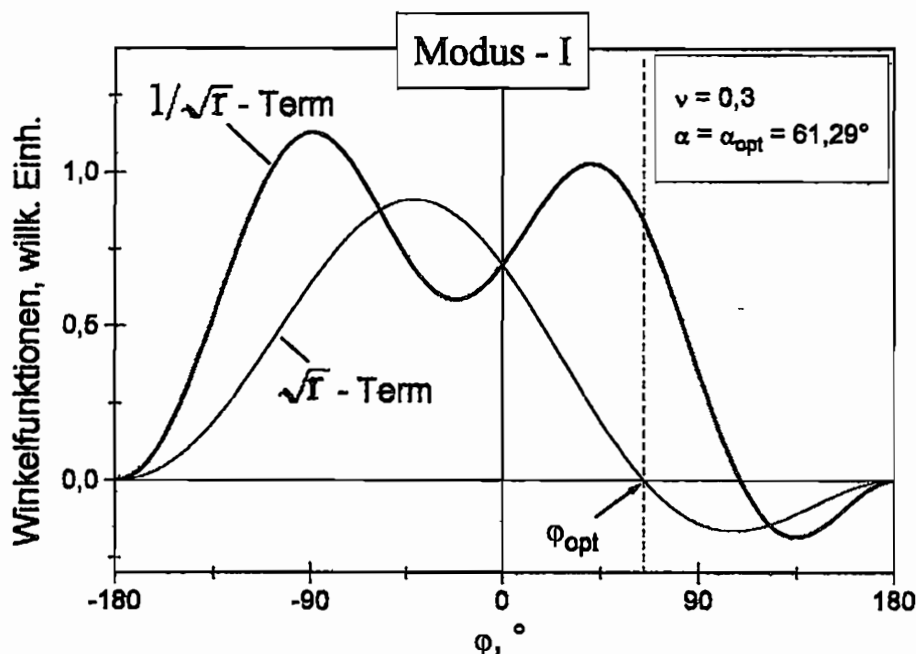
$$\begin{aligned}
 B_0^{II} \cdot [(1 - \nu) + (1 + \nu) \cos 2\alpha] & = 0 \\
 \Leftrightarrow \alpha & = \frac{1}{2} \arccos \left(-\frac{1 - \nu}{1 + \nu} \right) =: \alpha_{opt}
 \end{aligned} \tag{73}$$

Die optimierten Messwinkel α für Modus-I und Modus-II sind in Tabelle 1 für verschiedene Poissonzahlen angegeben und in Abb. 38 grafisch dargestellt (vgl. [63]).

Im nächsten Schritt wird der \sqrt{r} -Term durch geschickte Wahl des Winkels φ minimiert, wenn möglich sogar eliminiert, wobei gleichzeitig darauf zu achten ist, dass der $1/\sqrt{r}$ -Term weiterhin einen großen Anteil zu der vom Dehnungsmessstreifen gemessenen Dehnung beisteuert. Dies soll zunächst für den Modus-I Fall gemäß Dally und Sanford gezeigt werden [63]. In Abb. 39 sind die Winkelfunktionen des $1/\sqrt{r}$ -Terms sowie des \sqrt{r} -Terms

Tabelle 1:

ν	0,2 $\bar{3}$	0,2 $\bar{6}$	0,3	0,3 $\bar{3}$	0,3 $\bar{6}$	0,4	0,4 $\bar{3}$	0,4 $\bar{6}$	0,5
α_{opt} [°]	64,22	62,69	61,29	60,00	58,80	57,69	56,64	55,66	54,74

Abb. 38: Optimierte Messrichtung α_{opt} in Abhängigkeit der Poissonzahl ν Abb. 39: Winkelfunktionen des $1/\sqrt{r}$ -Terms sowie des \sqrt{r} -Terms der durch einen Dehnungsmessstreifen gemessenen Dehnung für Modus-I

in einem Diagramm für $\nu = 0,3$ und damit $\alpha = \alpha_{opt} = 61,29^\circ$ exemplarisch aufgetragen. Man erkennt, dass es eine nichttriviale Nullstelle des \sqrt{r} -Terms bei einem Winkel φ_{opt} gibt, bei dem gleichzeitig der $1/\sqrt{r}$ -Term recht groß ist. Diese Nullstelle kann wie folgt bestimmt

werden:

$$A_1^I \sqrt{r} \cdot \left[(1 - \nu) \cdot \cos \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2}(1 + \nu) \sin \varphi \sin \frac{\varphi}{2} \cos 2\alpha - \frac{1}{2}(1 + \nu) \sin \varphi \cos \frac{\varphi}{2} \sin 2\alpha \right] = 0$$

Unter Verwendung von Gl. (73) ergibt sich:

$$-(1 + \nu) \cos 2\alpha_{opt} \cdot \cos \frac{\varphi}{2} + (1 + \nu) \cos \frac{\varphi}{2} \left(\sin \frac{\varphi}{2} \right)^2 \cos 2\alpha_{opt} - \frac{1}{2}(1 + \nu) \sin \varphi \cos \frac{\varphi}{2} \sin 2\alpha_{opt} = 0$$

$$\Leftrightarrow -\cot 2\alpha_{opt} = \tan \frac{\varphi}{2} =: \tan \frac{\varphi_{opt,I}}{2} \tag{74}$$

$$\Leftrightarrow \varphi_{opt,I} = 2 \cdot \arctan \left[-\cot \left(\arccos \left(-\frac{1 - \nu}{1 + \nu} \right) \right) \right] \tag{75}$$

Der so zu bestimmende, für Modus-I optimierte Winkel $\varphi_{opt,I}$ ist in Tabelle 2 für verschiedene Poissonzahlen angegeben und in Abb. 40 grafisch dargestellt (vgl. [63]) Es gelingt also mit der von Dally und Sanford eingeführten Dehnungsmessstreifenmethode, durch eine geschickte Wahl von φ und α die zwei wichtigsten höheren Terme der Spannungs-/Dehnungs-

Tabelle 2:

ν	0,23	0,26	0,3	0,3	0,36	0,4	0,43	0,46	0,5
$\varphi_{opt,I} [^\circ]$	76,88	70,75	65,16	60,00	55,21	50,75	46,58	42,64	38,94

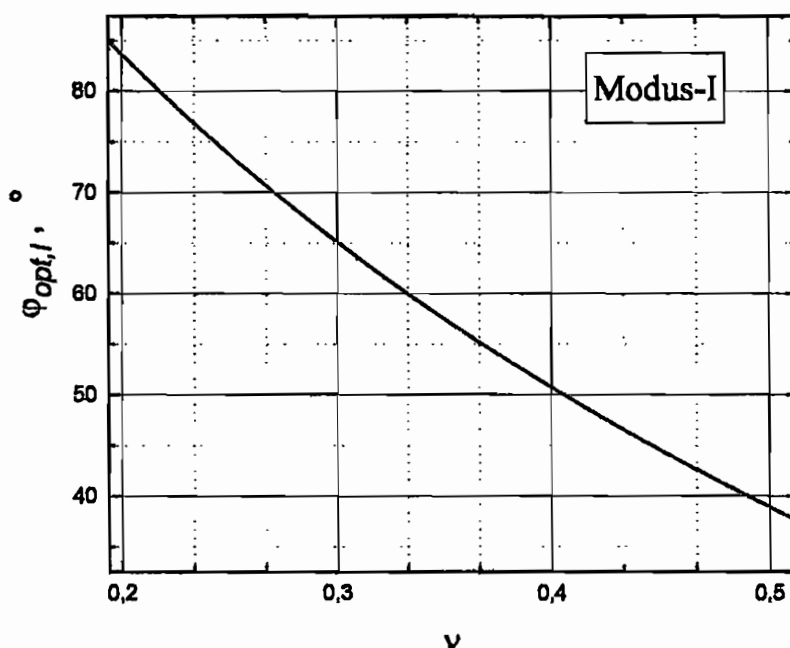


Abb. 40: Optimierter Winkel $\varphi_{opt,I}$ in Abhängigkeit der Poissonzahl ν für Modus-I

verteilung an der Rissspitze komplett zu eliminieren.

Auch für den Modus-II Fall soll durch die Wahl des Winkels φ der \sqrt{r} -Term minimiert oder sogar eliminiert werden. In Abb. 41 sind wiederum die Winkelfunktionen des $1/\sqrt{r}$ -Terms sowie des \sqrt{r} -Terms in einem Diagramm für $\nu = 0,3$ und damit $\alpha = \alpha_{opt} = 61,29^\circ$ nun für die Modus-II Spannungs-/Dehnungsverteilung exemplarisch aufgetragen. In diesem Falle zeigt sich, dass es keine nichttriviale Nullstelle des \sqrt{r} -Terms gibt. Lediglich bei $\varphi = \pm 180^\circ$, d.h. auf den Risssufern, verschwindet der Term. Dort verschwindet ebenfalls der $1/\sqrt{r}$ -Term. Im Modus-II-Fall lässt sich also der \sqrt{r} -Term im Gegensatz zum Modus-I-Fall nicht komplett eliminieren. Es muss daher versucht werden, einen Winkel $\varphi_{opt,II}$ zu finden, für den der \sqrt{r} -Term möglichst klein und der $1/\sqrt{r}$ -Term möglichst groß ist. Auch ein lokales Minimum des \sqrt{r} -Terms ist nicht vorhanden. Es erscheint sinnvoll, den Dehnungsmessstreifen unter demjenigen Winkel φ zu applizieren, für den der $1/\sqrt{r}$ -Term das globale Maximum annimmt, da dort gleichzeitig der \sqrt{r} -Term in Relation zum $1/\sqrt{r}$ -Term klein ist. Dieser Winkel wird im Rahmen dieser Arbeit als der optimierte Winkel $\varphi_{opt,II}$ definiert. Zur allgemeinen Bestimmung dieses Winkels müssten die Nullstellen der Ableitung nach φ des $1/\sqrt{r}$ -Terms gesucht werden. Diese sind analytisch nicht geschlossen zu bestimmen. In Tabelle 3 sind numerisch bestimmte Werte des optimierten Winkels für verschiedene Poissonzahlen aufgeführt und zusätzlich in Abb. 42 grafisch dargestellt. Die numerisch bestimmten

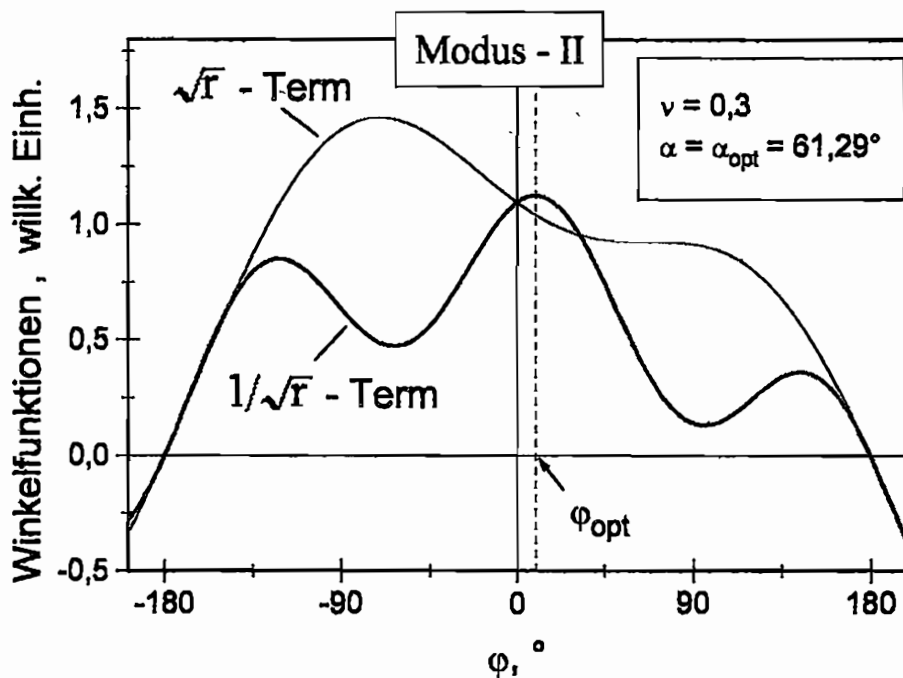


Abb. 41: Winkelfunktionen des $1/\sqrt{r}$ -Terms sowie des \sqrt{r} -Terms der durch einen Dehnungsmessstreifen gemessenen Dehnung für Modus-II

Tabelle 3:

ν	0,23	0,26	0,28	0,3	0,3	0,34	0,36	0,4	0,43	0,46	0,5
$\varphi_{opt,II}$ [°]	11,45	10,47	10,11	9,59	8,79	8,64	8,06	7,38	6,76	6,17	5,62

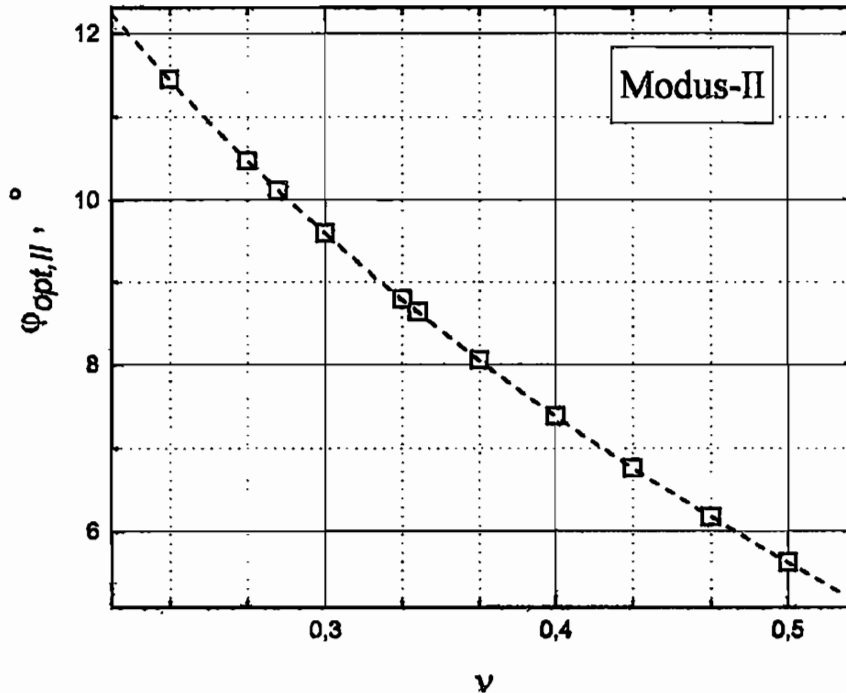


Abb. 42: Optimierter Winkel $\varphi_{opt,II}$ in Abhängigkeit der Poissonzahl ν für Modus-II

Werte (offene Quadrate) lassen sich im betrachteten Bereich durch ein Polynom dritten Grades auf eine Genauigkeit von unter einem Promill annähern (gestrichelte Linie). Es lautet:

$$\varphi_{opt} = 21,525^\circ - 58,301^\circ \cdot \nu + 74,884^\circ \cdot \nu^2 - 43,801^\circ \cdot \nu^3 \quad (76)$$

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass bei der Verwendung von Dehnungsmessstreifen zur Bestimmung von Spannungsintensitätsfaktoren der prinzipiell einzuhaltende Mindestabstand des Dehnungsmessstreifens zur Risspitze einen Einfluss höherer Terme der Spannungsverteilung auf das Messsignal bedingt. Dieser Einfluss lässt sich im Modus-I-Fall durch geschickte Wahl der Winkel φ und α bis einschließlich zum zweiten höheren Term komplett eliminieren. Im Modus-II-Fall lässt sich der erste höhere Term komplett eliminieren, der zweite höhere Term lässt sich nur minimieren. Bei beiden Belastungsarten verbleibt prinzipiell ein Resteinfluss der weiteren höheren Terme. Vernachlässigt man diesen Einfluss höherer Terme, so lässt sich der Spannungsintensitätsfaktor durch Umstellen von Gl. (71) bzw. Gl. (72) unter alleiniger Berücksichtigung des $1/\sqrt{r}$ -Terms bestimmen. Für eine Poissonzahl $\nu = 0,3$ und damit $\alpha_{opt} = 61,29^\circ$ und $\varphi_{opt,I} = 65,16^\circ$ bzw. $\varphi_{opt,II} = 9,59^\circ$ ergäben

sich folgende Bestimmungsgleichungen für die Spannungsintensitätsfaktoren:

$$K_I = 2,992 \cdot E \cdot \sqrt{r} \cdot \epsilon_\alpha^I \quad (77)$$

$$K_{II} = 2,227 \cdot E \cdot \sqrt{r} \cdot \epsilon_\alpha^{II} \quad (78)$$

Diese Gleichungen stellen jedoch nur eine Näherung dar, da sie den quantitativ schwer abschätzbaren Einfluss höherer Terme nicht berücksichtigen. Um diesen Einfluss weiter zu minimieren bzw. gezielt zu erfassen, ist beispielsweise der Einsatz mehrerer Dehnungsmessstreifen möglich. Auf diese Weise erhält man eine größere Zahl von Messgrößen, anhand derer eine größere Zahl von Koeffizienten der Williams'schen Spannungsverteilung gemäß Gln. (58) bis (63) bestimmt werden kann [63]. Es kann auch ein Extrapolationsverfahren angewendet werden, wie es in Abb. 43 schematisch dargestellt ist. Dazu werden die Dehnungsmessstreifen unter denselben optimierten Winkeln α_{opt} und φ_{opt} jedoch in unterschiedlichen Abständen r zur Rissspitze appliziert. Die gemäß Gl. (77) bzw. (78) bestimmten Spannungsintensitätsfaktoren werden gegen den Abstand r aufgetragen und es wird der Wert für $r \rightarrow 0$ extrapoliert. Auf diese Weise kann der Einfluss der höheren Terme in r weiter minimiert werden. Diese Methoden stellen sich in der Praxis meist jedoch als aufwendig und dennoch relativ ungenau dar. Es bietet sich daher an, die Dehnungsmessstreifen zwar unter den oben ermittelten optimierten Winkeln α_{opt} und φ_{opt} zu applizieren, den Zusammenhang zwischen gemessener Dehnung und Spannungsintensitätsfaktor jedoch in einem Kalibrirexperiment unter einfachen und wohldefinierten Bedingungen, etwa quasi-statischen Bedingungen, zu ermitteln. Dabei wird durch den Betrag der äußeren Belastung der Spannungsintensitätsfaktor vorgegeben und die jeweils zugehörigen Dehnungsmessstreifensignale gemessen, so dass eine eindeutige Zuordnung möglich ist. Diese Herangehensweise wurde auch im Rahmen dieser Arbeit gewählt.

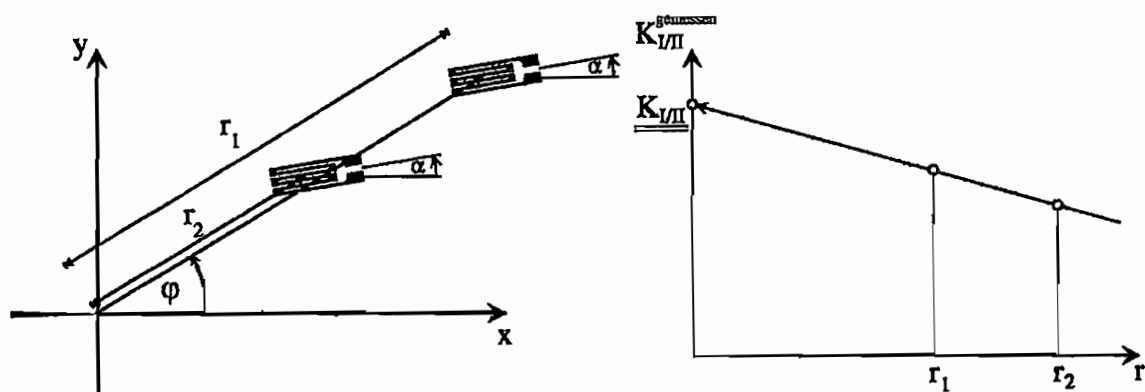


Abb. 43: Ermittlung des Spannungsintensitätsfaktors unter Verwendung mehrerer Dehnungsmessstreifen durch Extrapolation

4.2.2.3 Praktische Wahl der Dehnungsmessstreifenpositionen

Bei den Werkstoffen, auf die das Dehnungsmessstreifenverfahren angewendet wurde, handelt es sich um den Vergütungsstahl 42 CrMo 4 mit einer Poissonzahl $\nu = 0,28$ [68] sowie um die Aluminiumlegierung Al 7075 mit $\nu = 0,34$ [69]. Die Werkstoffe weisen eine Fließspannung von über 500 MPa (Aluminium, siehe Kap. 6.4) bzw. von über 1500 MPa (Stahl nach Wärmebehandlung, siehe Kap. 6.3) auf. Bei einem angenommenen Spannungsintensitätsfaktor von $K_{II} = 50\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$ in Aluminium, der in etwa der Größenordnung der quasi-statischen Scherbruchzähigkeit K_{IIc} der Aluminiumlegierung Al 7075 entspricht (Kap. 6.4), bzw. von $K_{II} = 150\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$ in Stahl, der größenordnungsmäßig aus der Bruchzähigkeit für Modus-I abgeleitet werden kann (Kap. 6.3), ergibt sich in beiden Fällen eine maximale Ausdehnung der plastischen Zone für Modus-II gemäß Gln. (18) und (19) von $r_p = 3/(2\pi) \cdot (K_{II}/\sigma_F)^2 \approx 5 \text{ mm}$. Für dynamische Belastungen ist eine weitere Verkleinerung der plastischen Zone aufgrund des Effekts der Dehnratenverfestigung zu erwarten. Um eine Beeinflussung des Dehnungsmessstreifensignals durch die plastische Zone zu vermeiden, wurde der Mindestabstand der Dehnungsmessstreifen zur Rissspitze auf etwa 10 mm festgelegt. Konkret wurden jeweils zwei Dehnungsmessstreifen im Abstand von

		DMS 1	DMS 2
Vergütungsstahl 42 CrMo 4 ($\nu = 0,28$)	$r =$	10,5 mm	15,5 mm
	$\varphi = \varphi_{\text{opt}} =$	10,1°	10,1°
	$\alpha = \alpha_{\text{opt}} =$	62,1°	62,1°
Aluminiumlegierung Al 7075 ($\nu = 0,34$)	$r =$	10,5 mm	15,5 mm
	$\varphi = \varphi_{\text{opt}} =$	8,6°	8,6°
	$\alpha = \alpha_{\text{opt}} =$	59,8°	59,8°

Tabelle 4: Positionierung der Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2

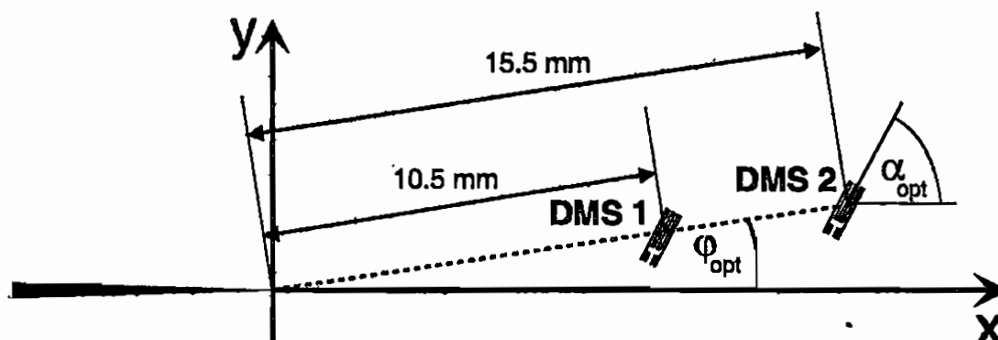


Abb. 44: Positionierung der Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2

$r_1 = 10,5$ mm (DMS 1) und $r_2 = 15,5$ mm (DMS 2) unter den jeweils optimierten Winkeln φ_{opt} und α_{opt} gemäß Tabelle 4 bzw. Abb. 44 appliziert.

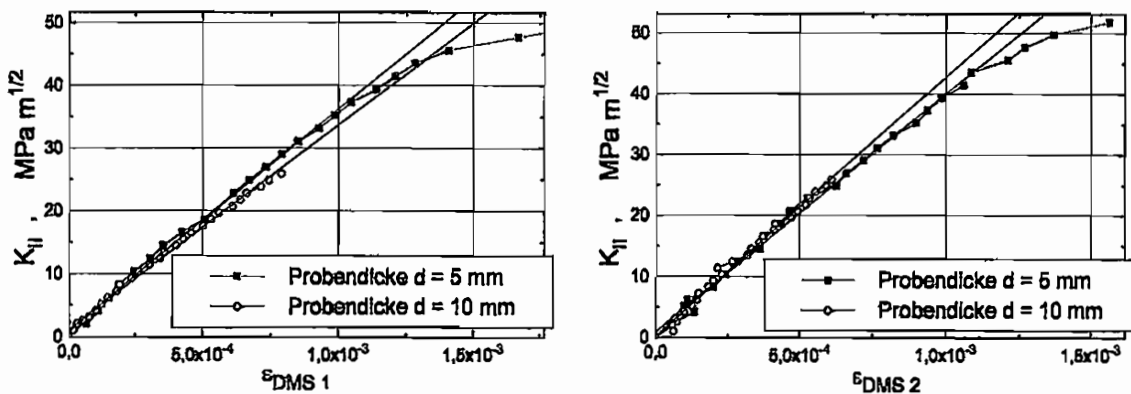
4.2.2.4 Quasistatische Kalibrierung des Messverfahrens

Die Kalibrierung des Dehnungsmessstreifenverfahrens erfolgte unter quasistatischen Bedingungen. Für die Kalibrierproben wurde die in Anhang A beschriebene Probenform gewählt. Modus-II Belastungen dieser Probe können in einer Zerreissmaschine unter Verwendung einer Probenhalterung nach Arcan/Richard aufgebracht werden. Für diese Probe ist der Zusammenhang zwischen dem Spannungsintensitätsfaktor K_{II} an der Rissspitze und der durch die Zerreissmaschine ausgeübten Kraft F wohlbekannt. Der Zusammenhang ist in Anhang A beschrieben.

Es wurden jeweils zwei Kalibrierproben aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 sowie aus der Aluminiumlegierung Al 7075 mit den Dicken $d = 5$ mm und $d = 10$ mm hergestellt. Die Belastung erfolgte in einer servohydraulischen Prüfmaschine der Firma Instron, Typ 8500. Mit ihr lassen sich statische Lasten bis $F = 50$ kN realisieren. Daraus ergeben sich maximal aufzubringende Spannungsintensitätsfaktoren von etwa $K_{II} = 52 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ für eine Probendicke von $d = 5$ mm sowie etwa $K_{II} = 26 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ für $d = 10$ mm. Die Proben aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 wurden aus praktischen Gründen nicht derselben Wärmebehandlung unterzogen wie die Proben, die unter hochdynamischen Bedingungen getestet wurden. Diese unbehandelten Proben weisen daher eine deutlich niedrigere Fließspannung auf. Dies beeinflusst aber nicht die elastischen Eigenschaften des Werkstoffs. Allerdings ist deswegen im quasistatischen Kalibrierexperiment ein Einfluss der plastischen Zone auf das Dehnungsmessstreifensignal bereits bei recht kleinen Lasten zu erwarten. Es lassen sich aber auch in diesem Falle die Kalibrierfaktoren aus dem linearen Teil des Zusammenhangs zwischen Spannungsintensitätsfaktor und gemessenen Dehnungen ermitteln.

In Abb. 45 sind die gemessenen Kalibrierkurven für den Zusammenhang zwischen Spannungsintensitätsfaktor K_{II} und den gemessenen Dehnungen der Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2 für beide Werkstoffe in Diagrammen aufgetragen. Es ergibt sich, dass der Zusammenhang zunächst linear und für beide Probendicken praktisch identisch ist. Die entsprechenden Ausgleichsgeraden sind in die Diagramme eingetragen. Bei größeren Spannungsintensitätsfaktoren weichen die Messpunkte aufgrund des Einflusses der plastischen Zone an der Rissspitze zunehmend von der linearen Ausgleichsgeraden ab. Dies ist insbesondere jeweils für den Dehnungsmessstreifen DMS 1 der Fall, da dieser näher an der Rissspitze appliziert ist und damit eher in den Einflussbereich der plastischen Zone kommt. Es ist aber

Vergütungsstahl 42 CrMo 4:



Aluminiumlegierung Al 7075:

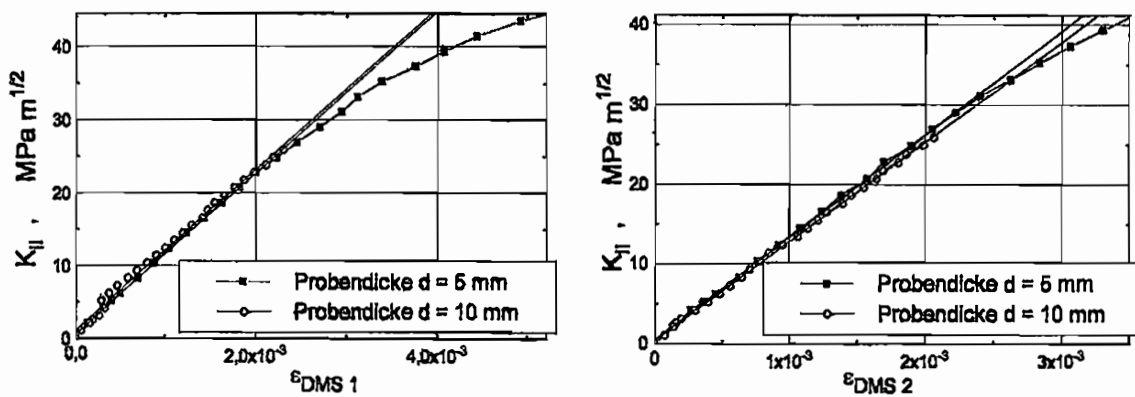


Abb. 45: Kalibrierkurven zur Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor und gemessener Dehnung

zu beachten, dass einerseits dieser Einfluss der Plastizität unter hochdynamischen Bedingungen abgeschwächt wird und dass andererseits bei dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 eine Zunahme der Fließspannung durch die Wärmebehandlung erfolgen wird. Inwiefern sich jedoch Effekte der Plastizität auch bei der Durchführung der hochdynamischen Experimente im Dehnungsmessstreifensignal bemerkbar machen, wird anhand der dabei gemessenen Dehnungsmessstreifensignalverläufe kritisch hinterfragt (siehe dazu Kap. 7.1.3).

Ein größerer Abstand der Dehnungsmessstreifen zur Rissspitze zur Verringerung des Einflusses von Plastizität auf die gemessenen Dehnungen erscheint dagegen auch nicht sinnvoll, da einerseits der Abstand klein sein muss gegen die gewählten Probendimensionen (siehe Kap.5.3) und andererseits sich der Einfluss der höheren Terme der Spannungsverteilung noch vergrößern würde.

Aus der linearen Beziehung zwischen den Dehnungen und dem Spannungsintensitätsfaktor im Kalibrierversuch ergeben sich folgende Bestimmungsgleichungen:

Vergütungsstahl 42 CrMo 4:

$$\text{DMS 1: } K_{II} = (33945,7 \pm 1391,4) \text{MPa}\sqrt{\text{m}} \cdot \epsilon_{\text{DMS 1}} \quad (79)$$

$$\text{DMS 2: } K_{II} = (40854,6 \pm 1748,0) \text{MPa}\sqrt{\text{m}} \cdot \epsilon_{\text{DMS 2}} \quad (80)$$

Aluminiumlegierung Al 7075:

$$\text{DMS 1: } K_{II} = (11097,0 \pm 21,5) \text{MPa}\sqrt{\text{m}} \cdot \epsilon_{\text{DMS 1}} \quad (81)$$

$$\text{DMS 2: } K_{II} = (12708,1 \pm 218,2) \text{MPa}\sqrt{\text{m}} \cdot \epsilon_{\text{DMS 2}} \quad (82)$$

Die Fehlerangaben entsprechen den jeweiligen Abweichungen in den Steigungen der Ausgleichsgeraden für die beiden Probendicken (siehe Abb. 45). Der größere Fehler bei der Bestimmungsgleichung für den Vergütungsstahl 42 CrMo 4 wird auf eine etwas schlechtere Herstellungsqualität der entsprechenden Kalibrierproben zurückgeführt. Aus dem theoretischen Zusammenhang zwischen Spannungsintensitätsfaktor und gemessener Dehnung für Modus-II gemäß Gl. (72) ergäben sich unter Vernachlässigung der höheren Terme folgende Proportionalitätsfaktoren:

Vergütungsstahl 42 CrMo 4:

$$\text{DMS 1: } 49491,8 \text{MPa}\sqrt{\text{m}} \quad \text{DMS 2: } 60131,8 \text{MPa}\sqrt{\text{m}}$$

Aluminiumlegierung Al 7075:

$$\text{DMS 1: } 15229,8 \text{MPa}\sqrt{\text{m}} \quad \text{DMS 2: } 18504,0 \text{MPa}\sqrt{\text{m}}$$

Die im Kalibrierexperiment ermittelten Faktoren liegen jeweils etwa 30% unter den theoretisch ermittelten. Dies ist auf den Einfluss der höheren Terme zurückzuführen.

4.2.2.5 Überprüfung der quasistatischen Kalibrierung mit Hilfe des schattenoptischen Kautikenverfahrens

Die in Kap. 4.2.2.4 beschriebene Kalibrierung des Dehnungsmessstreifenverfahrens wurde aus mehreren Gründen einer Überprüfung unter dynamischen Bedingungen unterzogen: Erstens gibt es den oben bereits angesprochenen Einfluss der plastischen Zone auf das Dehnungsmessstreifensignal unter quasistatischer Belastung. Es ist zu überprüfen, ob dieser Einfluss auch unter hochdynamischer Belastung zu verzeichnen ist, bzw. um wieviel er in diesem Fall geringer ist. Zweitens wurde das Dehnungsmessstreifenverfahren für das statische Modus-II-Spannungsfeld nach Williams optimiert und auch die Kalibrierungserfolge mit einem quasistatischen Spannungs-/Dehnungsfeld. Unter dynamischen Bedingungen kann das Modus-II-Spannungsfeld jedoch in vielerlei Hinsicht andersartig

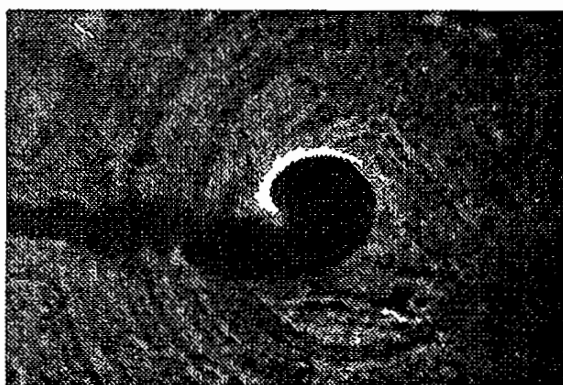


Abb. 46: *Kaustik bei dynamischer Modus-II-Belastung im Vergütungsstahl 42 CrMo 4*

sein. Die Koeffizienten der höheren Terme sowie die zugehörigen Winkelverteilungsfunktionen können unterschiedliche Zeitabhängigkeiten aufweisen und müssen nicht die in Gln. (61) bis (63) gegebene Form haben (siehe auch Kap. 4.4.2.3). Aus diesem Grunde sollte die quasistatisch durchgeführte Kalibrierung in einem dynamischen Experiment verifiziert werden. Dazu wurde das schattenoptische Kaustikenverfahren in Reflexion in Verbindung mit Hochgeschwindigkeitsfotografie angewendet, während gleichzeitig auf der „Rückseite“ der Probe das Dehnungsmessstreifenverfahren zum Einsatz kam. Da die Kaustiken bei sehr hohen Belastungsgeschwindigkeiten aufgrund von Luftdruckschwankungen an der Probe nicht auswertbar sind, ist die Überprüfung anhand eines Experimentes mit relativ kleiner Schlaggeschwindigkeit, hier an einer Probe aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4, erfolgt. Auch in diesem Falle weisen die Kaustiken jedoch eine nicht optimale Qualität auf. Eine solche Modus-II-Kaustik ist in Abb. 46 gegeben. Die Kaustiken wurden in einem konvergenten Strahlengang erzeugt. Da der Urkreisradius nicht der in Ungleichung (57) gegebenen Bedingung genügt, wurden die Ergebnisse nach Soltesz und Beinert [62] korrigiert. Der Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor wurde gleichzeitig durch Kaustiken und durch die Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2 bei einer einzelnen dynamischen Be- und Entlastung, die durch die LECEI-Technik (siehe Kap. 4.4.1) erzeugt wurde, bestimmt. Die entsprechenden zeitlichen Verläufe sind in Abb. 47 dargestellt. Man erkennt eine recht gute Übereinstimmung zwischen den durch Kaustiken und durch Dehnungsmessstreifen ermittelten Verläufen des Spannungsintensitätsfaktors. Aufgrund der Wellenlaufzeit ist ein Versatz von etwa $2 \mu\text{s}$ zwischen dem aus den Dehnungsmessstreifensignalen und dem aus den Kaustiken bestimmten Kurvenverlauf zu berücksichtigen. Zu Beginn liegen die durch Kaustiken ermittelten Werte etwas zu hoch, was darauf zurückgeführt wird, dass die Korrektur nach Soltesz und Beinert in diesem Bereich zu einer Überkompensation des Fehlers durch den zu kleinen Ur-

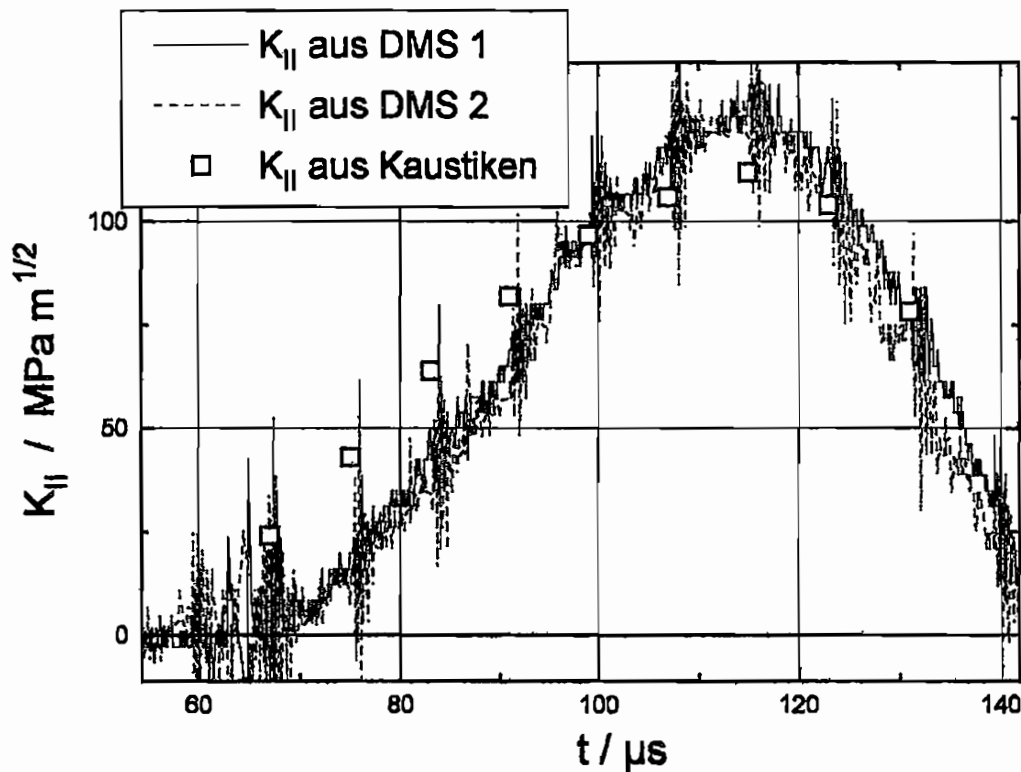


Abb. 47: *Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren bei dynamischer Belastung bestimmt durch schattenoptische Kaustiken sowie durch Dehnungsmessstreifen*

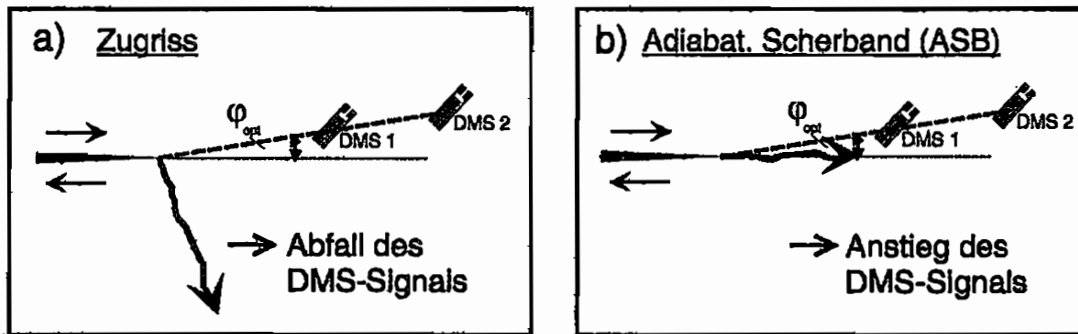
kreisradius führt. Insgesamt ergibt sich jedoch im Rahmen der Messgenauigkeit und der Qualität der aufgenommenen Kaustiken eine durchaus zufriedenstellende Übereinstimmung der Werte. Aus diesem Grunde wird die quasistatische Kalibrierung des Dehnungsmessstreifenverfahrens zur Bestimmung von dynamischen Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren als bestätigt angesehen.

4.2.2.6 Bestimmung von dynamischen Scherbruchzähigkeiten $K_{II\delta}$ mit Hilfe des Dehnungsmessstreifenverfahrens für verschiedene Versagensmechanismen

Mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen kann der zeitliche Verlauf von Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren $K_{II}(t)$ bestimmt werden. Um den kritischen Versagenskennwert, d.h. die dynamische Scherbruchzähigkeit $K_{II\delta}$, bestimmen zu können, muss der Spannungsintensitätsfaktor zum Zeitpunkt der Initiierung des Versagens bestimmt werden. Auch dieser Zeitpunkt kann mit Hilfe der Dehnungsmessstreifen bestimmt werden.

Die optimierten Winkel φ_{opt} , unter denen die Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2 appliziert werden, betragen für die untersuchten Werkstoffe $\varphi_{opt} = 10,1^\circ$ bzw. $\varphi_{opt} = 8,6^\circ$ und sind damit recht klein (vgl. Tabelle 4). Das bedeutet, dass die Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2 in der Nähe des Ligaments appliziert werden. Erfolgt Versagen durch Initiierung eines Zugrisses unter einem Winkel von -70° zum Ligament, so vergrößert sich vom Zeit-

Versagenspfad bei Versagen durch



DMS-Signale bei Versagen durch

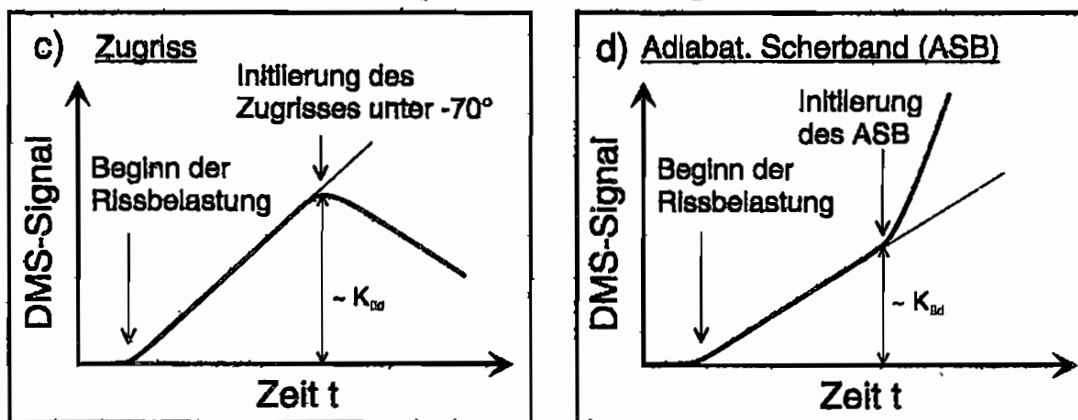


Abb. 48: Versagenspfade in Bezug zu den Positionen der Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2 und resultierende Dehnungsmessstreifensignalverläufe bei Versagen durch Zugriss (a) / (c) und adiabatisches Scherband (b) / (d)

punkt der Initiierung an der Abstand zwischen der laufenden Risspitze und den Dehnungsmessstreifen. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 48a schematisch dargestellt. Die Spannungs-/Dehnungssingularität entfernt sich dabei ebenfalls von den Dehnungsmessstreifen. Damit ist ein Abfall des Dehnungsmessstreifensignals von dem Zeitpunkt an zu erwarten, an dem der Zugriss unter -70° initiiert. Der insgesamt zu erwartende Signalverlauf ist schematisch in Abb. 48c dargestellt. (Dabei wird während der Belastungsphase der Einfachheit halber ein zeitlich linearer Anstieg des Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors K_{II} angenommen.)

Erfolgt das Versagen durch Initiierung eines adiabatischen Scherbandes, so ergibt sich ein umgekehrter Sachverhalt. Das Scherband läuft nach Initiierung etwa in Richtung des Ligaments, also auf die Dehnungsmessstreifen zu, wie es in Abb. 48b dargestellt ist. Damit bewegt sich auch die Singularität im Spannungs-/Dehnungsfeld auf die Dehnungsmessstreifen zu und es ist ein Anstieg des Dehnungsmessstreifensignals vom Zeitpunkt der Initiierung des Scherbandes an zu erwarten wie in Abb. 48d schematisch gezeigt.

Es lässt sich somit bei beiden Versagensmechanismen der Zeitpunkt der jeweiligen Initiierung

rung des Versagens aus dem Abknicken der Dehnungsmessstreifensignale bestimmen. Damit ist auch die dynamische Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}$ als der Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor K_{II} zum Initiierungszeitpunkt zu bestimmen.

4.3 Experimentelle Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit adiabatischer Scherbänder

Um zusätzlich zur dynamischen Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}$ bei Versagen durch adiabatische Scherbänder auch ihre Ausbreitungsgeschwindigkeit nach Initiierung zu bestimmen, werden zweierlei Verfahren eingesetzt, die auf der Anwendung von Dehnungsmessstreifen beruhen.

4.3.1 Bestimmung mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen entlang des Versagenspfades

Das Prinzip dieses Verfahrens zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit adiabatischer Scherbänder besteht darin, dass in der Nähe des zu erwartenden Versagenspfades Dehnungsmessstreifen appliziert werden, die beim Vorbeilaufen des adiabatischen Scherbänders charakteristische Signale mit einem zeitlichen Versatz liefern. Aus diesem Versatz und aus dem räumlichen Abstand der Dehnungsmessstreifen lässt sich eine Durchschnittsgeschwindigkeit ermitteln. Konkret wurden im Rahmen dieser Untersuchungen zwei Dehnungs-

		DMS 3	DMS 4
Vergütungsstahl 42 CrMo 4 ($\nu = 0,28$)	$x =$	+ 2 mm	+ 5,6 mm
	$y =$	- 0,5 mm	- 0,5 mm
	$\alpha = \alpha_{opt} =$	62,1°	62,1°
Aluminiumlegierung Al 7075 ($\nu = 0,34$)	$x =$	+ 2 mm	+ 5,6 mm
	$y =$	- 0,5 mm	- 0,5 mm
	$\alpha = \alpha_{opt} =$	59,8°	59,8°

Tabelle 5: Positionierung der Dehnungsmessstreifen DMS 3 und DMS 4

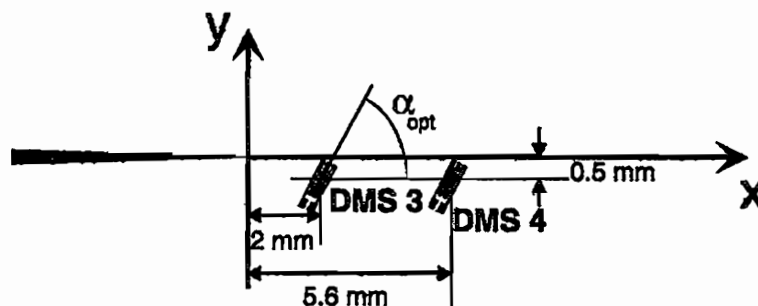


Abb. 49: Positionierung der Dehnungsmessstreifen DMS 3 und DMS 4

messstreifen, DMS 3 und DMS 4, in Rissspitzennähe direkt am Ligament, also am zu erwartenden Versagenspfad der adiabatischen Scherbänder, appliziert. Die Positionen der verwendeten Dehnungsmessstreifen sind in Tabelle 5 für beide betrachteten Werkstoffe aufgelistet sowie in Abb. 49 schematisch dargestellt. Aufgrund der Nähe der Dehnungsmessstreifen zum vermuteten Versagenspfad werden die zu messenden Dehnungen voraussichtlich stark durch Plastifizierung beeinflusst, so dass eine Vorhersage des charakteristischen Signalverlaufs beim Vorbeilaufen des adiabatischen Scherbandes schwierig erscheint. In diesem Zusammenhang spielt die Form des Signalverlaufs jedoch eine untergeordnete Rolle, lediglich der zeitliche Versatz der Signale für DMS 3 und DMS 4 ist von Bedeutung.

4.3.2 Bestimmung durch Messung der Laufzeit eines adiabatischen Scherbandes

Gemäß Abb. 48 d) erfolgt für die durch die Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2 gemessenen Signale ein deutlicher Anstieg bei Initiierung eines adiabatischen Scherbandes, da sich die Spannungs-/Dehnungssingularität nach Initiierung des adiabatischen Scherbandes auf diese Dehnungsmessstreifen zu bewegt. Für den Fall, dass sich das adiabatische Scherband nur über eine kurze Distanz ausbreitet und noch vor einem Vorbeilaufen an den Dehnungsmessstreifen DMS 1 oder DMS 2 arretiert, ist zu erwarten, dass auch der deutliche Anstieg des Signals bei der Arretierung des adiabatischen Scherbandes endet und die Signalkurve wieder verflacht. Dies ist schematisch in Abb. 50 dargestellt. Dabei kann eine Laufzeit des adiabatischen Scherbandes als die Zeit zwischen Initiierung und Arretierung, d.h. zwischen dem deutlichen Anstieg und dem Abflachen im Signalverlauf, ermittelt werden. Anschließend kann die Länge des ausgebildeten adiabatischen Scherbandes in der post-

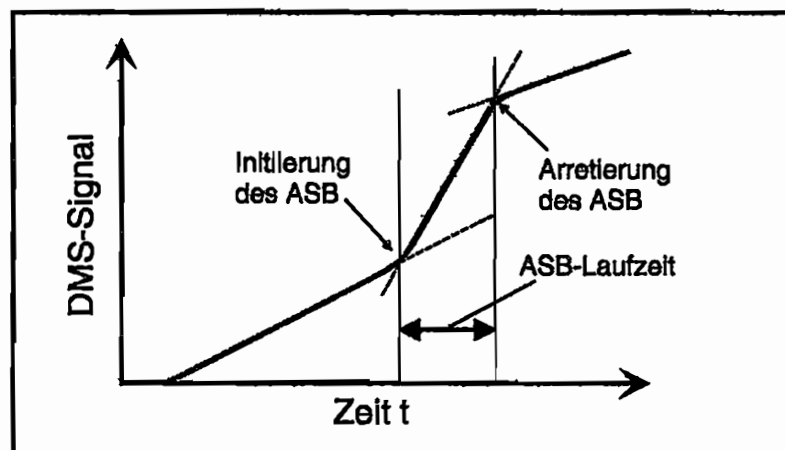


Abb. 50: Bestimmung der Laufzeit eines adiabatischen Scherbandes aus dem Dehnungsmessstreifensignal von DMS 1 bzw. DMS 2

mortem-Probe gemessen werden. Aus dieser Länge und aus der Laufzeit des adiabatischen Scherbandes lässt sich eine durchschnittliche Ausbreitungsgeschwindigkeit ermitteln.

4.4 Erzeugung hochdynamischer Modus-II Belastungen

4.4.1 Belastung von Randrissen durch seitlichen Aufschlag: LECEI-Technik

Zur experimentellen Erzeugung hochdynamischer Modus-II-Belastungen von Rissen wird die von Kalthoff [2] eingeführte Technik der Belastung von Randrissen durch seitlichen Aufschlag, englisch „Loading of Edge Cracks by Edge Impact, LECEI“, verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit werden nicht Proben mit zwei seitlichen Anrissen sondern mit nur einem seitlichen Anriss belastet. Das Prinzip der Belastungstechnik ist in Abb. 51 dargestellt. Die mit dem Randriss versehene Probe wird seitlich durch einen zylindrischen Aufschlagkörper mit der ebenen Vorderseite beaufschlagt, der zuvor in einem Hochdruckbeschleunigungsrohr auf die Geschwindigkeit v_0 beschleunigt wurde. Der Aufschlag erfolgt direkt oberhalb des Anrisses auf die gleichermaßen ebene Seitenfläche der Probe. Dadurch wird in die Probe hinein eine longitudinale Druckwelle induziert, die sich oberhalb des Risses in Richtung des Risses ausbreitet. Der Aufschlagkörper sollte aus demselben Werkstoff gefertigt sein wie die Probe, zumindest jedoch dieselben elastischen Werkstoffeigenschaften und dieselbe Dichte aufweisen. Die Amplitude der induzierten longitudinalen Druckwelle ist dann allein durch die Geschwindigkeit des Aufschlagkörpers bestimmt. Diese longitudinale Druckwelle ist mit einer Partikelbewegung in Richtung des Risses verbunden (siehe Pfeile in Abb. 51). Unterhalb des

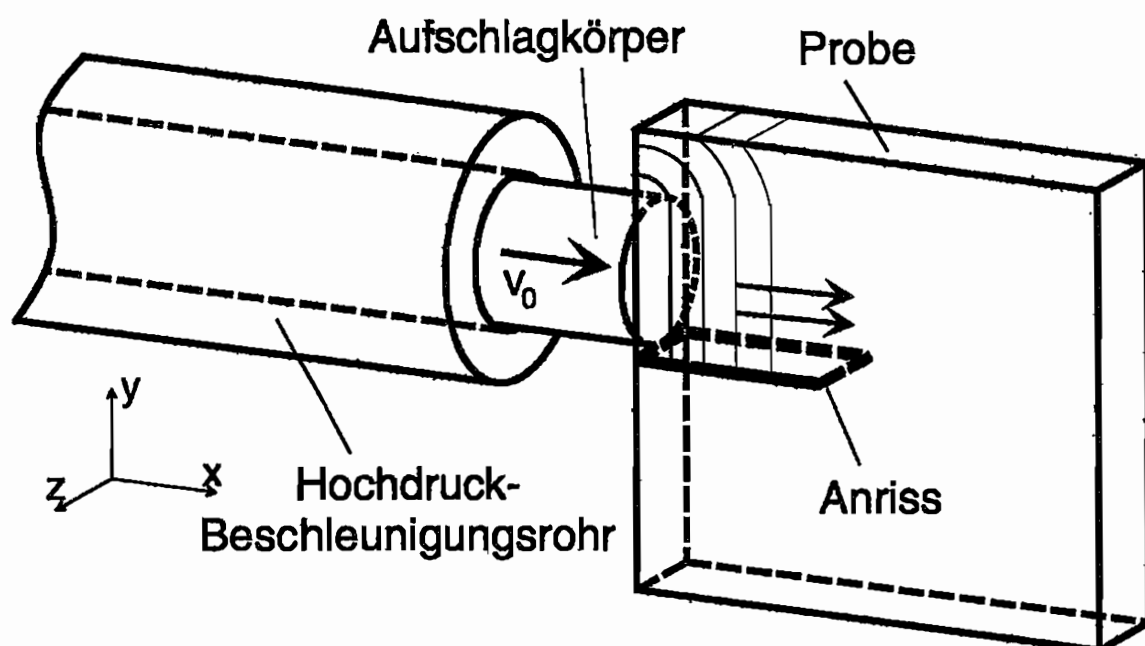


Abb. 51: LECEI-Technik zur Erzeugung hochdynamischer Modus-II-Rissbelastungen

Anrisses gibt es keinerlei Partikelbewegung. Sobald die Druckwelle die Riss Spitze erreicht, entsteht dadurch relativ zueinander eine hochdynamische Scherbelastung des Risses. Da sich diese aus den hohen Druckspannungen in x -Richtung oberhalb des Anrisses und der Abwesenheit von Druckspannungen unterhalb des Anrisses relativ zueinander ergibt, ist die Belastung vergleichbar mit komplett antisymmetrischen Modus-II-Belastung, bei der oberhalb des Ligaments Druck- und unterhalb des Ligaments Zugspannungen herrschen, der zusätzlich eine konstante Druckspannung in x -Richtung überlagert ist. Dadurch erscheint die Berücksichtigung des konstanten Terms in der Modus-II-Spannungsverteilung in Gl. (61) bei der Optimierung des Dehnungsmessstreifenverfahrens angezeigt.

Die Tatsache, dass mit Hilfe der LECEI-Technik eine weitgehend reine Modus-II-Belastung der Riss Spitze erzeugt wird, konnte von Kalthoff in Modellversuchen an transparenten Proben mit Hilfe des schattenoptischen Kaustikenverfahrens in Verbindung mit Hochgeschwindigkeitsfotografie nachgewiesen werden. Die Kaustiken während der Belastungsphase eines Risses in einer Probe aus Polymethylmetacrylat (PMMA) in Zeitintervallen von $2 \mu\text{s}$ sind in Abb. 52 gegeben. Die aufgenommenen Kaustikkurven weisen die charakteristische Form für eine reine Modus-II-Belastung auf, wie sie in Abb. 36 gezeigt ist. (Die leichten Störungen der Kaustikkurven gegen Ende der Belastungsphase sind auf den Beginn einer instabilen Rissausbreitung zurückzuführen.) Zu Beginn der Rissbelastung liegt ein geringer Anteil ei-

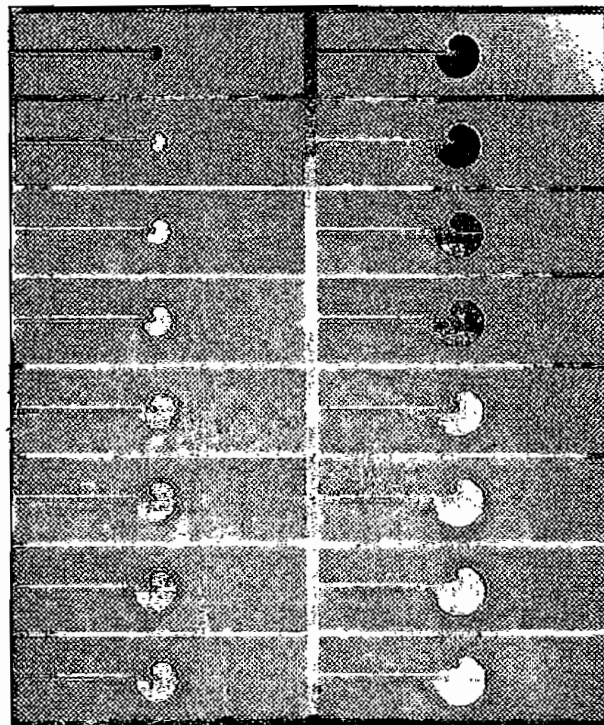


Abb. 52: Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen schattenoptischer Kaustiken während einer hochdynamischen Rissbelastung in PMMA durch die LECEI-Technik, Zeitintervall: $2 \mu\text{s}$; aus: [2]

ner negativen Modus-I-Belastung vor, der letztlich durch den Poissoneffekt in Kombination mit der longitudinalen Druckwelle zustande kommt. Dieser liegt jedoch nur im Anfangszeitbereich vor und wird anschließend durch eine starke Modus-II-Belastung dominiert und spielt daher in diesem Zusammenhang keine Rolle.

Mit Hilfe der schattenoptischen Kaustiken konnte Kalthoff die zeitlichen Verläufe der Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren in unterschiedlichen Werkstoffen erfassen. Sie sind in Abb. 53 für den Modellwerkstoff Araldit B und für den Stahl X2 NiCoMo 18 9 5 bei Aufschlaggeschwindigkeiten zwischen 12 m/s und 33 m/s dargestellt. Man erkennt bei zumindest zwei der drei dokumentierten Versuche einen näherungsweise linearen Anstieg des Spannungsintensitätsfaktors in der Zeit, teilweise überlagert von kleinen oszillatorischen Anteilen. Es können Belastungsraten \dot{K}_{II} von bis zu $2 \cdot 10^7$ MPa \sqrt{m}/s erzielt werden. Dies entspricht den höchsten experimentell erreichbaren Belastungsraten sowohl für Modus-I als auch für Modus-II.

Die longitudinale Druckwelle breitet sich weiter in Ligamentrichtung aus, erreicht den Probenrand und wird mit einem Phasensprung von 180° („Reflexion am offenen Ende“) reflektiert und läuft als Zugwelle zur Risspitze zurück. Auf der anderen Seite wird ebenfalls im Aufschlagkörper eine longitudinale Druckwelle erzeugt, die sich im Aufschlagkörper gegen die Schlagrichtung ausbreitet. Auch diese wird am hinteren Ende des Aufschlagkörpers re-

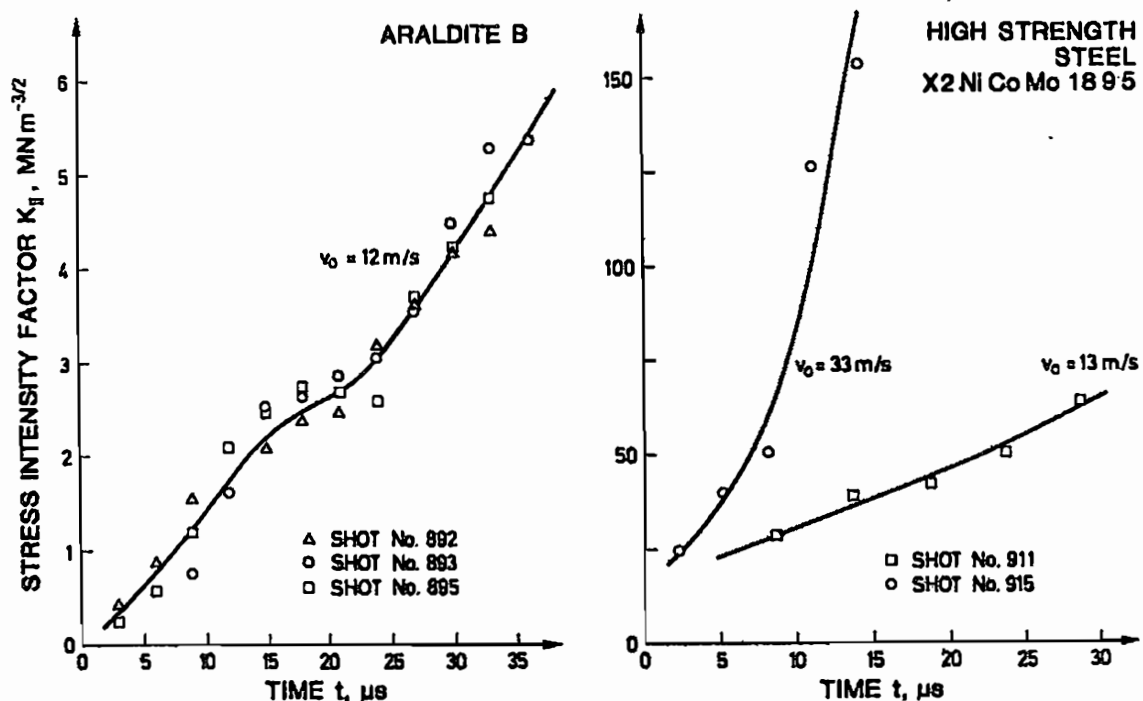


Abb. 53: Dynamische Entwicklung des Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors $K_{II}(t)$ im LECEI-Experiment, erfasst mit schattenoptischen Kaustiken; aus: [2]

flektiert und läuft als Zugwelle wieder auf die Probe zu. Ab dem Zeitpunkt, an dem sie die Probe erreicht, läuft eine Entlastungswelle oberhalb des Risses durch die Probe zur Rissspitze. Die reine Modus-II-Belastung der Rissspitze bei einem LECEI-Experiment bleibt also so lange ungestört, wie keine dieser reflektierten Wellen zur Rissspitze gelangen. Falls der Aufschlagkörper aus demselben Werkstoff gefertigt ist wie die Probe, sind die Wellenlaufzeiten in der Probe und im Aufschlagkörper fest miteinander korreliert. Gemäß den in Kap. 2.2.1 angestellten Überlegungen zur Probengeometrie bei bruchdynamischen Experimenten ergibt sich somit aus den Abmessungen der Probe und des Aufschlagkörpers ein zulässiges Zeitfenster, in dem eine reine Modus-II-Belastung an der Rissspitze vorliegt und in dem der relevante Vorgang stattfinden sollte, in diesem Falle also die Initiierung des Rissversagens durch einen Zugriss unter -70° oder durch ein adiabatisches Scherband. Dieses Zeitfenster liegt typischerweise bei realistischen Probengeometrien und Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten im Bereich von einigen zehn Mikrosekunden (siehe auch Kap. 5.3), so dass sich die LECEI-Technik in der Regel nur zur Untersuchung von hochdynamischen Vorgängen eignet.

Eine Fixierung der Probe am Probenstisch ist nicht nötig. Diese hätte erst dann einen Einfluss auf die Rissspitzenbelastung, wenn Wellen von der Rissspitze zur fixierten Seite der Probe und wieder zur Rissspitze zurück gelaufen sind. Dieser Zeitpunkt liegt bei einer ausreichend großen Probe außerhalb des oben angesprochenen zulässigen Zeitfensters, innerhalb dessen sich alle relevanten Vorgänge an der Rissspitze vollzogen haben müssen. Erst nach einer Zeitspanne, die einige Größenordnungen größer ist als das angesprochene Zeitfenster, hat der Aufschlagkörper den durch Impuls- und Energiesatz festgelegten Teil seiner kinetischen Energie an die Probe komplett abgegeben und Aufschlagkörper und Probe bewegen sich vom Probenstisch weg. Anschließend müssen sie in einer geeigneten Vorrichtung abgebremst und aufgefangen werden.

4.4.2 Numerische Simulation des LECEI-Experimentes

4.4.2.1 Modellierung des Problems

Um einen Überblick über die dynamische Entwicklung des Rissspitzen Spannungsfeldes während eines LECEI-Experimentes zu gewinnen, wurde es mit Hilfe der Finite-Element-(FE)-Methode numerisch dreidimensional simuliert. Dazu wurde zunächst das FE-Modell mit Hilfe des kommerziellen Pre- und Postprocessingprogramms SDRC/I-DEAS erstellt, wobei die dynamischen Randbedingungen ebenfalls festgelegt werden konnten [70,71]. Anschließend wurde mit Hilfe des „SDRC I-DEAS ABAQUS FILE TRANSLATOR“ eine Ein-

gabedatei für das kommerzielle FE-Programm ABAQUS erzeugt, mit dem die FE-Simulation des dynamischen LECEI-Experimentes durchgeführt wurde [72,73]. Die Auswertung und Darstellung der Simulationsergebnisse erfolgte mit dem zum ABAQUS-Programmpaket gehörenden Programm ABAQUS/Post [74].

Die FE-Simulation wurde mit einem rein linear-elastischen Materialverhalten durchgeführt, da an dieser Stelle nur die prinzipielle, von werkstoffspezifischen Plastifizierungs- oder Versagenseffekten unabhängige dynamische Entwicklung der Spannungen an der Risspitze untersucht werden sollte. Lediglich die elastischen Konstanten, also der Elastizitätsmodul E und die Poissonzahl ν , und die Dichte ρ des Werkstoffs gingen in das FE-Modell ein. Es wurden Simulationen mit den Materialkonstanten des Vergütungsstahls 42 CrMo 4 ($E = 207000$ MPa, $\nu = 0,28$ und $\rho = 7,84$ g/cm³ [68]) und der Aluminiumlegierung Al 7075 ($E = 71000$ MPa, $\nu = 0,34$ und $\rho = 2,80$ g/cm³ [69]) durchgeführt.

Die Geometrie des FE-Modells entspricht der realen Geometrie der Proben und der Aufschlagkörper, die bei den für diese Arbeit durchgeführten Experimenten vorlag (siehe Kap.5.3). Der Aufschlagkörper wurde mit einer Länge von 100 mm und einem Durchmesser von 50 mm modelliert, die Proben sind 150 mm × 150 mm × 20 mm groß und weisen einen seitlich mittig eingebrachten Anriss auf. Dieser ist wie im Experiment (siehe Kap.5.3) nicht scharf, sondern weist einen endlichen Risspitzenkrümmungsradius von 0,5 mm auf. Der Anriss ist 60 mm lang und hat einen Rissuferabstand von 1 mm. Da das gesamte Problem eine Symmetrie zur x - y -Ebene aufweist (siehe Abb. 51), wurde nur eine Hälfte der Probe sowie des Aufschlagkörpers modelliert, wobei an der Schnittebene, die parallel zur x - y -Ebene mittig durch die Probe und den Aufschlagkörper verläuft, keinerlei Knotenauslenkung in die

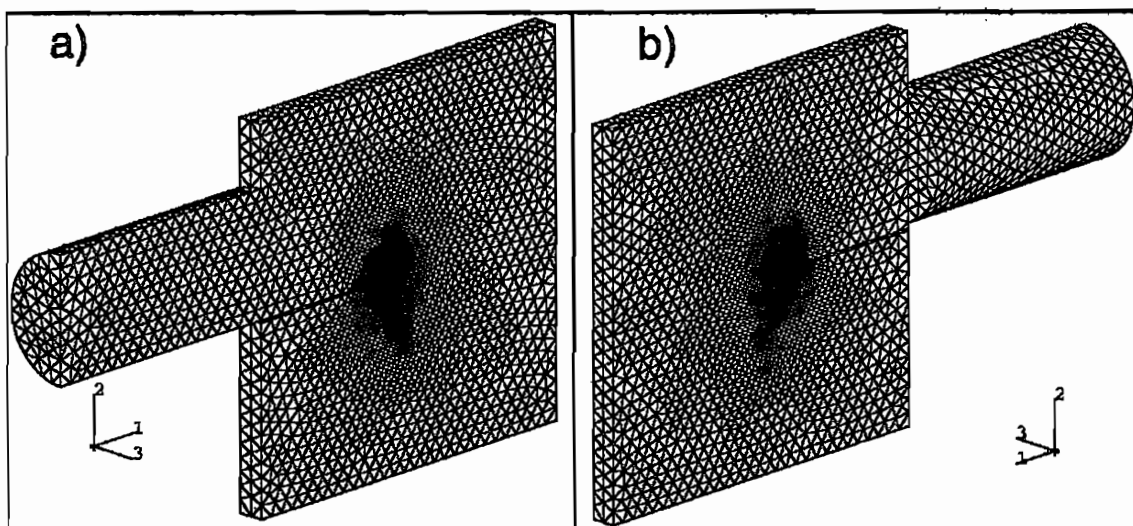


Abb. 54: Vorder- (a) und Rückansicht (b) des verwendeten Finite-Element Modells

z -Richtung erlaubt wird. Eine Darstellung des verwendeten FE-Netzes mit zwei Ansichten ist in Abb. 54 gegeben. (Achsenbezeichnung: $x = '1'$, $y = '2'$, $z = '3'$.)

Es wurden tetraedrische Elemente mit zehn Knoten zur Modellierung sowohl des Aufschlagkörpers als auch der Probe verwendet. Da der Rissspitzenradius endlich war, wurden keine speziellen Rissspitzenelemente verwendet. Das FE-Netz ist dafür an der Rissspitze besonders fein. Die Gesamtzahl der Knoten betrug 73163, die der Elemente 47631.

Da beim LECEI-Experiment der Aufschlagkörper im relevanten Zeitfenster im ständigen festen Druckkontakt zur Probe steht (siehe Kap.4.4.1), wurde der Kontakt zwischen dem Aufschlagkörper und der Probe durch eine feste Verbindung zwischen beiden simuliert, d.h. Aufschlagkörper und Probe wurden „aus einem Stück“ modelliert. Dies hat auf die Wellen-einleitung in die Probe keine größeren Auswirkungen, lediglich ein eventuelles seitliches Abrutschen des Aufschlagkörpers auf der seitlichen Probenfläche wird unterdrückt. Es herrscht gewissermaßen eine unendliche Reibung zwischen beiden Flächen. Der Aufschlag wurde durch die Vorgabe einer Ausgangsgeschwindigkeit aller Knoten des Aufschlagkörpers in x -Richtung realisiert. Dies stellt die einzige äußere Beanspruchung des Modells dar. Da sich im realen Experiment der Aufschlagkörper zum Zeitpunkt des Aufschlags mit seinem größten Teil noch im Beschleunigungsrohr befindet, und damit in y - und z -Richtung geführt ist, wurde als weitere Randbedingung vorgegeben, dass sich die Knoten auf der Seitenfläche des Aufschlagkörpers nur in x -Richtung bewegen dürfen.

Im Rahmen der linear-elastischen Simulation spielt die Aufschlaggeschwindigkeit v_0 eine untergeordnete Rolle, da alle Knotenauslenkungen, und damit alle Verschiebungen, Dehnungen und Spannungen, die in der Probe zu allen späteren Zeitpunkten auftreten, zur ursprünglichen Aufschlaggeschwindigkeit proportional sind. Daher wurde die Simulation mit nur einer Aufschlaggeschwindigkeit, $v_0 = 10$ m/s, durchgeführt. Für andere Aufschlaggeschwindigkeiten wären im Folgenden alle Ergebnisse der Spannungen, Dehnungen oder Verschiebungen mit einem entsprechenden Faktor zu multiplizieren.

Die Zeitintegration wurde mit festen Zeitintervallen Δt über den gesamten Zeitbereich durchgeführt. Eine solche explizite Zeitintegration bietet sich vor allem bei Problemen an, bei denen die Modellreaktion in einem sehr kurzen Zeitbereich untersucht werden soll wie etwa bei Wellenausbreitungsprozessen wie sie auch im vorliegenden Fall interessieren. Die Größe des Zeitintervalls ergibt sich aus dem Verhältnis von Wellenausbreitungsgeschwindigkeit c und Elementgröße l_E [72]. Probesimulationen zur Untersuchung der Stabilität der Lösung mit verschiedenen Zeitintervallen von $\Delta t = 0,1 \mu\text{s}$ bis $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ zeigten, dass ein stabiles Verhal-

ten der Lösung erst mit Zeitintervallen oberhalb etwa $\Delta t = 1 \mu s$ gefunden wird. Das Zeitintervall wurde deswegen auf $\Delta t = 2 \mu s$ festgelegt.

Es wurden Simulationen für ein linear-elastisches Materialverhalten des Vergütungsstahls 42 CrMo 4 einerseits und der Aluminiumlegierung Al 7075 andererseits, d.h. mit den entsprechenden elastischen Materialkonstanten und Dichten, durchgeführt. Die Ergebnisse unterscheiden sich nur marginal, da in beiden Fällen aus den Materialparametern in etwa gleiche Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten resultieren und der Unterschied in der Poissonzahl keinen signifikanten Einfluss zu haben scheint. Die Verschiebungen und Dehnungen sind in beiden Fällen nahezu gleich. Aufgrund der unterschiedlichen Elastizitätsmoduln ergibt sich lediglich ein Unterschied bei den Spannungen und den daraus abgeleiteten Größen wie etwa Spannungsintensitätsfaktoren. Diese Größen skalieren aber genauso miteinander wie die Elastizitätsmoduln. Aus diesem Grunde werden im Folgenden nur Ergebnisse für den Vergütungsstahl 42 CrMo 4 präsentiert.

4.4.2.2 Ergebnisse für das dynamische Spannungs- / Dehnungsfeld

In Abb. 55 ist das verformte FE-Netz zu einer Zeit $20 \mu s$ nach dem Aufschlag dargestellt. Zur verbesserten Darstellung sind alle Verschiebungen um den Faktor 200 übertrieben. Deutlich ist die durch die longitudinale Druckwelle erzeugte Stauchung des Modells oberhalb des Anrisses zu erkennen, während unterhalb des Anrisses das Netz zu diesem Zeitpunkt noch völlig unbeeinflusst ist.

Im Folgenden wird der Zeitnullpunkt als derjenige Zeitpunkt definiert, an dem die longitudinale Druckwelle die Risspitze erreicht und damit die Rissspitzenbelastung beginnt. Dieser

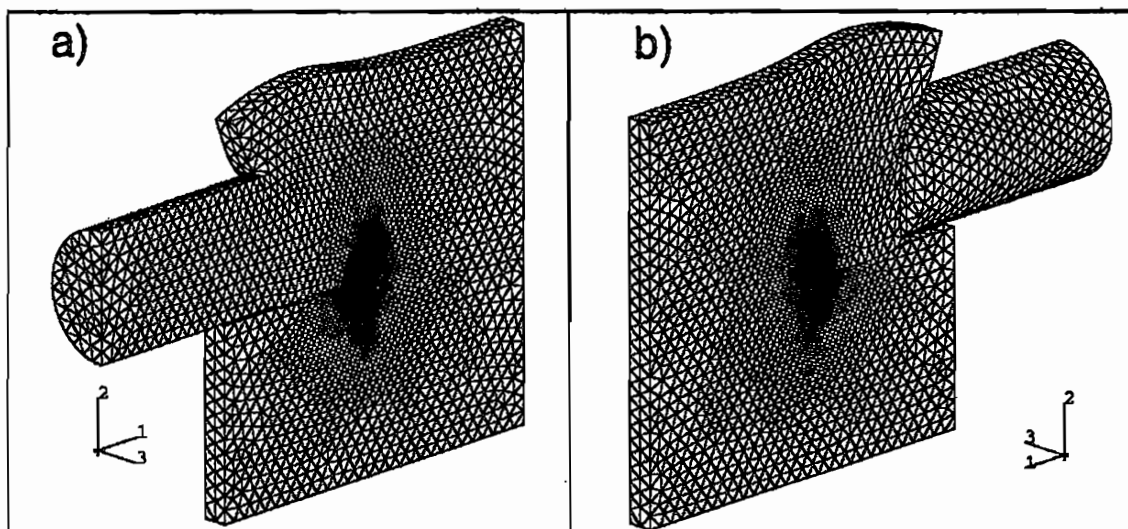


Abb. 55: Vorder- (a) und Rückansicht (b) des deformierten Finite-Element Modells $20 \mu s$ nach dem Aufschlag bei 200-facher Übertreibung der Verschiebungen

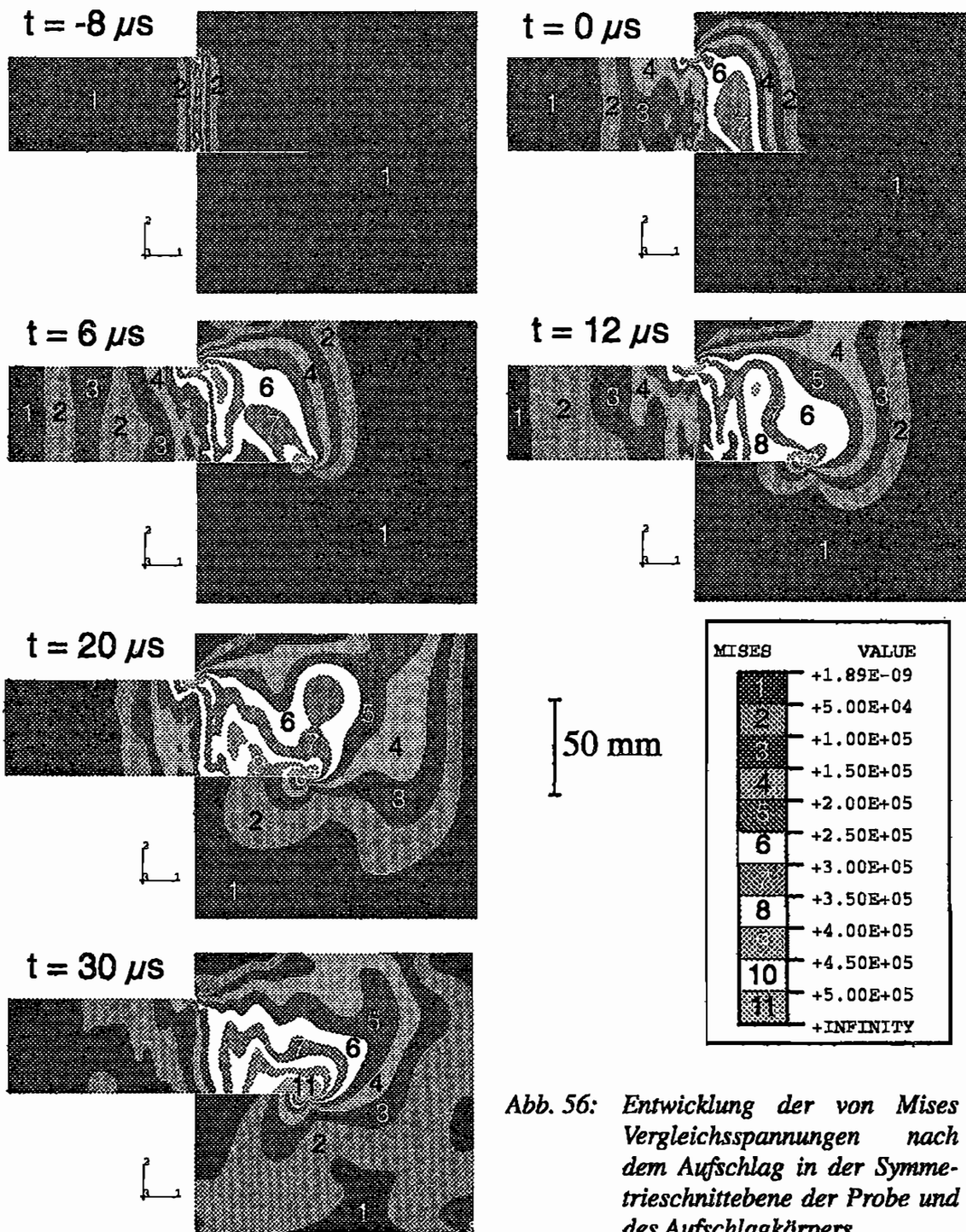


Abb. 56: Entwicklung der von Mises Vergleichsspannungen nach dem Aufschlag in der Symmetrieschnittebene der Probe und des Aufschlagkörpers

Zeitnullpunkt liegt 10 μ s nach dem Aufschlagzeitpunkt.

Die Einleitung und Ausbreitung der Druckwelle in der Probe und die durch sie hervorgerufene Spannungssingularität an der Risspitze ist in Abb. 56 zu erkennen. Dargestellt sind Kontouren der von Mises Vergleichsspannung, wie sie auf der Symmetrieschnittebene, d.h. in der Mitte der Probe und des Aufschlagkörpers, auftreten, in einem Zeitraum bis zu 30 μ s nach dem Beginn der Risspitzenbelastung. Der Übersichtlichkeit halber wurde in diesem

Falle auf die Darstellung der Vernetzung verzichtet. Im Symmetrieschnitt ist jede Verschiebung in z-Richtung unterdrückt, dort liegt ein ebener Dehnungszustand vor. Bei $t = -8 \mu\text{s}$ ist zu erkennen, dass eine ebene Wellenfront der longitudinalen Druckwelle in die Probe eingeleitet wurde. Diese erreicht bei $t = 0 \mu\text{s}$ die Rissspitze. Von diesem Zeitpunkt an baut sich an der Rissspitze eine Spannungssingularität auf. Dabei entspricht die Form der von Mises Kontour an der Rissspitze in etwa derjenigen einer Modus-II-Rissspitzenbelastung, wie sie in Abb. 4 gegeben ist. Eine vergrößerte Darstellung der von Mises Kontouren an der Rissspitze für $t = 6, 12, 20$ und $30 \mu\text{s}$ ist in Abb. 57 gegeben. Die Verteilung der von Mises Vergleichsspannung entspricht qualitativ im Wesentlichen der für den statischen Modus-II-Fall geltenden Verteilung gemäß Abb. 4, es gibt jedoch zwei Unterschiede: Erstens ist das Spannungsniveau auf der Oberseite des Anrisses insgesamt höher als auf der Unterseite, es herrscht eine Asymmetrie bezüglich der x-Achse. Dies ist dadurch zu verstehen, dass wie bereits in Kap. 4.4.1 erwähnt bei der dynamischen Lasteinleitung im LECEI-Experiment die Modus-II-Belastung durch Druckspannungen auf der Oberseite des Risses bei gleichzeitiger Abwesenheit von Spannungen auf der Rissunterseite zustande kommt. Der Spannungszustand ist dadurch nicht ideal antisymmetrisch. Dies kann formal durch Berücksichtigung eines konstanten Terms der Spannung σ_x^{II} (siehe Gl. (61)) beschrieben werden. Auch hier zeigt sich damit wiederum die Notwendigkeit, bei der Optimierung des Dehnungsmessstrei-

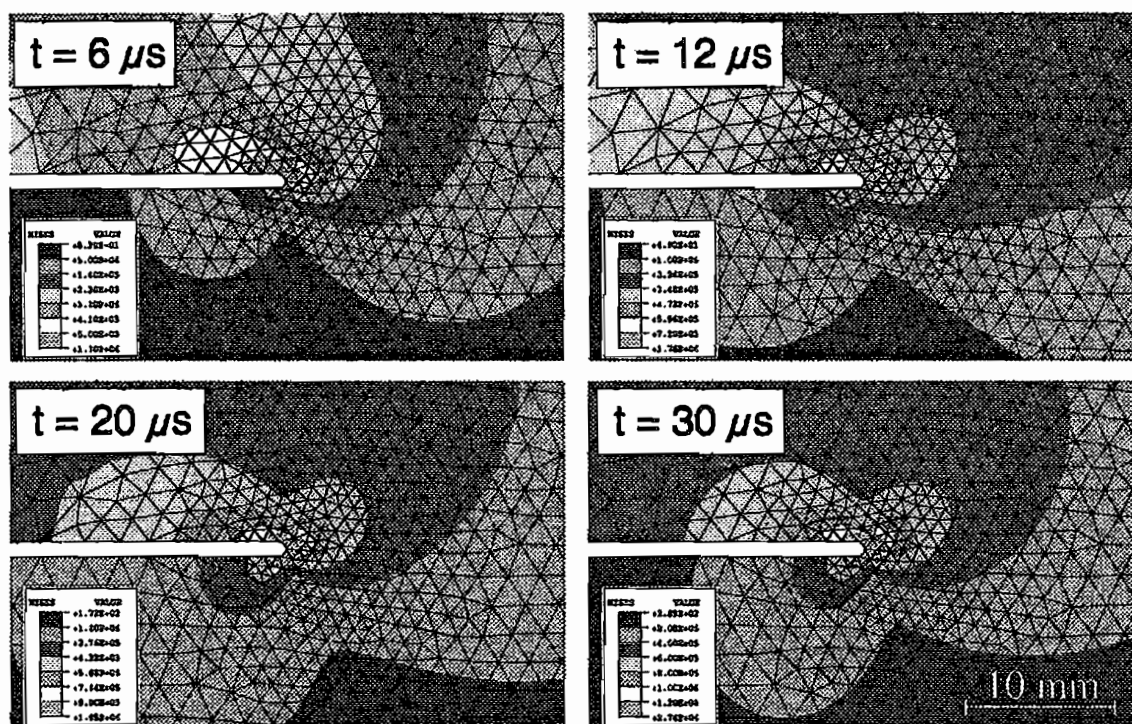


Abb. 57: Entwicklung der von Mises Vergleichsspannungen nach dem Aufschlag in der Symmetrieschnittebene der Probe in der direkten Umgebung der Rissspitze

fenverfahrens eine konstante Spannungskomponente in x -Richtung in Betracht zu ziehen. Zweitens ist zu späten Zeiten insbesondere in einem Abstand zur Rissspitze eine Änderung der Ausrichtung der von Mises Kontour zu beobachten. Die Tatsache, dass die Kontour nicht mehr komplett in x -Richtung ausgerichtet ist, sondern eine leichte Linksdrehung vollzieht, würde auf einen Modus-I-Anteil der Belastung oder auf einen Einfluss von höheren Termen der Spannungsverteilung hindeuten. Dieser Effekt ist im Rissspitzennahfeld recht klein und wird daher nicht weiter betrachtet. Auf jeden Fall liegt eine starke Dominanz der Modus-II-Rissspitzenbelastung vor.

Ab dem Zeitpunkt $t = 30 \mu\text{s}$ ist prinzipiell eine Störung der Spannungsverteilung an der Rissspitze durch reflektierte Wellen von der „Probenrückseite“ möglich: Bei einer Wellenausbreitungsgeschwindigkeit von 6000 m/s und einem zurückzulegenden Weg von 60 mm (Anrisslänge) und zweimal 90 mm (Ligament) erreicht die reflektierte Welle zu diesem Zeitpunkt die Rissspitze. Diese macht sich in der von Mises Kontour bei $t = 30 \mu\text{s}$ noch nicht bemerkbar (siehe Abb. 57), eine Weiterführung der Rechnung über $30 \mu\text{s}$ hinaus zeigt jedoch eine Abnahme der Rissspitzenbelastung kurz nach diesem Zeitpunkt (siehe unten).

4.4.2.3 Bestimmung des dynamischen Spannungsintensitätsfaktors

Aus dem Rissspitzenspannungsfeld wurde gemäß der durch Gl. (10) gegebenen Definition der Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor bestimmt. Dazu wurde die Scherspannung τ_{xy} entlang des Ligaments auf der Symmetrieschnittfläche bestimmt, mit $\sqrt{2\pi r}$ multipliziert und gegen den Abstand r zur Rissspitze aufgetragen. Da im Rahmen der Finite-Element-Methode direkt an der Rissspitze aufgrund der Spannungssingularität numerische Fehler auftreten, wurde eine Extrapolation, wie sie in Abb. 58 schematisch dargestellt ist, durchgeführt. Dabei wird eine Ausgleichsgerade durch diejenigen Datenpunkte gelegt, die in einem genügend

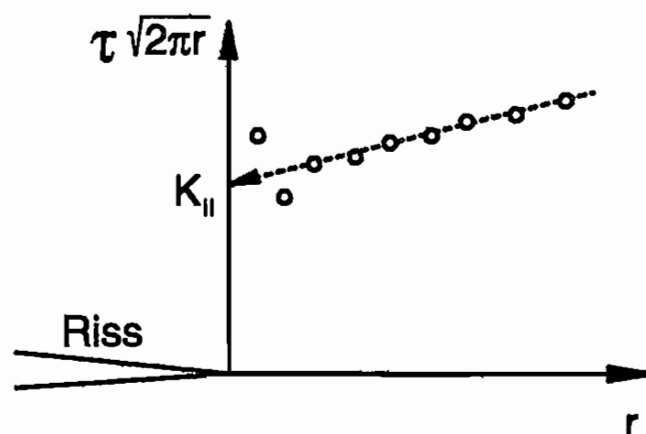


Abb. 58: Prinzipielle Bestimmung von Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren in der Finite-Element-Methode durch Extrapolation

großen Abstand zur Rissspitze bestimmt wurden, so dass sie nicht durch die numerischen Fehler beeinflusst sind. Aus dem Schnittpunkt der Ausgleichgeraden mit der y -Achse ergibt sich der zu bestimmende Wert des Spannungsintensitätsfaktors. Da in dieser Simulation keine scharfe Rissspitze vorliegt, sondern ein endlicher Rissspitzenradius von $\rho = 0,5$ mm, wird hier eine Extrapolation gegen eine äquivalente Rissspitze nach Creager durchgeführt. Die äquivalente Rissspitze liegt dabei vom Mittelpunkt des Rissspitzenradius ausgehend um $\rho/2$ in positive x -Richtung versetzt. Bei Rissen mit endlichen Rissspitzenradien ergeben sich dabei im Wesentlichen dieselben Spannungsverteilungen wie bei einem scharfen Riss [75].

Um die bereits angesprochene Asymmetrie bei der dynamischen Rissspitzenbelastung zu erfassen, wurde der Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor nicht nur definitionsgemäß durch eine Extrapolation längs des Ligaments ($\varphi = 0$), sondern auch durch Extrapolationen entlang der Richtungen $\varphi = +90^\circ$ (von oben) und $\varphi = -90^\circ$ (von unten) unter Berücksichtigung der Winkelfunktion aus Gl. (6) bestimmt. Daraus ergeben sich drei potenziell unterschiedliche Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren, die hier K_{II}^{Ligament} , $K_{II}^{+90^\circ}$ und $K_{II}^{-90^\circ}$ genannt werden. Anhand dieser Werte soll untersucht werden, inwiefern die Winkelverteilung der Scherspannungen unter dynamischen Bedingungen von der statischen Winkelverteilung nach Gl. (6) abweicht. Die Bestimmung der drei Werte durch Extrapolation ist in Abb. 59

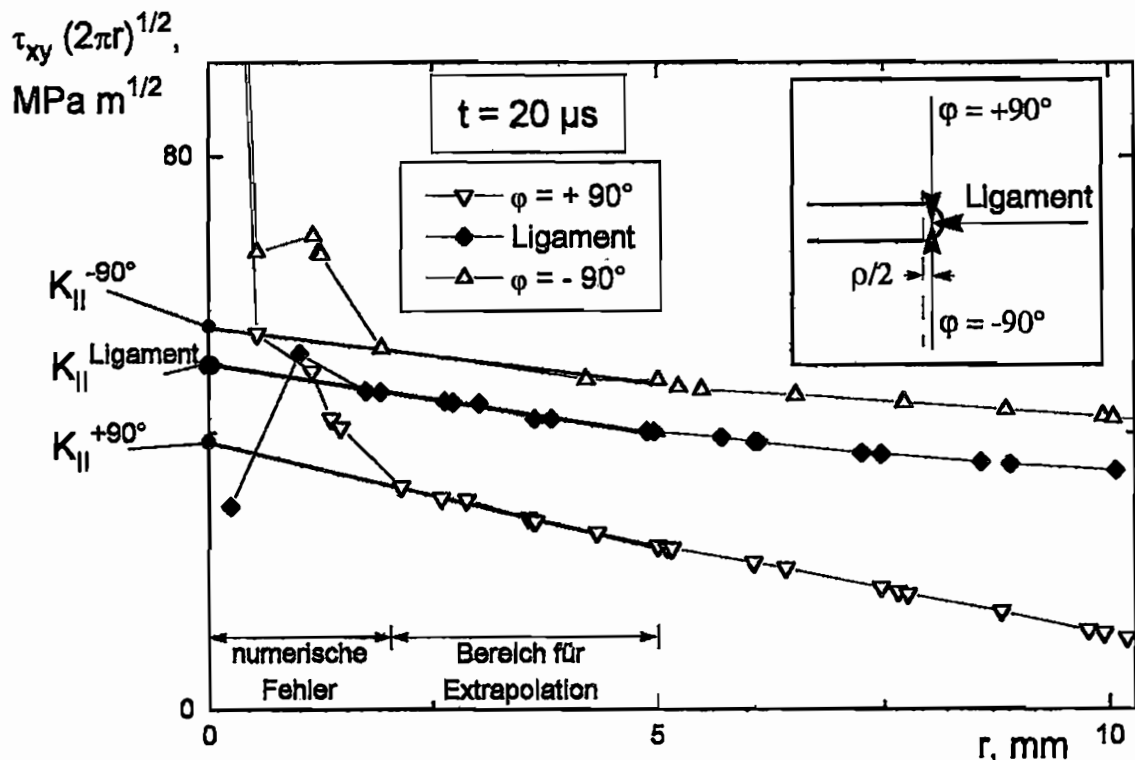


Abb. 59: Praktische Bestimmung von K_{II}^{Ligament} , $K_{II}^{+90^\circ}$ und $K_{II}^{-90^\circ}$ bei $t = 20 \mu\text{s}$ durch Extrapolation der in der FE-Simulation ermittelten Scherspannungswerte

exemplarisch für $t = 20 \mu\text{s}$ dargestellt. Es hat sich als problematisch herausgestellt, dass in manchen Fällen nicht genau festzustellen ist, wie groß der Bereich der numerischen Fehler ist und in welchem Bereich die lineare Extrapolation durchgeführt werden muss. Dadurch entsteht bei der Bestimmung des Spannungsintensitätsfaktors eine gewisse Unsicherheit. Die zeitliche Entwicklung der drei Werte des Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors ist in Abb. 60 gegeben. Es ist zu erkennen, dass sich der definitionsgemäß bestimmte Spannungsintensitätsfaktor K_{II}^{Ligament} zwischen $t = 0 \mu\text{s}$ und etwa $t = 45 \mu\text{s}$ aufbaut, wobei man wiederum von einem mehr oder weniger linearen Anstieg mit oszillatorischen Anteilen sprechen kann. Insofern wird das von Kalthoff gefundene Zeitverhalten des Spannungsintensitätsfaktors qualitativ bestätigt (Abb. 53). Nach $30 \mu\text{s}$ wird das Rissspitzenspannungsfeld durch reflektierte Wellen beeinflusst. Dieser Einfluss wird ab etwa $t = 35 \mu\text{s}$ signifikant und führt zu einem Abfall der bestimmten Werte des Spannungsintensitätsfaktors. Die Werte $K_{II}^{+90^\circ}$ und $K_{II}^{-90^\circ}$ weichen z.T. stark von K_{II}^{Ligament} ab, ihr Schwerpunkt nimmt jedoch etwa denselben Verlauf wie K_{II}^{Ligament} . Es ist zu beobachten, dass im Zeitraum bis etwa $t = 15 \mu\text{s}$ die $K_{II}^{+90^\circ}$ -Werte des Spannungsintensitätsfaktors größer sind als K_{II}^{Ligament} , während die $K_{II}^{-90^\circ}$ -Werte um denselben Betrag kleiner sind. Bei $t = 15 \mu\text{s}$ liegen die Werte kurzzeitig dicht beieinander, danach kehren sich die Verhältnisse um. Nun liegen die $K_{II}^{-90^\circ}$ -Werte über K_{II}^{Ligament}

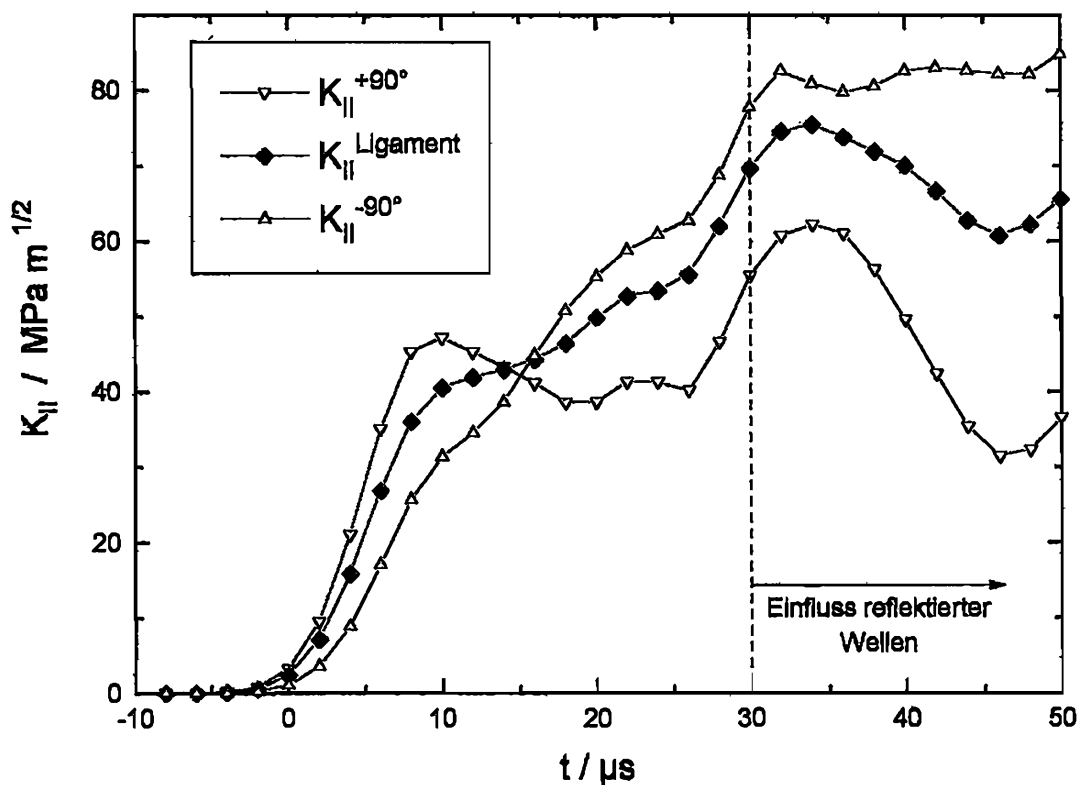


Abb. 60: Zeitliche Entwicklung von K_{II}^{Ligament} , $K_{II}^{+90^\circ}$ und $K_{II}^{-90^\circ}$ in der FE-Simulation

und die $K_{II}^{+90^\circ}$ -Werte um denselben Betrag niedriger. Unter dem Einfluss der reflektierten Wellen ab $t = 30 \mu\text{s}$ wird die Abweichung zwischen den verschiedenen Werten noch größer. Also liegt auch hier eine Asymmetrie bezüglich der x -Achse vor. Im Vergleich zum statischen Modus-II-Spannungsfeld ist zu Beginn der dynamischen Belastung eine größere Scherspannungssingularität auf der Anrissoberseite zu verzeichnen, diese wandert dann um den Anriss herum zur Unterseite des Anrisses. Insofern stellt unter den gegebenen dynamischen Bedingungen im Risspitzenspannungsfeld nach Gln. (4) bis (6) nicht nur die Amplitude der Spannungssingularität eine Funktion der Zeit dar, sondern auch die Winkelverteilungsfunktion, was nicht überraschend ist. Dadurch entsteht allerdings eine weitere Unsicherheit bei der Bestimmung des Spannungsintensitätsfaktors, da er im dynamischen Fall im Gegensatz zum statischen Fall von der gewählten Extrapolationsrichtung abhängt. Der definitionsgemäß auf dem Ligament bestimmte Wert des Spannungsintensitätsfaktors scheint jedoch einen sinnvollen Mittelwert zur Bestimmung von $K_{II}(t)$ darzustellen.

Im Hinblick auf das in Kap. 4.2.2 beschriebene Dehnungsmessstreifenverfahren zur Bestimmung von Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren zeigt sich, dass speziell unter dynamischen Bedingungen aufgrund der oben gezeigten Zeitabhängigkeit der Winkelfunktionen eine dynamische Überprüfung des Messverfahrens notwendig ist, wie sie in Kap. 4.2.2.5 durchgeführt wurde. Die Proportionalität zwischen dem Dehnungsmessstreifensignal und dem Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor unter dynamischen Belastungsbedingungen wurde zusätzlich im Rahmen dieser Finite-Element-Simulation überprüft. Dazu wurden die Dehnungen an den Orten der Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2 in der Messrichtung α in der FE-Simulation bestimmt. Da sich die Dehnungsmessstreifen auf der Probenoberfläche befinden, wurde die Bestimmung der Dehnungen im FE-Modell ebenfalls auf der Oberfläche, d.h. auf der Rückseite des Modells (Abb. 54), durchgeführt. In Abb. 61 sind die bestimmten Dehnungen gemeinsam mit dem Spannungsintensitätsfaktor K_{II}^{Ligament} gegen die Zeit aufgetragen. Ähnlich wie in Abb. 47 besteht auch in Abb. 61 aufgrund der Wellenlaufzeit ein kleiner zeitlicher Versatz von etwa $2 \mu\text{s}$ zwischen den Dehnungsverläufen und dem Verlauf des Spannungsintensitätsfaktors. Man erkennt eine gute Proportionalität zwischen den Dehnungen und dem Spannungsintensitätsfaktor in einem Zeitraum bis etwa $t = 35 \mu\text{s}$. In diesem Zeitraum ist also eine Bestimmung des Spannungsintensitätsfaktors durch die Dehnungsmessung möglich. Danach wird der Einfluss der reflektierten Wellen signifikant

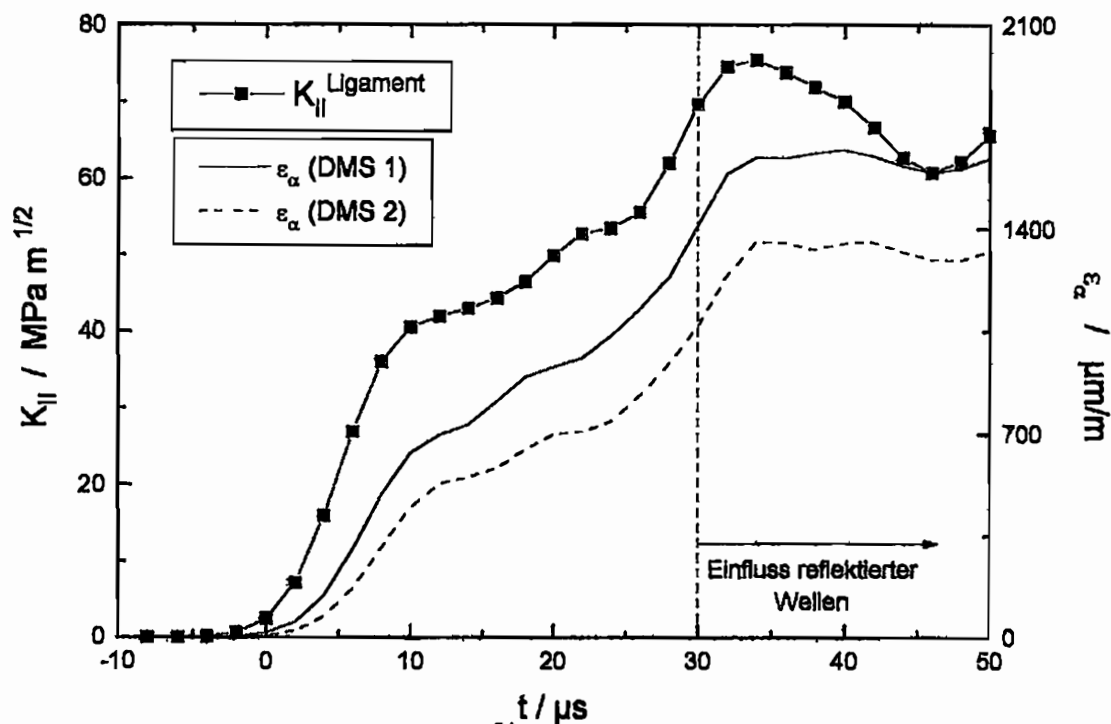


Abb. 61: Zeitliche Entwicklung von K_{II}^{Ligament} und der an den Orten von DMS 1 und DMS 2 bestimmten Dehnungen in Messrichtung α anhand der FE-Simulation

und sorgt für einen Abfall des Spannungsintensitätsfaktors, während jedoch die Dehnungen auf einem hohen Niveau verbleiben. Damit ist unter dem Einfluss der reflektierten Wellen keine Proportionalität zwischen den gemessenen Dehnungen und dem Spannungsintensitätsfaktor mehr gegeben, so dass das Dehnungsmessstreifenverfahren fehlerhaft wird.

Bei der Betrachtung des bei der FE-Simulation bestimmten Proportionalitätsfaktors zwischen den Dehnungen und dem Spannungsintensitätsfaktor ist festzustellen, dass er im Vergleich zu dem im quasistatischen Kalibrierversuch (Kap. 4.2.2.4) und zu dem bei der anschließenden Überprüfung durch schattenoptische Kaustiken (Kap. 4.2.2.5) bestimmten Zusammenhang etwas zu große Werte des Spannungsintensitätsfaktors liefert. Dies kann darauf zurückzuführen sein, dass einerseits die Bestimmung des Spannungsintensitätsfaktors durch Extrapolation mit der oben bereits angesprochenen Unsicherheit und damit auch mit Fehlern verbunden ist, und andererseits sich der Spannungsintensitätsfaktor unter dynamischer Belastung als ein nicht eindeutiger Wert erweist, da er von der gewählten Extrapolationsrichtung abhängt. In diesem Sinne haben die bei der FE-Simulation bestimmten Werte der Spannungsintensitätsfaktoren einen eher qualitativen als streng quantitativen Charakter.

5 Experimenteller Aufbau

5.1 Versuchsstand

Zur Erzeugung hochdynamischer Modus-II-Rissbelastungen wurde die im vorigen Kapitel beschriebene LECEI-Technik verwendet. Der dazu verwendete Versuchsstand ist in Abb. 62 als Fotografie und als Prinzipskizze gegeben. Einen wesentlichen Bestandteil des Versuchsstandes stellt der Hochdruckbeschleuniger dar, in dem die Aufschlagkörper auf eine Geschwindigkeit v_0 beschleunigt werden, bevor sie seitlich auf die Probe treffen. Der Hochdruckbeschleuniger besteht aus dem Beschleunigungsrohr, an das einseitig über einen Kugelhahn ein Hochdruckbehälter angeschlossen ist. Das andere Ende des Beschleunigungsrohres, die Mündung, ist offen. Der Aufschlagkörper wird vor einem Experiment in das Beschleunigungsrohr eingebracht und direkt vor dem Kugelhahn platziert, so dass ein maximaler Beschleunigungsweg zur Verfügung steht. Dann wird der Hochdruckbehälter bei geschlossenem Kugelhahn mit Gas unter hohem Druck befüllt. Bei Öffnen des Kugelhahns

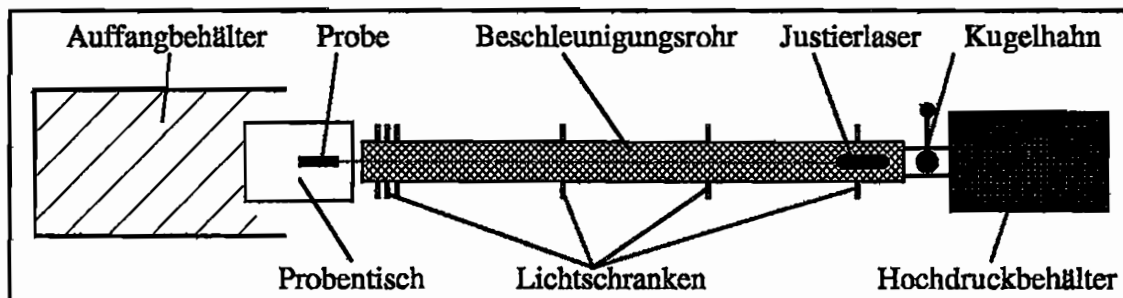
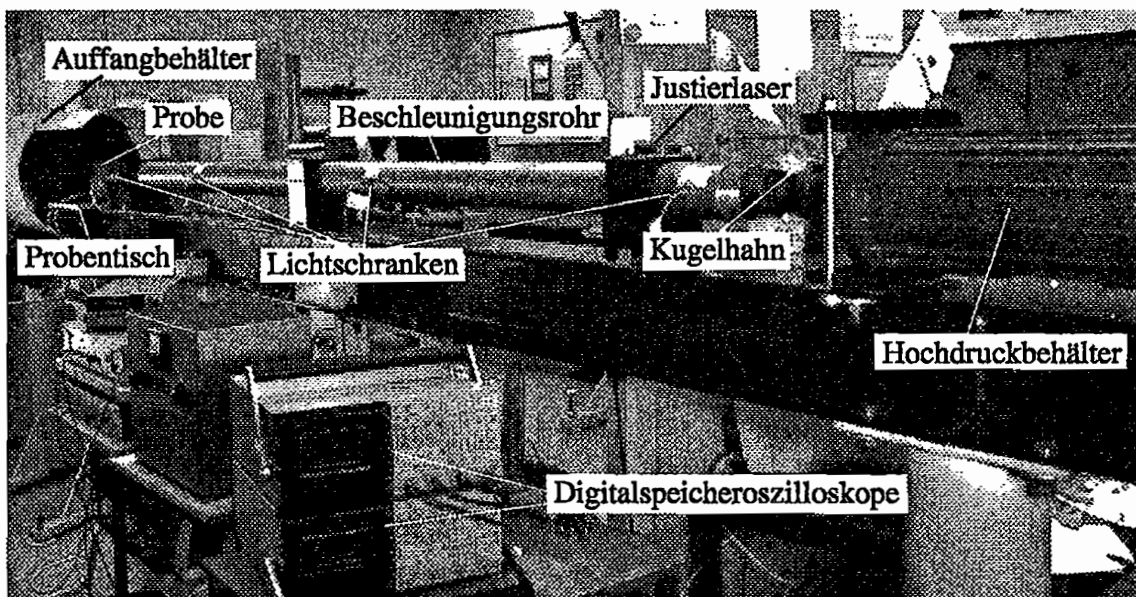


Abb. 62: LECEI-Versuchsstand

entweicht das unter hohem Druck stehende Gas in das Beschleunigungsrohr und bewirkt die Beschleunigung des Aufschlagkörpers. Der Hochdruckbehälter ist für Gasdrücke bis 100 bar ausgelegt und wurde vom Rheinisch-Westfälischen Technischen Überwachungsverein überprüft [76]. Er hat ein Innenvolumen von 9 Litern. Der Kugelhahn kann mechanisch durch einen Hebel geöffnet werden. Vom Betrieb eines elektromechanisch öffnenden Kugelhahns wurde abgesehen, da beim Öffnungsvorgang elektrische Störeinstreuungen in das Labornetz erfolgen, die zu Fehlauslösungen der Messtechnik, d.h. der Digitalspeicheroszilloskope oder der Hochgeschwindigkeitskamera, führen können. Das Beschleunigungsrohr ist 3 m lang, hat einen Außendurchmesser von 100 mm und einen Innendurchmesser von 50 mm. Um die Reibung zwischen Aufschlagkörper und Beschleunigungsrohr während des Beschleunigungsvorgangs zu minimieren, wurde die Innenfläche des Beschleunigungsrohres auf der gesamten Länge gehont. In der Nähe der Mündung des Beschleunigungsrohres sind seitlich diagonal nach außen weisende Bohrungen zur Ableitung eines Teils des während des Beschleunigungsvorgangs erzeugten Luftzuges vorhanden (Abb. 64, Seite 93). Der Hochdruckbehälter sowie das Beschleunigungsrohr wurden von der Patz GmbH, Hattingen, hergestellt.

Der Hochdruckbeschleuniger wird mit technischem Stickstoff betrieben. Zur genauen Kontrolle und Dosierung des Druckes im Hochdruckbehälter wurde eine Armaturentafel entwor-

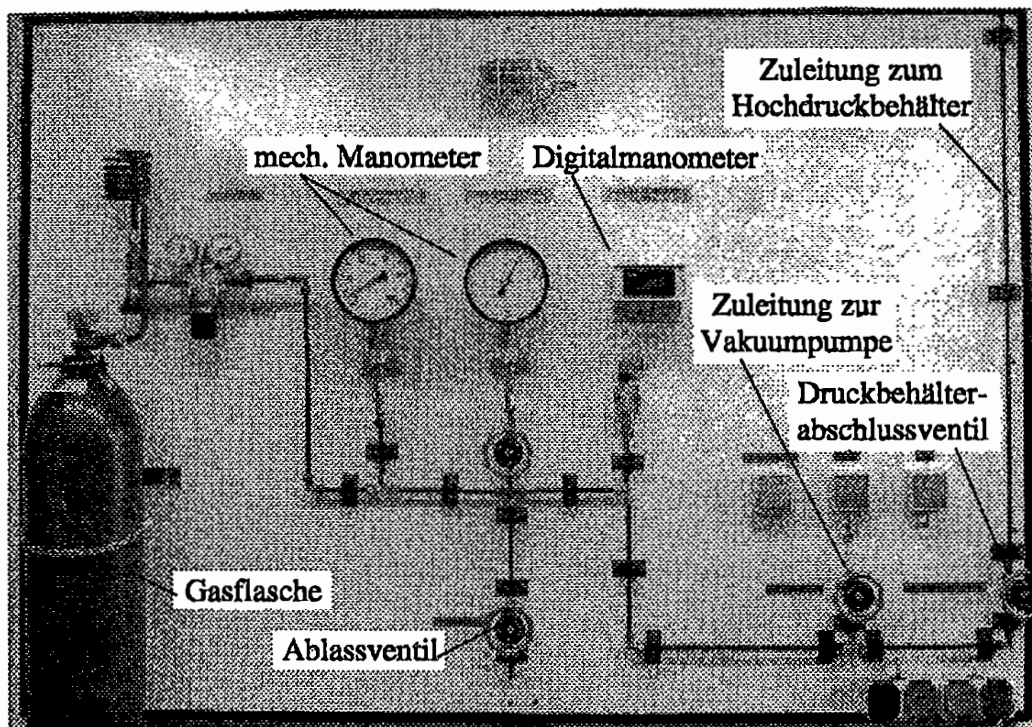


Abb. 63: Armatur zur Kontrolle und Dosierung des Druckes im Hochdruckbehälter

fen, die in Abb. 63 gegeben ist. Das Gas unter hohem Druck wird durch eine 200 bar-Gasflasche geliefert, der Druck im Hochdruckbehälter wird durch zwei mechanische Manometer und durch ein digitales Manometer gemessen. Zur Druckminderung ist ein Ablassventil vorgesehen. Außerdem ist eine Zuleitung zu einer Vakuumpumpe vorhanden, mit der im Gesamtsystem ein Unterdruck erzeugt werden kann. Mit Hilfe dieses Unterdrucks wird der Aufschlagkörper, nachdem er in das Beschleunigungsrohr eingebracht wurde, eingesaugt, bis er direkt am Kugelhahn liegen bleibt.

Zur Kontrolle des Beschleunigungsvorgangs ist das Beschleunigungsrohr mit insgesamt sechs Lichtschranken versehen. Dafür sind seitlich in das Beschleunigungsrohr jeweils eine ultrahelle Leuchtdiode und eine schnelle Fotodiode hinter Blenden kleiner Apertur einander gegenüber eingelassen. Drei Lichtschranken sind über das Beschleunigungsrohr verteilt, drei befinden sich dicht beieinander im Abstand von je 20 mm an der Mündung (Abb. 64). Letztere dienen dazu, die Schlaggeschwindigkeit des Aufschlagkörpers durch Aufnahme der Lichtschrankensignale zu bestimmen. Die Signale werden mit Hilfe eines Digitalspeicheroszilloskops der Firma Gould, Modell DSO 630, aufgezeichnet.

Die Schlaggeschwindigkeit hängt im Wesentlichen nur von der Masse des gewählten Aufschlagkörpers und von dem im Hochdruckbehälter eingestellten Druck ab. Es lassen sich mit Drücken von etwa 30 bar Schlaggeschwindigkeiten von bis knapp 90 m/s erreichen. Bei einem Betrieb des Hochdruckbeschleunigers bis zur Auslegungsgrenze von 100 bar lassen sich Geschwindigkeiten von weit über 100 m/s extrapolieren. In Anhang B ist die Abhängigkeit der Schlaggeschwindigkeit vom Druck im Hochdruckbehälter für Aufschlagkörper unterschiedlicher Masse gezeigt.

Bei Anwendung der LECEI-Technik ist eine sehr genaue Ausrichtung und Justierung der Probe nötig, damit die beaufschlagte Seitenfläche der Probe und die Vorderfläche des Aufschlagkörpers absolut planparallel zueinander sind. Ist dies nicht der Fall, führt dies zu einer Neigung der Wellenfront der longitudinalen Druckwelle. Da die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit etwa zwei Größenordnungen über der Schlaggeschwindigkeit liegt, würde ein Winkel zwischen den Schlagflächen zu einem um zwei Größenordnungen höheren Neigungswinkel der in die Probe hineininduzierten Wellenfront führen. Um eine genaue Justage der Probe zu ermöglichen, wurde der Probenstisch, auf dem die Probe ohne weitere Fixierung steht, als schwere Stahlplatte ausgeführt, die durch mehrere Justierschrauben mit Feingewinde in zwei Richtungen geneigt werden kann. Zur Überprüfung der Planparallelität der seitlichen Aufschlagfläche der Probe und der Vorderfläche des Aufschlagkörpers während der

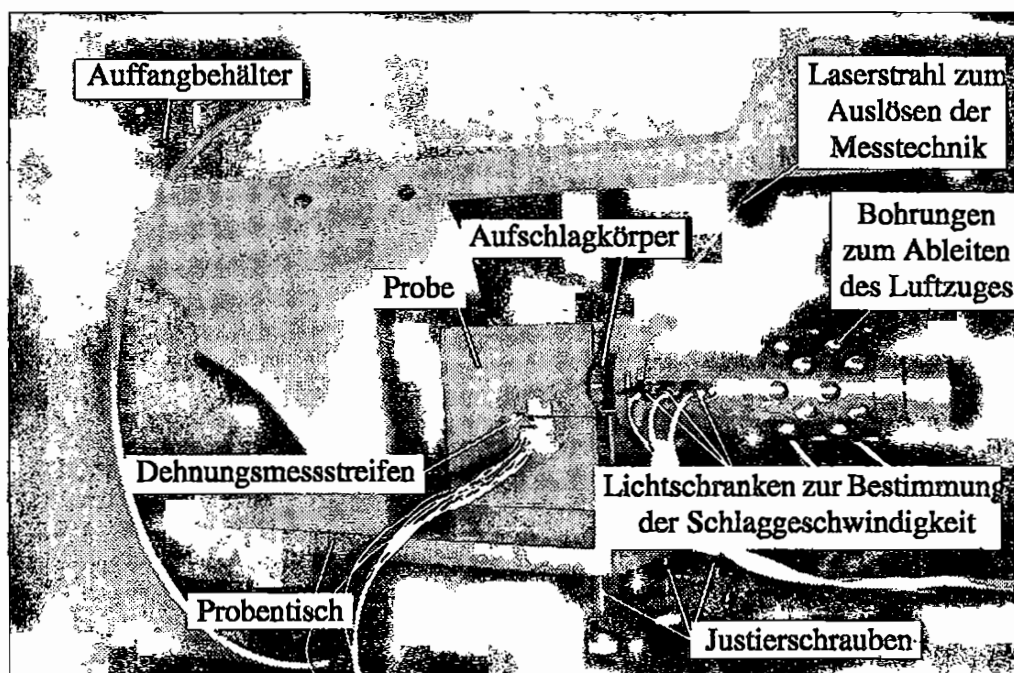


Abb. 64: Mündungsbereich des Beschleunigungsrohres mit Probentisch und Auffangbehälter

Justage des Probentisches wird ein Laserstrahl benutzt. Dieser wird von einem Justierlaser erzeugt, der sich am Beschleunigungsrohr in der Nähe des Kugelhahns befindet. Der Justierlaserstrahl ist exakt in Richtung des Beschleunigungsrohres ausgerichtet. Auf die seitliche Aufschlagfläche der Probe wird eine reflektierende Glasplatte geklebt, die den Justierlaserstrahl reflektiert. Der Probentisch mit der Probe wird nun so ausgerichtet, dass der Justierlaserstrahl in sich selbst zurückreflektiert wird. Die Wirksamkeit dieser Vorrichtung für die korrekte Justage der Proben wurde in Vorversuchen mit Hilfe der Hochgeschwindigkeitsfotografie untersucht. Einer dieser Vorversuche ist in Anhang C dargestellt. Der Mündungsbereich des Beschleunigungsrohres mit einer Probe, dem Probentisch und dem vorderen Teil des Auffangbehälters ist in Abb. 64 gegeben.

Zur Erfassung der Signale der Dehnungsmessstreifen DMS 1 bis DMS 4 werden dynamische 1 MHz-Vorverstärker in Verbindung mit einem zweiten Digitalspeicheroszilloskop der Firma Gould, Typ DSO 630, benutzt. Um die beiden benutzten Digitalspeicheroszilloskope und die Cranz-Schardin-Hochgeschwindigkeitskamera (siehe Kap. 5.2) zeitgenau auszulösen, wird ein weiterer Laserstrahl benutzt (siehe Abb. 64). Er passiert die Aufschlagfläche an der Probe im kleinstmöglichen Abstand. Um die optische Anordnung der Cranz-Schardin-Hochgeschwindigkeitskamera nicht zu stören, fällt er schräg von oben ein und trifft auf einen tiefer positionierten Detektor. Beim Auftreffen des Aufschlagkörpers auf die Probe unterbricht dieser den Laserstrahl, wodurch der Messvorgang vom Detektor ausgelöst wird. Da während

des LECEI-Experimentes kurz vor dem Aufschlag auf die Probe ein starker Luftzug im Bereich der Probe auftritt, kann dieser Laserstrahl leicht abgelenkt werden und damit eine verfrühte Auslösung des Messvorgangs erfolgen. Um dies zu unterbinden, durchläuft der Laserstrahl eine Sammellinse, die sich zwischen dem Probenbereich und dem Detektor befindet. Diese lenkt den Laserstrahl im Falle einer Ablenkung des Strahls im Bereich der Probe in den Detektor zurück und sorgt so dafür, dass die Messtechnik erst dann ausgelöst wird, wenn der Aufschlagkörper tatsächlich durch den Laserstrahl unterbricht.

Nach dem Aufschlag müssen sowohl die Probe als auch der Aufschlagkörper in einer geeigneten Vorrichtung aufgefangen und abgebremst werden. Dazu wird ein zylindrischer Auffangbehälter von etwa 500 mm Durchmesser benutzt, der horizontal liegend auf Rollen bis nah an die Probe herangeschoben werden kann (siehe Abb. 64). Oberhalb des Probenbereiches ist er verlängert, um eventuell sich nach oben bewegend Teile ebenfalls abzubremsen. Er ist in seinem hinteren Bereich mit Holzscheiten gefüllt und im vorderen Bereich mit Textilien. Diese wurden gewählt, da sie einerseits einen großen Teil der kinetischen Energie absorbieren können und sich andererseits die Teile darin verfangen, so dass sie nicht abprallen. Bei sehr hohen Aufschlaggeschwindigkeiten wurde der Auffangbehälter zusätzlich mit Holzstiften an der Auflage befestigt, da diese beim Abscheren viel Energie dissipieren. Nach dem Auffangen der Teile kann sich der Auffangbehälter auf den Rollen nach hinten bewegen, wobei weitere Energie aufgrund der bewusst hohen Reibung der Rollen in Verbindung mit der hohen Masse des Auffangbehälters dissipiert wird. Kommt der Auffangbehälter nicht bereits durch diese Energiedissipation zum Stillstand, wird er spätestens durch einen hinter dem Auffangbehälter angebrachten Gummireifen abgestoppt.

Schließlich wurden zur Sicherheit der an dem Experiment beteiligten Personen zwei Schutzwände konstruiert, hinter denen sich die Personen während des Aufschlags aufhalten.

5.2 Hochgeschwindigkeitsfotografie

Zur Erfassung der dynamischen Risspitzenbelastung wurden neben der Aufzeichnung der Dehnungsmessstreifensignale auch fotografische Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit Hilfe einer Cranz-Schardin-Hochgeschwindigkeitskamera gemacht. Die Cranz-Schardin-Hochgeschwindigkeitskamera kann sowohl in Transmissionsanordnung als auch in Reflexionsanordnung betrieben werden. Das Prinzip der Kamera ist in Abb. 65 schematisch dargestellt. Sie besteht im Prinzip aus 24 Einzelkamarasystemen mit 24 Objektiven und 24 Funken zur Beleuchtung der Probe, von denen in Abb. 65 der Übersichtlichkeit halber je-

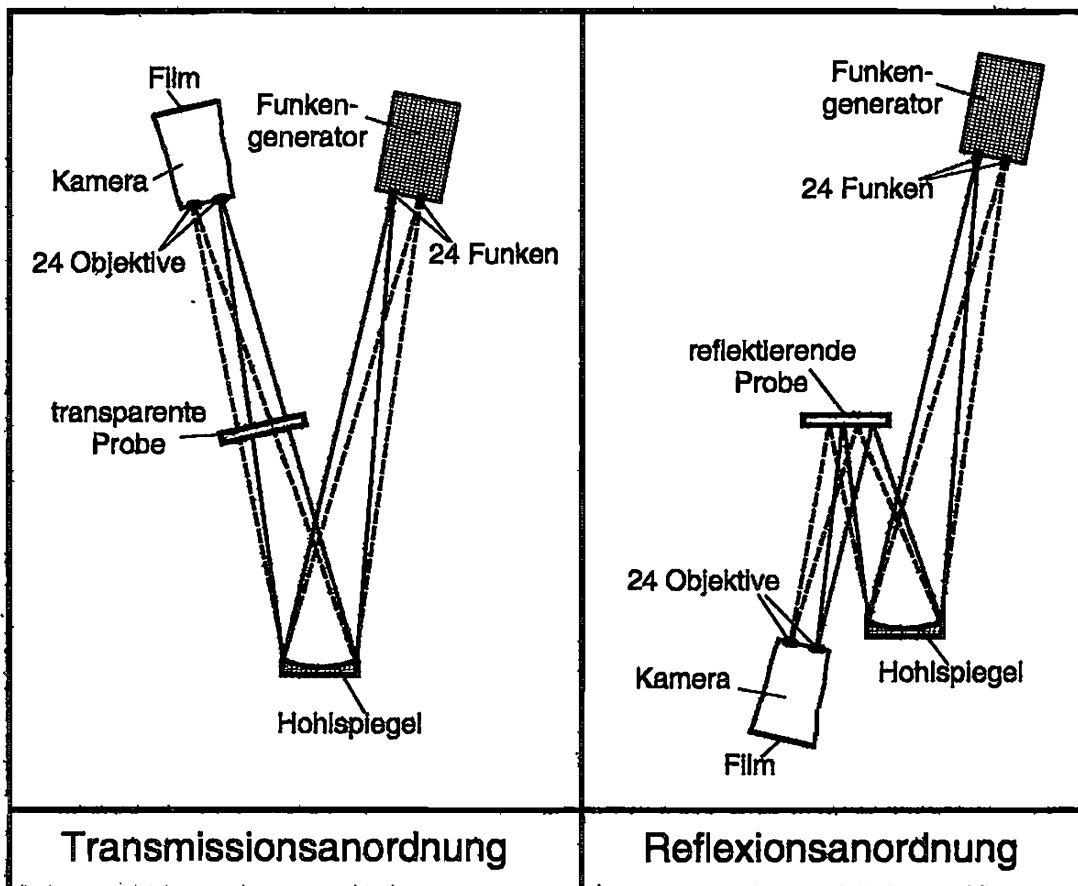


Abb. 65: Cranz-Schardin-Hochgeschwindigkeitskamera

weils nur zwei abgebildet sind. Die Einzelsysteme haben individuelle optische Achsen, sind jedoch alle auf die Probe ausgerichtet. Die 24 Funken werden in einem speziellen Funken-generator in definierten Zeitabständen erzeugt. Das zunächst divergente Licht jedes Funkens trifft auf einen Hohlspiegel mit einer Brennweite von $f = 2,5\text{ m}$. Das danach konvergente Lichtbündel wird von der Probe transmittiert bzw. reflektiert und fällt schließlich in jeweils genau eines der Objektive. Dazu muss die durch die Abbildungsgleichung des Hohlspiegels gegebene Nebenbedingung eingehalten werden, dass der Abstand g zwischen dem Ursprungsort der Funken und dem Hohlspiegel und der Abstand b zwischen dem Hohlspiegel und den Objektiven jeweils genau die doppelte Brennweite, d.h. 5 m , beträgt. Da dies bei dem real im Labor zur Verfügung stehenden Platz nicht gemäß Abb. 65 umzusetzen war, mussten zusätzlich zwei Planspiegel zur Umlenkung der Strahlengänge verwendet werden. Sowohl beim Hohlspiegel als auch bei den Planspiegeln handelt es sich um Oberflächenspiegel der Firma Halle, Berlin, die mit einer Genauigkeit von 2λ optisch geschliffen und poliert sind.

Die 24 Einzelkamarasysteme erzeugen zu 24 unterschiedlichen Zeiten Abbildungen an räumlich getrennten Stellen auf dem in der Kamera befindlichen Film. Im Prinzip wird so

mit Hilfe einer Cranz-Schardin-Hochgeschwindigkeitskamera eine zeitliche Auflösung in eine räumliche Auflösung umgewandelt. Der Vorteil dieses Prinzips besteht darin, dass es keine beweglichen Teile wie etwa einen schnell transportierten Film gibt, der aufgrund seiner Trägheit die Zeitauflösung prinzipiell begrenzen würde. Mit der verwendeten Kamera lassen sich Zeitauflösungen Δt von bis zu $0,5 \mu\text{s}$ erzielen. Zur Erzeugung der Funken werden mit Hilfe einer elektrischen Kondensatorentladung unter einer Spannung von etwa 10 kV räumlich begrenzte Lichtbögen an der Luft hervorgerufen. Damit die Funken für die geforderte hohe Zeitauflösung ausreichend kurz und hell sind, wird die Luft im Bereich der Entladung mit einem leicht radioaktiven Isotop vorionisiert. Die zeitliche Abfolge der einzelnen Funken sowie eine beliebige Vorverzögerung kann über eine elektronische Kontrolleinheit vorprogrammiert und so auf die zu untersuchenden hochdynamischen Vorgänge abgestimmt werden. Dabei besteht die Möglichkeit, die 24 Funken in Gruppen mit unterschiedlichen Zeitauflösungen zu unterteilen, so dass unterschiedliche Zeitbereiche mit jeweils angepasster Genauigkeit erfasst werden können. Die Funkensequenz wird mit Hilfe desselben Laserstrahls ausgelöst, der auch die Digitalspeicheroszilloskope zur Aufnahme der Dehnungsmessstreifensignale auslöst. Die Kamera mit den 24 Objektiven sowie der Funkengenerator ist in Abb. 66 gezeigt.

Die Cranz-Schardin-Hochgeschwindigkeitskamera kann durch die Positionierung des fotografischen Films in der Kamera beliebige Ebenen im Strahlengang scharf abbilden. Somit eignet sie sich sowohl zum direkten scharfen Abbilden der Probe während des Experiments als auch zur Aufnahme von dynamischen schattenoptischen Kaustiken. Die Kamera kann

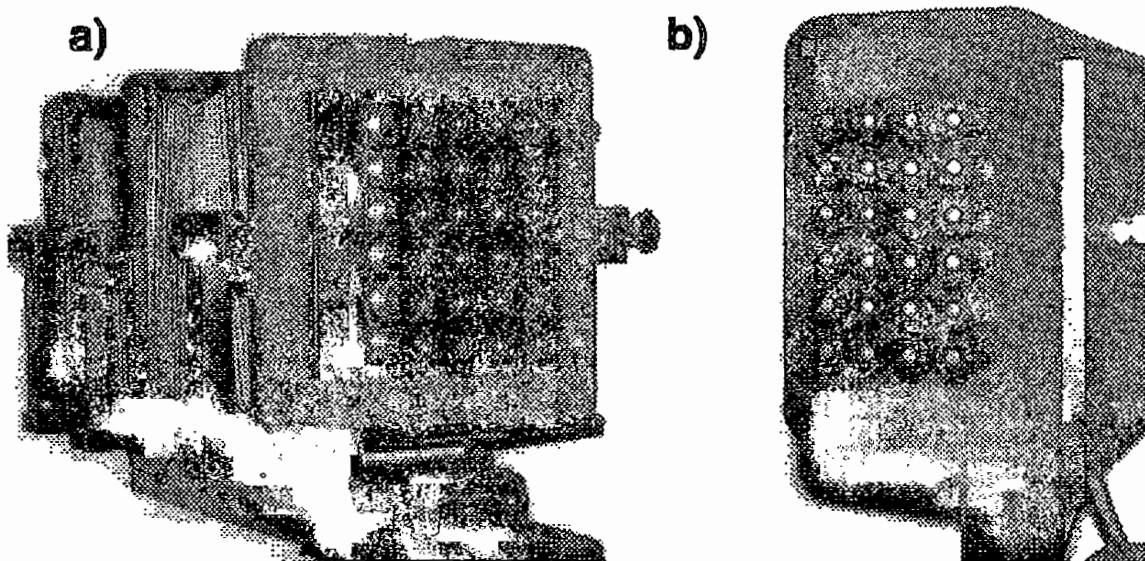


Abb. 66: Einzelkomponenten der Cranz-Schardin-Hochgeschwindigkeitskamera:
a) Kamera mit 24 Objektiven, b) Funkengenerator

auch bifokal betrieben werden, d.h. zwei unterschiedliche Ebenen im Strahlengang auf zwei unterschiedliche Filme scharf abbilden. Dazu wird in die Kamera ein halbdurchlässiger Spiegel eingesetzt, der das Licht je zur Hälfte reflektiert und transmittiert. Er ist um einen Winkel von etwa 45° zum Lichteinfall gedreht, so dass ein Film vom reflektierten Teil des Lichtes und gleichzeitig ein weiterer Film vom transmittierten Teil des Lichtes belichtet wird. Die Positionierung der Filme bestimmt jeweils die Ebene, die scharf abgebildet wird. Bei den durchgeführten Untersuchungen wurden gleichzeitig direkte Aufnahmen der Probe sowie Aufnahmen von schattenoptischen Kaustiken gemacht.

Wegen des starken Luftzuges im Bereich der Probe und der Wellenausbreitungsprozesse in der Probe waren die Aufnahmen der Cranz-Schardin-Hochgeschwindigkeitskamera während eines LBCEI-Experimentes insbesondere bei hohen Schlaggeschwindigkeiten optisch stark gestört. Aus diesem Grunde wird die Hochgeschwindigkeitsfotografie im Rahmen dieser Arbeit nicht oder nur vereinzelt (siehe Kap. 4.2.2.5) zur quantitativen Messwerterfassung, sondern zur Absicherung der mit Hilfe der Dehnungsmessstreifen ermittelten Ergebnisse verwendet.

5.3 Spezifikationen der Proben und der Aufschlagkörper

Die Auslegung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben erfolgte im Wesentlichen nach dem Kriterium der Wellenlaufzeiten, welches in Kap. 2.2.1 eingeführt wurde. Die Probenform ist in Abb. 67 gezeigt. Alle Proben haben grundsätzlich eine Größe in der Proben-

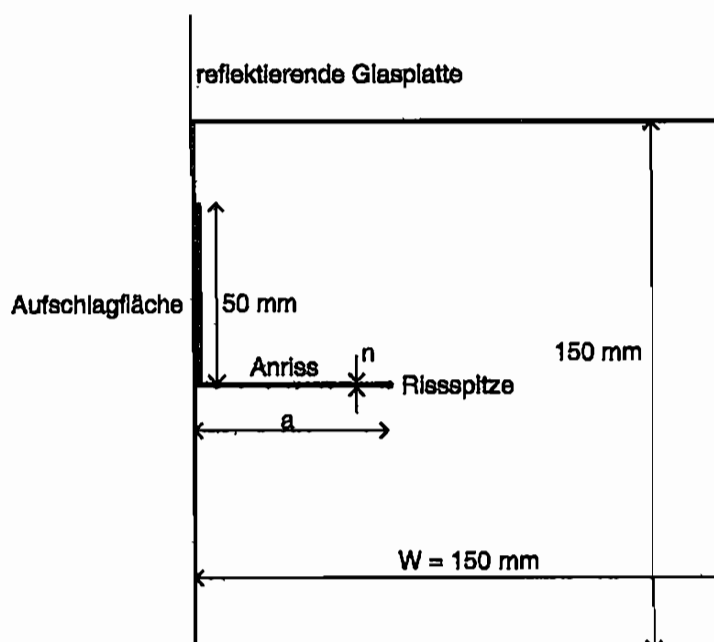


Abb. 67: Verwendete Probengeometrie

ebene von $150 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$. Andere Parameter wie die Probendicke d , die Anrisslänge a , der Rissuferabstand n oder die Rissspitzengeometrie wurden jeweils nach speziellen Gesichtspunkten angepasst. Bei den Stahl- und Aluminiumproben entspricht die Richtung der Anrisse jeweils der Walzrichtung des angelieferten Blechs. Somit wurden diese Proben gemäß der ASTM-Norm E 399 [15] in TL-Lage dem Ausgangsmaterial entnommen (siehe auch Anhang E, Abb. 136).

Bei den Polycarbonatproben wurden die Anrisse jeweils parallel zu einer willkürlich auf dem angelieferten Plattenmaterial festgelegten Richtung, bezeichnet mit „Richtung 1“, eingebracht, da die Extrudierichtung nicht bekannt war.

Proben aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 und aus der Aluminiumlegierung Al 7075:

Die Proben aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 sowie aus der Aluminiumlegierung Al 7075 wiesen eine Dicke von $d = 20 \text{ mm}$ und eine Anrisslänge von $a = 60 \text{ mm}$ auf. Lediglich zwei Proben aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 wurden mit einer Dicke von $d = 10 \text{ mm}$ hergestellt, um den Einfluss der Probendicke auf das Versagensverhalten zu überprüfen. Der Rissuferabstand betrug über den größten Teil des Anrisses in allen Proben $n = 1 \text{ mm}$. Die Rissspitzengeometrien für unterschiedliche Rissspitzenradien sind in Abb. 68 gegeben. Aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 wurden Proben mit Rissspitzenradien von sowohl $\rho = 125 \mu\text{m}$ als auch $\rho = 0,5 \text{ mm}$ hergestellt. Aus der Aluminiumlegierung wurden nur Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 125 \mu\text{m}$ gefertigt. Die Rissspitzenradien $\rho = 125 \mu\text{m}$ wurden mit Hilfe einer Drahtschleifmaschine realisiert, die in der Arbeitsgruppe für experimentelle Mechanik an der Ruhr-Universität Bochum konstruiert wurde [77]. Dabei läuft ein Draht von $250 \mu\text{m}$ Durchmesser über eine lange Zeit reibend durch den Kerbgrund und vertieft diesen durch allmählichen Materialabrieb. Zuvor durchläuft der Draht ein Reservoir mit einer Diamantpaste, wodurch Diamantpartikel vom Draht mitgeführt werden und die abreibende Wirkung verstärkt wird. Es wurden auf diese Weise Vertiefungen des Anrisses um bis zu 8 mm vorgenommen. Die so erzeugte Rissspitze weist eine sehr saubere Krüm-

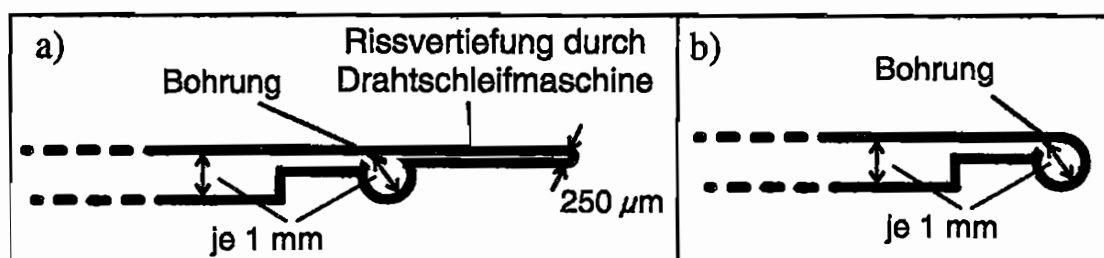


Abb. 68: Rissspitzengeometrie bei einem Rissspitzenradius von a) $\rho = 125 \mu\text{m}$ und b) $\rho = 0,5 \text{ mm}$ in Proben aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 (a und b) und der Aluminiumlegierung Al 7075 (nur a)

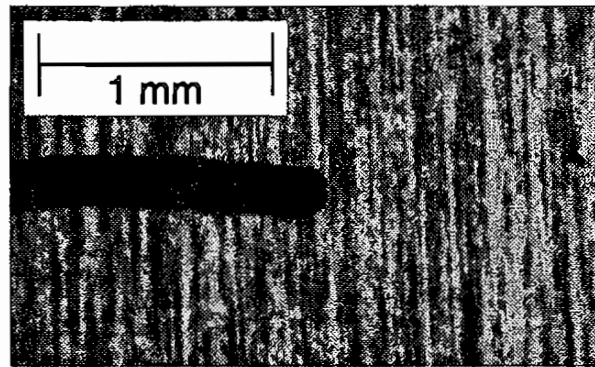


Abb. 69: Mit Hilfe der Drahtschleifmaschine erzeugter Anriss

mung mit einem konstanten Rissspitzenradius auf. Eine stark vergrößerte Aufnahme eines durch die Drahtschleifmaschine erzeugten Anrisses ist in Abb. 69 gegeben.

Aus den elastischen Materialkonstanten und der Dichte des Vergütungsstahls 42 CrMo 4 [68] und der Aluminiumlegierung Al 7075 [69] ergeben sich als schnellste Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten die der Longitudinalwelle für den ebenen Spannungszustand zu $c_L^{\text{ESZ}} = 5854 \text{ m/s}$ (42 CrMo 4) bzw. $c_L^{\text{ESZ}} = 6230 \text{ m/s}$ (Al 7075). Zur Bestimmung des Zeitbereiches, in dem die dynamische Rissspitzenbelastung von reflektierten Wellen unbeeinflusst bleibt, ist die Ligamentlänge maßgeblich, da sich die longitudinale Druckwelle in Ligamentrichtung ausbreitet, am rechten Probenrand reflektiert wird und zur Rissspitze zurückläuft (siehe auch Kap. 4.4.2.2). Bei einer Probenlänge von $W = 150 \text{ mm}$ und einer Anrisslänge von $a = 60 \text{ mm}$ ergibt sich aus der Geometrie der Probe für den Vergütungsstahl 42 CrMo 4 ein Zeitfenster von $2 \cdot (W - a) / c_L^{\text{ESZ}} = 30,7 \mu\text{s}$ sowie für die Aluminiumlegierung Al 7075 von $2 \cdot (W - a) / c_L^{\text{ESZ}} = 28,9 \mu\text{s}$ von Beginn der Rissspitzenbelastung bis zur Ankunft der reflektierten Welle an der Rissspitze.

Das Probenmaterial für die Stahlproben wurde von der Universal Stahl und Eisen GmbH, Neuss, in Form einer 25 mm dicken Platte erworben, das für die Aluminiumproben wurde von der Alusuisse Technology & Management AG, Neuhausen am Rheinfl, Schweiz, in Form von 20 mm dicken Platten zur Verfügung gestellt.

Verspiegelung der Probenoberflächen zur Beobachtung in Reflexion:

Um fotografische Aufnahmen der Proben bzw. der schattenoptischen Kaustiken mit Hilfe der Cranz-Schardin-Hochgeschwindigkeitskamera in Reflexion machen zu können, müssen die der Kamera zugewandten Oberflächen der Stahl- und Aluminiumproben optisch eben und spiegelnd sein. Bei den Stahlproben wurde dies durch eine spezielle Verspiegelungstechnik erreicht, bei der eine zuvor gesäuberte und mit einem Trennwachs versehene Glasplatte im Vakuum mit Aluminium bedampft wird. Anschließend wird die Glasplatte mit der

bedampften Seite auf die zuvor gesäuberte Oberfläche der Probe mit einem Epoxidharzklebstoff aufgeklebt. Nach Aushärten des Klebstoffs wird die Glasplatte von der Probe entfernt und die Aluminiumschicht verbleibt auf der Probenoberfläche, da ihre Bindung an die Glasplatte durch die Trennwachsschicht gezielt geschwächt war. Der Vorteil dieser Verspiegelungstechnik besteht darin, dass Unebenheiten auf der Probenoberfläche (die dennoch nicht zu groß sein sollten) durch die dünne Epoxidharzschicht ausgeglichen werden und die letztlich spiegelnde Schicht die sehr gute optische Oberflächenqualität der Glasplatte aufweist. Die Oberflächen der Aluminiumproben hingegen ließen sich ohne diese Technik verspiegeln, indem sie zunächst auf einer großen Tellerschleifmaschine auf eine hohe Ebenheit geschliffen und anschließend auf eine hohe optische Qualität poliert wurden.

Proben aus dem Kunststoff Polycarbonat:

Die Proben aus Polycarbonat hatten eine Dicke von $d = 12$ mm und eine Anrisslänge von $a = 45$ mm oder $a = 60$ mm. Für Experimente mit niedriger Belastungsgeschwindigkeit betrug der Rissuferabstand über den größten Teil des Anrisses $n = 1$ mm. Bei hoher Schlaggeschwindigkeit besteht durch das Vorhandensein der longitudinalen Druckwelle oberhalb des Anrisses in Verbindung mit dem Poisson-Effekt die Möglichkeit, dass sich der Anriss schließt und die beiden Rissufer aufeinander reiben. Um dies zu vermeiden, wurde in diesen Fällen ein größerer Rissuferabstand von $n = 3$ mm gewählt. Die Rissspitzengeometrien für die unterschiedlichen Rissuferabstände sind in Abb. 70 gegeben. Es wurden Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 0,5$ mm sowie mit einer durch eine Rasierklinge verschärften Rissspitze untersucht. Bei letzteren wird eine Rasierklinge 1 mm tief in den Kerbgrund hineingedrückt. Dies führt zu Risschärfen, die bei quasistatischen Belastungen nahezu gleiche Bruchzähigkeitswerte liefern wie Ermüdungsanrisse [78]. Bei Proben mit einem Rissuferabstand von $n = 3$ mm wird die Kerbe, die durch die Verjüngung des Anrisses zur Rissspitze hin entsteht, durch die zusätzliche Einbringung einer Bohrung eliminiert (siehe

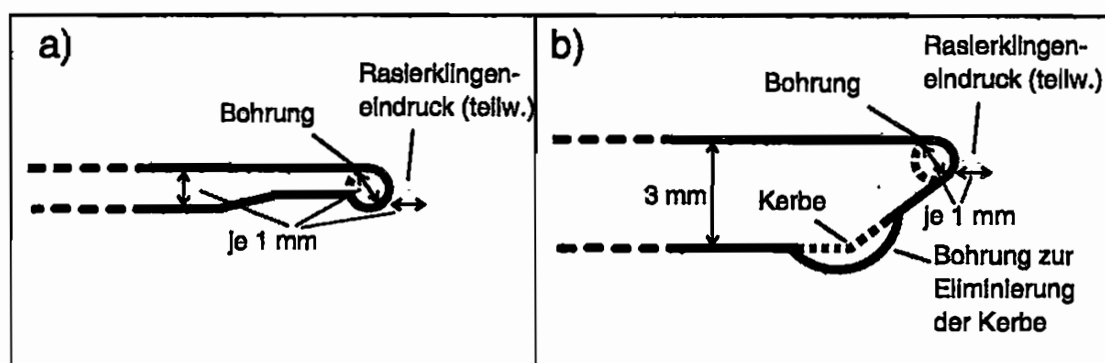


Abb. 70: Rissspitzengeometrie bei einem Rissuferabstand von a) 1 mm und b) 3 mm in Proben aus Polycarbonat

Abb. 70), da sonst Versagen an dieser Kerbe auftreten kann.

Aus den elastischen Materialkonstanten und der Dichte von Polycarbonat [79] ergibt sich als schnellste Wellenausbreitungsgeschwindigkeit wiederum die der Longitudinalwelle für den ebenen Spannungszustand zu $c_L^{ESZ} = 2050$ m/s. Bei einer Probenlänge von $W = 150$ mm und einer Anrisslänge von $a = 45$ mm ergibt sich aus der Geometrie der Probe ein Zeitfenster von $102,4 \mu\text{s}$, bei $a = 60$ mm von $87,8 \mu\text{s}$ von Beginn der Rissspitzenbelastung bis zur Ankunft der reflektierten Welle an der Rissspitze.

Das Probenmaterial für die Polycarbonatproben wurde von der Röhm GmbH, Darmstadt, in Form von 12 mm dicken Platten zur Verfügung gestellt.

Aufschlagkörper:

Für die Experimente an den Stahlproben wurden Aufschlagkörper aus vergütetem C60-Stahl verwendet, für die Experimente an den Polycarbonat- und Aluminiumproben wurden Aufschlagkörper aus Aluminium verwendet. Für die Polycarbonatproben werden keine Aufschlagkörper aus Polycarbonat verwendet, da zu befürchten ist, dass während des Beschleunigungsvorgangs ein Materialabrieb von der Oberfläche des Polycarbonataufschlagkörpers im Beschleunigungsrohr erfolgen würde und die damit verbundenen Rückstände nicht mehr aus dem Beschleunigungsrohr entfernt werden können. Alle Aufschlagkörper weisen eine zylindrische Form mit einem Durchmesser von 50 mm mit etwa 0,2 mm Untermaß auf. Sie sind jeweils mindestens 110 mm lang. Die Weglänge, die eine Welle von der Aufschlagfläche zum hinteren Ende des Aufschlagkörpers, wieder zurück zur Aufschlagfläche und von dort zur Rissspitze zurücklegt, ist somit größer als die Weglänge von der Aufschlagfläche zum rechten Probenrand und wieder zurück zur Rissspitze. Daher ergibt sich für die Experimente an den Stahl- und Aluminiumproben keine Verkleinerung des oben ermittelten zulässigen Zeitfensters, innerhalb dessen die Rissspitzenbelastung von reflektierten Wellen unbeeinflusst bleibt. Lediglich bei den Experimenten an den Proben aus Polycarbonat ist die schnellere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen im Aluminium-Aufschlagkörper zu berücksichtigen. Diese ist etwa um den Faktor drei größer als in der Polycarbonat-Probe. Es ergibt sich eine Reduktion des zulässigen Zeitfensters auf $57,3 \mu\text{s}$ für $a = 45$ mm und auf $64,6 \mu\text{s}$ für $a = 60$ mm.

Die Aufschlagkörper weisen nach jedem Experiment eine Deformation am Aufschlagbereich auf. Um sie mehrmals benutzen zu können, müssen sie jeweils neu überarbeitet werden.

6 Charakterisierung der untersuchten Werkstoffe

6.1 Vorbemerkung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden der Vergütungsstahl 42 CrMo 4, die Aluminiumlegierung Al 7075 und der Kunststoff Polycarbonat untersucht. In diesem Kapitel werden diese Werkstoffe in Hinblick auf ihre mechanisch-technologischen Eigenschaften charakterisiert. Bei den untersuchten Werkstoffen handelt es sich um exemplarisch ausgewählte Strukturwerkstoffe mit einem breiten Anwendungsfeld. Zunächst wird eine kurze Beschreibung der chemischen Zusammensetzung und der Anwendungsfelder der Werkstoffe gegeben. Dann werden die mechanischen Eigenschaften unter quasistatischen Bedingungen durch uniaxiale Zugversuche sowie unter dynamischen Bedingungen durch instrumentierte Kerbschlagbiegeversuche ermittelt. Schließlich werden Bruchzähigkeitswerte der Werkstoffe angegeben.

6.2 Prüfmethoden

6.2.1 Uniaxialer Zugversuch

Es wurden uniaxiale Zugversuche an Rundzugproben durchgeführt. Eine genauere Beschreibung der Proben und des Versuchsaufbaus ist in Anhang D gegeben. Anhand der uniaxialen Zugversuche wird eine generelle Klassifizierung der Werkstoffe als spröde oder duktil vorgenommen. Desweiteren wird die Fließspannung σ_F , hier als die 0,2%-Dehngrenze, und die Zugfestigkeit σ_m des Werkstoffs ermittelt. Die Dehnung wurde jeweils in der Anfangsphase des Versuches mit Hilfe eines direkt an der Probe befindlichen Dehnungsaufnehmers mit hoher Genauigkeit sowie während des gesamten Versuches anhand des Maschinenweges mit geringer Genauigkeit gemessen. Eine Auftragung gegen die aus dem Maschinenweg ermittelten Dehnungswerte, die aufgrund der endlichen Steifigkeit der Maschine zu hoch liegen, hat einen eher qualitativen Charakter. Aus ihr kann jedoch der weitere Verlauf der exakten Dehnung qualitativ extrapoliert werden. Abb. 71 a) zeigt eine schematische Spannungs-Dehnungskurve.

Um eine eventuelle Anisotropie der Werkstoffe zu überprüfen, wurden bei gewalztem Ausgangsmaterial Zugproben parallel („LT“) und senkrecht („TL“) zur Walzrichtung untersucht. Im Falle des Kunststoffes Polycarbonat, bei dem die Extrudierichtung des Ausgangsmaterials nicht bekannt war, wurden zwei senkrecht zueinander orientierte Rich-

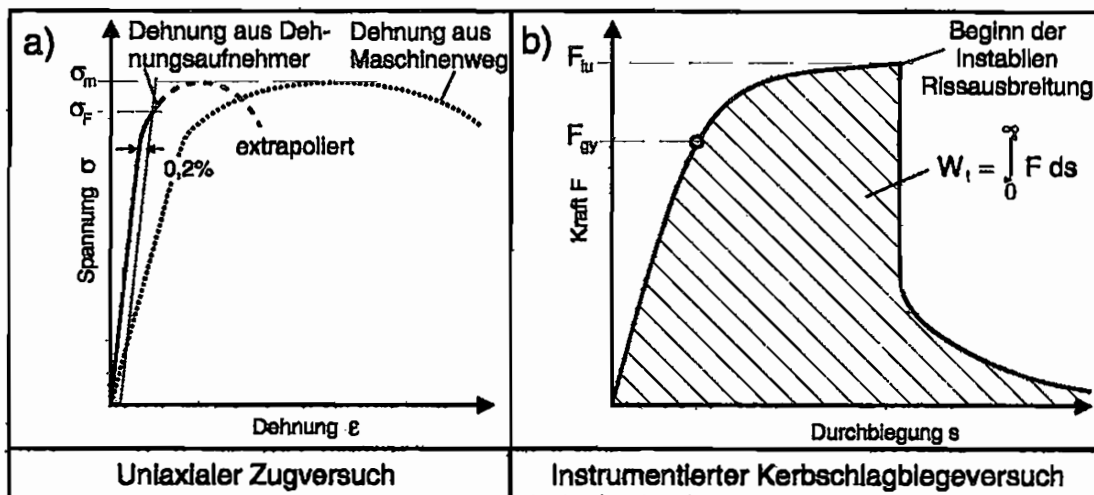


Abb. 71: Kennwertermittlung a) im uniaxialen Zugversuch und b) im instrumentierten Kerbschlagbiegeversuch (schematisch)

tungen festgelegt, bezeichnet mit „1“ und „2“, und es wurden Zugproben in beiden Richtungen der angelieferten Platte entnommen.

6.2.2 Instrumentierter Kerbschlagbiegeversuch

Es wurden instrumentierte Kerbschlagbiegeversuche an Standard-Charpy-Proben mit V-Kerb, die der ASTM-Norm E 23 (Charpy Simple-Beam Impact Test Specimen, Type A) [80] bzw. der DIN-Norm DIN EN 10045-1 [81] entsprechen, bei Schlaggeschwindigkeiten zwischen 1 m/s und 5,5 m/s durchgeführt. Auch dabei wird das Werkstoffverhalten als spröde oder duktil klassifiziert, in diesem Fall unter dynamischen Bedingungen. Die instrumentierte Schlagfinne ermöglicht eine Messung der Kraft während des Schlagvorgangs, so dass Kraft-Durchbiegungskurven ermittelt werden können. Die totale Kerbschlagarbeit W_t und die Kraft bei Initiierung der instabilen Rissausbreitung F_{lu} werden daraus gemäß Abb. 71 b) bestimmt. Häufig wird aus dem Kurvenverlauf zusätzlich die Kraft bei Einsetzen der Vollplastifizierung des Ligaments, F_{gy} , bestimmt. Da im Rahmen dieser Untersuchungen diese Kraft jedoch tendenziell die gleiche Information wie die einfacher und zuverlässiger zu ermittelnde Kraft F_{lu} liefert, wird hier auf die Bestimmung von F_{gy} verzichtet. Eine genauere Beschreibung der Kerbschlagbiegeversuche befindet sich in Anhang E. Die Proben wurden wiederum in zwei unterschiedlichen Orientierungen dem Plattenmaterial entnommen: Bei gewalztem Ausgangsmaterial einerseits in TL-Lage, bei der der Kerb in Walzrichtung weist, andererseits in LT-Lage, bei der der Kerb senkrecht zur Walzrichtung ausgerichtet ist (siehe Anhang E, Abb. 136). Die Polycarbonatproben wurden ebenfalls in zwei unterschiedlichen zueinander senkrechten Orientierungen dem Plattenmaterial entnommen, wiederum bezeichnet mit „1“ bzw. „2“.

6.3 Vergütungsstahl 42 CrMo 4

6.3.1 Prinzipielle Eigenschaften

Bei dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 handelt es sich um einen Chrom-Molybdän-Stahl für hohe Festigkeits- und Zähigkeitsanforderungen bei mittleren und großen Vergütungsquerschnitten [82]. Seine chemische Zusammensetzung in Gewichtsprozent ist in Tabelle 6 gegeben.

C	Si	Mn	Cr	Mo
0,41	0,3	0,7	1,1	0,2

Tabelle 6: Chemische Zusammensetzung des Vergütungsstahls 42 CrMo 4 in Gew-%, Rest Fe [82]

Ein Schwerpunkt seines Anwendungsgebietes liegt im Bereich des Fahrzeug- und Motorenbaus. So wird er etwa für Getriebe- und Kurbelwellen verwendet. Seine mechanischen Eigenschaften werden durch eine Wärmebehandlung stark beeinflusst. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben aus 42 CrMo 4 für die hochdynamischen LECEI-Experimente wurden einer solchen Wärmebehandlung unterzogen. Aufgrund der Größe der Proben konnte diese nicht vor Ort durchgeführt werden, sondern wurde als Fremdarbeit bei der Härterei Reese, Bochum, in Auftrag gegeben. Es wurde folgende Wärmebehandlung des Werkstoffs durchgeführt: 1. Härten bei 860 °C unter Schutzgasatmosphäre (2 Stunden), 2. Abschrecken in Öl, 3. Anlassen bei 160 °C (3 Stunden). Aufgrund der sehr niedrigen Anlasstemperatur ist ein extrem hochfester und spröder Zustand des Werkstoffs nach der Wärmebehandlung zu erwarten. Damit sollte eine möglichst große Neigung des Werkstoffs zur Rissausbreitung eingestellt werden. Die Wärmebehandlung führte auf eine Vickers-Härte von typisch etwa 660 HV₃₀.

Um die Auswirkung der Wärmebehandlung auf die Werkstoffkennwerte zu erfassen, wurden nicht nur Proben nach obiger Wärmebehandlung untersucht, sondern auch im Anlieferungszustand (Vickers-Härte: ca. 210 HV₃₀) sowie (für die uniaxialen Zugversuche) nach einer weiteren Wärmebehandlung, nämlich 1. Härten bei 860 °C unter Schutzgasatmosphäre (2 Stunden), 2. Abschrecken in Öl, 3. Anlassen bei 300 °C (3 Stunden) (Vickers-Härte: ca. 580 HV₃₀).

6.3.2 Uniaxiale Zugversuche

Typische aufgenommene Spannungs-Dehnungs-Kurven aus dem uniaxialen Zugversuch

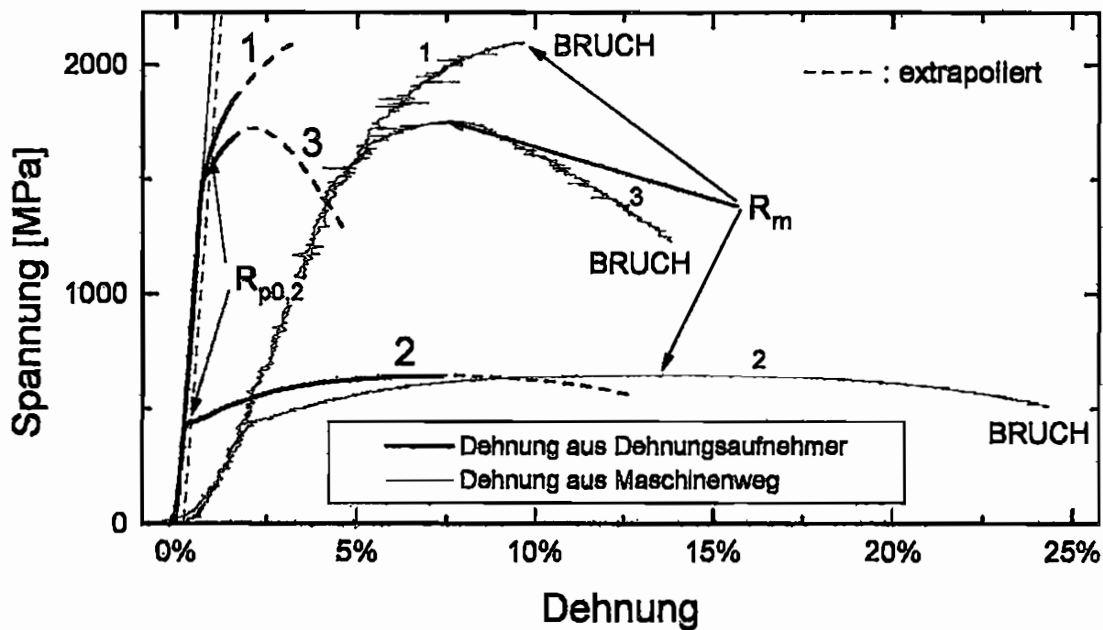


Abb. 72: Typische Spannungs-Dehnungskurven im uniaxialen Zugversuch am Vergütungsstahl 42 CrMo 4 nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C (1), im Anlieferungszustand (2) und nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 300 °C (3)

sind in Abb. 72 für den Werkstoff nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C (1), im Anlieferungszustand (2) sowie nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 300 °C (3) gemeinsam in einem Diagramm dargestellt. Weitere Spannungs-Dehnungskurven befinden sich in Anhang D. Die ermittelten Werkstoffkennwerte sind in Tabelle 7 für beiderlei Probenorientierungen eingetragen (siehe unten).

Für den Werkstoff nach der Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C ergibt sich ein sehr sprödes Verhalten mit einer hohen Fließspannung und Zugfestigkeit und mit einer nur geringen Bruchdehnung. Im Anlieferungszustand findet man dagegen ein extrem duktileres Verhalten mit deutlich niedrigeren Festigkeitswerten und einer sehr großen Bruchdehnung. Die Wärmebehandlung mit Anlassen bei 300 °C führt zu einem Zustand mit relativ hohen Festigkeitswerten, die Fließgrenze ist sogar beinahe ebenso hoch wie für den Werkstoff nach Anlassen bei 160 °C. Dennoch zeigt der Kurvenverlauf nach Einsetzen von plastischer Verformung ein eher duktileres Verhalten. Dieser Zustand scheint dem vergüteten Zustand nahe zu kommen, der sich durch gleichzeitig hohe Festigkeit und Zähigkeit auszeichnet.

Beim Vergleich zwischen LT- und TL-Proben kann eine nur sehr kleine Anisotropie des angelieferten Bleches festgestellt werden, welche sich zudem uneinheitlich bemerkbar macht. Im gehärteten Zustand nach Anlassen bei 160 °C zeigen Kurvenverlauf und Kennwerte eine tendenziell höhere Duktilität für die TL-Proben, im Anlieferungszustand ist es gerade umgekehrt und nach der Wärmebehandlung mit Anlassen bei 300 °C kann keine Anisotropie fest-

gestellt werden. Im Folgenden wird eine Anisotropie des Werkstoffs daher nicht betrachtet.

6.3.3 Kerbschlagbiegeversuche

Instrumentierte Kerbschlagbiegeversuche wurden an dem Werkstoff nach der Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C sowie im Anlieferungszustand durchgeführt. In Abb. 73 sind die entsprechenden charakteristischen Kraft-Durchbiegungsdiagramme dargestellt. Eine größere Auswahl von Kraft-Durchbiegungsdiagrammen ist in Anhang E gegeben. Die Mittelwerte der bestimmten Kennwerte für alle Schlaggeschwindigkeiten sind in Tabelle 7 zusammengefasst (siehe unten).

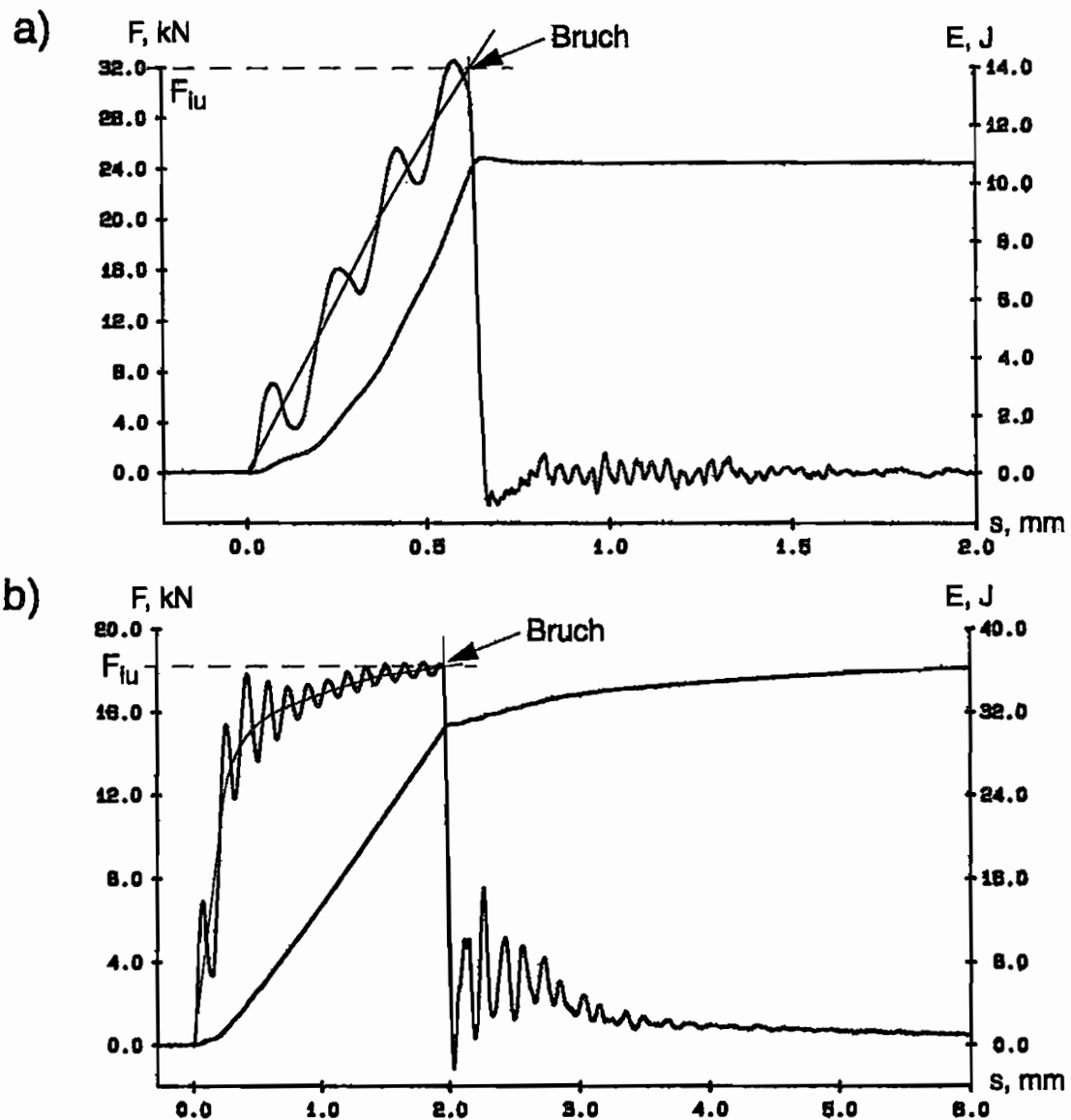


Abb. 73: Typische Kraft-Durchbiegungskurven von Kerbschlagbiegeversuchen am Vergütungsstahl 42 CrMo 4 (Schlaggeschwindigkeit: $v_0 = 3,5$ m/s, Probenlage: TL)
 a) nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C und
 b) im Anlieferungszustand

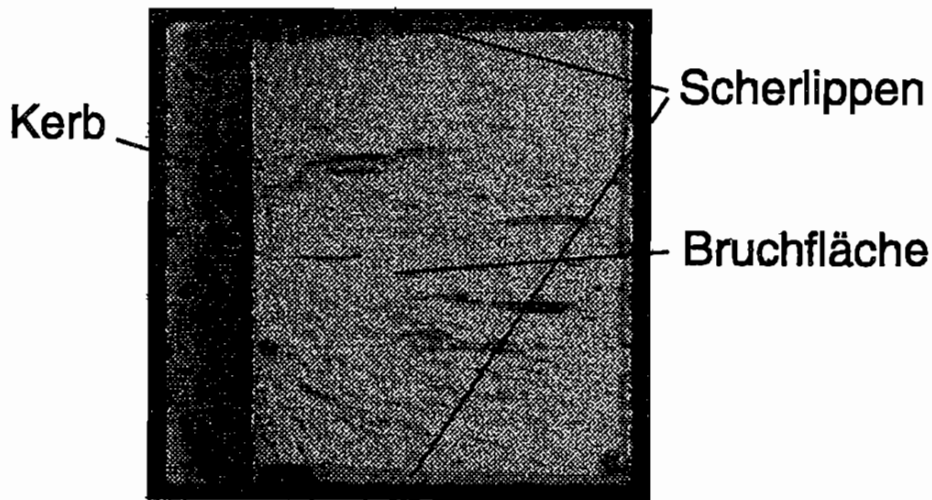


Abb. 74: Bruchfläche einer Charpy-Probe aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C nach dem Kerbschlagbiegeversuch

Der Werkstoff nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C zeigt sowohl anhand der Kraft-Durchbiegungskurven (Abb. 73 a) als auch anhand der Beschaffenheit der Bruchflächen (Abb. 74) ein sehr sprödes Verhalten. Die Kraft-Durchbiegungskurve ist abgesehen von den üblichen Oszillationen bis zum Bruch linear, der Bruch erfolgt bei einer geringen Durchbiegung bei einem relativ hohen Kraftwert. Die von der Probe aufgenommene totale Kerbschlagarbeit ist gleichzeitig vergleichsweise klein. Sowohl die Kennwerte als auch die Verläufe der Kraft-Durchbiegungskurve hängen nicht signifikant von der Schlaggeschwindigkeit oder von der Lage der Probe ab. Die Bruchfläche ist glatt, hat ein mattes Erscheinungsbild und es gibt charakteristische Scherlippen. In der Mitte der Bruchflächen sind Spuren einer Delamellierung zu erkennen.

Um festzustellen, ob es eine Temperatur gibt, bei der ein charakteristischer Anstieg der Kerbschlagarbeit von niedrigen Werten („Tiefelage“) zu hohen Werten („Hochlage“) vorliegt, wurden zusätzlich Kerbschlagbiegeversuche bei erhöhter Probentemperatur durchgeführt. Diese sind in Anhang E beschrieben. Ein ausgeprägter Unterschied der Daten zwischen Raumtemperatur und 300 °C wurde jedoch nicht gefunden.

Der Werkstoff im Anlieferungszustand zeigt ein duktiles Verhalten. Der Kraft-Durchbiegungsverlauf (Abb. 73 b) ist bis zum Bruch stark gekrümmt, was auf eine starke Plastifizierung der Probe vor Bruchinitiierung zurückzuführen ist. Der Bruch erfolgt bei einer großen Durchbiegung bei einer kleinen Kraft. Die von der Probe aufgenommene totale Kerbschlagarbeit ist relativ groß. Auffällig ist hier der deutlich höhere Wert für die Proben in LT-Lage gegenüber den Proben in TL-Lage, er steht jedoch in Übereinstimmung mit der bereits im uniaxialen Zugversuch gefundenen höheren Duktilität in LT-Lage. Eine Abhängigkeit der

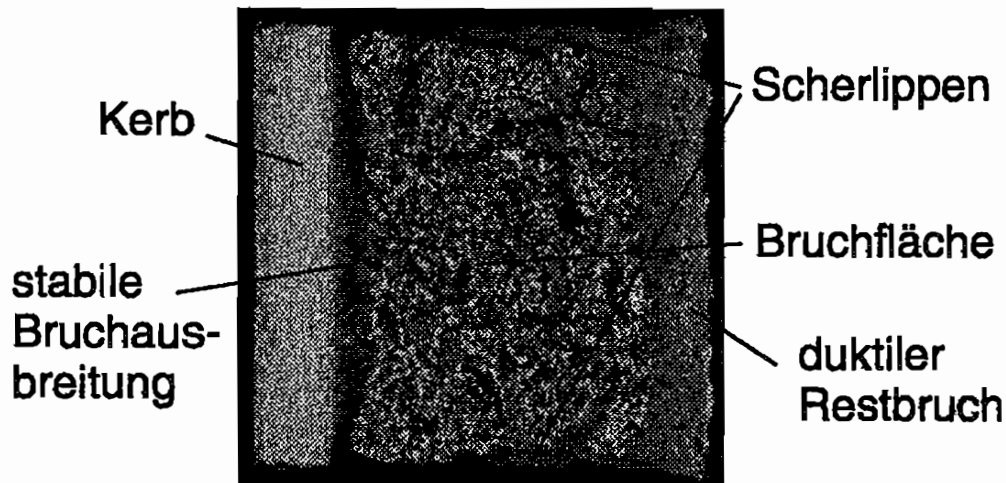


Abb. 75: Bruchfläche einer Charpy-Probe aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4. im Anlieferungszustand nach dem Kerbschlagbiegeversuch

Kennwerte von der Schlaggeschwindigkeit ist hingegen nicht zu finden. Die in Abb. 75 gezeigte typische Bruchfläche ist stark zerklüftet und weist deutliche Scherlippen auf. Außerdem gibt es direkt am Anriss und am gegenüberliegenden Rand der Bruchfläche matte Bereiche, die auf eine stabile Bruchausbreitung bzw. einen duktilen Restbruch hindeuten.

6.3.4 Bruchzähigkeit

Eine dynamische Bruchzähigkeit des Werkstoffs nach der Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C wurde durch Kerbschlagbiegeversuche an Proben in TL-Lage bestimmt. In Anlehnung an die Rissgeometrie bei den durchgeführten LECEI-Experimenten wird auch hier die Bruchzähigkeit nicht für einen Ermüdungsanriss, sondern für einen Riss mit endlichem Rissspitzenradius, $\rho = 125 \mu\text{m}$, bestimmt. Sie wird daher mit K_{Ia}^* bezeichnet. Der Riss wurde ausgehend von der Kerbe der Charpy Probe bis zur Mitte der Probe ($a/W \approx 0,5$) mit Hilfe der Drahtschleifmaschine (siehe Kap.5.3) eingebracht. Die Bruchzähigkeit wird aus der Kraft F_{iu} bei Initiierung der instabilen Rissausbreitung zu $K_{Ia}^* = 107,4 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ bestimmt. Bei Überprüfung der Gültigkeit der durchgeführten Versuche nach der ASTM-Norm E 399 stellt man fest, dass die Riss- bzw. Ligamentlänge der Standard-Charpy-Probe um etwa einen Faktor zwei zu klein war. Es macht sich jedoch im Kraft-Durchbiegungsdiagramm keinerlei Plastizität bemerkbar, es ist bis zum Bruch komplett linear (siehe Anhang E). Zwar ist die Belastungsrate im Kerbschlagbiegeversuch, etwa im Vergleich zu LECEI-Experimenten, relativ gering, dennoch ist davon auszugehen, dass sie bereits einen verkleinernden Einfluss auf den ermittelten Bruchzähigkeitswert sowie einen vergrößernden Einfluss auf die Fließspannung hat. Damit kann davon ausgegangen werden, dass der dynamisch ermittelte Bruchzähigkeitswert K_{Ia}^* sinnvoll bestimmt wurde und dass er unterhalb des statisch ermittelten

Bruchzähigkeitswertes K_{Ic}^* liegt.

6.3.5 Zusammenfassung

Die wesentlichen Eigenschaften und Kennwerte des Vergütungsstahls 42 CrMo 4 sind in Tabelle 7 zusammenfassend für die unterschiedlichen Wärmebehandlungen dargestellt.

Wärmebehandlung	Lage	Uniaxialer Zugversuch			Kerbschlagbiegevers.			Bruchzähigk. K_{Ic}^* , MPa \sqrt{m}
		Verhalten	σ_F , MPa	σ_m , MPa	Verhalten	W_t , J	F_{iu} , kN	
keine	TL	duktil	462	670	duktil	36,7	18,3	-
	LT	duktil	448	658	duktil	48,7	18,6	
860 °C, Abschr. in Öl, Anl. bei 160 °C	TL	spröd	1491	2179	spröd	9,6	29,8	≈107,4
	LT	spröd	1665	2120	spröd			-
860 °C, Abschr. in Öl, Anl. bei 300 °C	TL	duktil	1549	1767	-	-	-	-
	LT	duktil	1553	1753	-	-	-	

Tabelle 7: Mechanische Eigenschaften und Kennwerte des Vergütungsstahls 42 CrMo 4

Insgesamt ist festzuhalten, dass die Wärmebehandlung einen großen Einfluss auf den Werkstoff hat. Er erweist sich in dem Zustand nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C, der auch bei den Proben für die LECEI-Experimente vorlag, als sehr spröde und hochfest. Nach der Wärmebehandlung mit Anlassen bei 300 °C ergeben sich für die Festigkeitswerte ebenfalls sehr hohe Werte, das Verhalten ist dennoch etwas duktiler, im Anlieferungszustand erweist sich der Werkstoff als extrem duktil.

Bei der Durchführung der Wärmebehandlungen der großen LECEI-Proben in Fremdauftrag ergaben sich Schwankungen der erzielten Härte zwischen einzelnen Lieferungen. Der oben angegebene Wert der Vickers-Härte von 660 HV₃₀ stellt einen Mittelwert dar, von dem die Härte einer einzelnen Charge um bis zu ±10% abweichen kann. Dies könnte auf einen unsauber ausgeführten Abschreckvorgang zurückzuführen sein. Die Auswirkung dieser Schwankung wird im Einzelfall näher diskutiert. Es ist allerdings sichergestellt, dass bei den LECEI-Experimenten jeweils nur Ergebnisse von Experimenten an Proben gleicher Härte miteinander verglichen werden (siehe Kap. 7.1.4). Die Rundzugproben sowie die Charpy-Proben weichen in ihrer Härte kaum vom oben genannten Mittelwert ab. Daher wird davon ausgegangen, dass die ermittelten Werkstoffkennwerte ebenfalls typische Mittelwerte darstellen.

6.4 Aluminium Al 7075

6.4.1 Prinzipielle Eigenschaften

Bei der Aluminiumlegierung Al 7075 (AlZnMgCu1,5) handelt es sich um einen Werkstoff, der aufgrund seiner hohen Festigkeit bei gleichzeitiger Korrosionsbeständigkeit und geringer Massendichte bevorzugt im Flugzeugbau eingesetzt wird. Wegen der mit der hohen Festigkeit einhergehenden relativ geringen Zähigkeit wird sie jedoch aus Sicherheitsgründen weniger zur Konstruktion von Passagierflugzeugen als zum Bau von kleineren, auf besonders hohe Geschwindigkeiten ausgelegte Flugzeuge verwendet. Die chemische Zusammensetzung von Al 7075 in Gewichtsprozent ist in Tabelle 8 gegeben. Der Werkstoff liegt im ausgehärteten Zustand T6 vor und wurde keiner weiteren Wärmebehandlung unterzogen.

Cu	Mg	Mn	Si	Fe	Cr	Zn	Ti
1,2 - 2,0	2,1 - 2,9	< 0,3	< 0,4	< 0,5	0,18 - 0,28	5,1 - 6,1	< 0,2

Tabelle 8: Chemische Zusammensetzung der Aluminiumlegierung Al7075 in Gew.-%, Rest Al [69]

6.4.2 Uniaxialer Zugversuch

Der Werkstoff wurde bereits bezüglich seiner mechanischen Eigenschaften in der Arbeitsgruppe für Experimentelle Mechanik an der Ruhr-Universität Bochum von Hiese in uniaxialen Zugversuchen sowohl in TL- als auch in LT-Lage charakterisiert [16]. Da die Aluminiumproben, die im Rahmen dieser Arbeit im LECEI-Experiment getestet werden, ei-

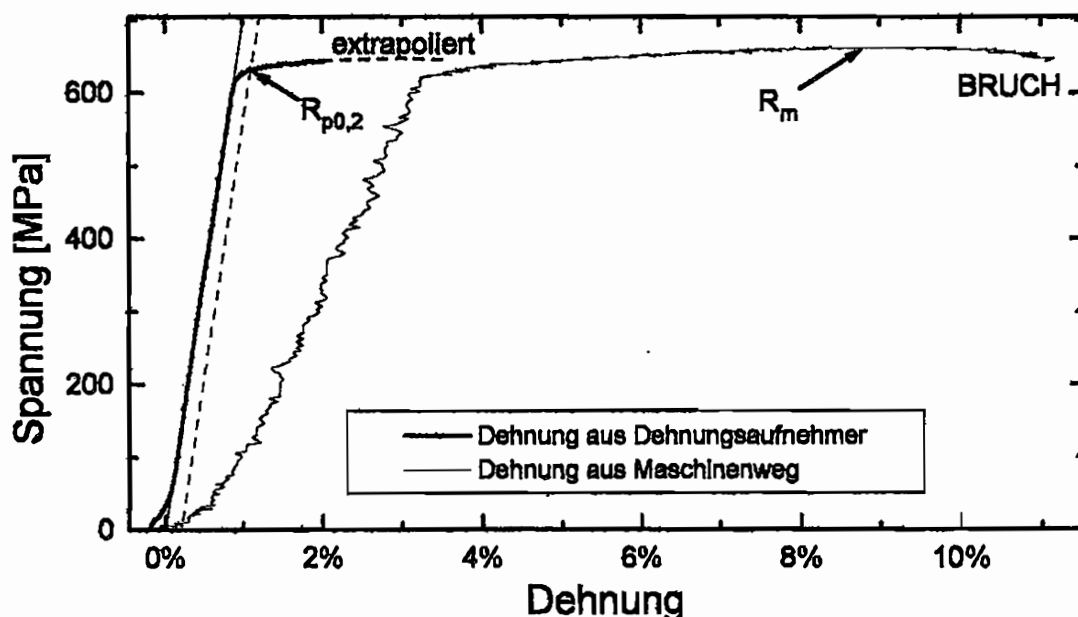


Abb. 76: Typische Spannungs-Dehnungskurve im uniaxialen Zugversuch an der Aluminiumlegierung Al 7075 (T6)

ner anderen Charge des angelieferten Werkstoffs entstammen, wurden nochmals uniaxiale Zugversuche durchgeführt, die lediglich einem prinzipiellen Vergleich mit den früheren Messungen dienen. Sie wurden an Zugproben in LT-Richtung durchgeführt. Die ermittelten Kennwerte aus dem uniaxialen Zugversuch sind in Tabelle 9 zusammengefasst (siehe unten). Es ergibt sich der in Abb. 76 gezeigte Verlauf der Spannungs-Dehnungskurve. Der Werkstoff zeigt bei homogener, quasistatischer Belastung im Zugversuch ein großes plastisches Dehnungsvermögen bei Überschreiten der Fließspannung, auch wenn die Einschnürdehnung nicht sehr deutlich ist. Es ergeben sich höhere Festigkeitswerte als in der von Hiese getesteten Charge. So beträgt die Fließspannung $\sigma_F = 627$ MPa, im Vergleich zu einer Fließspannung von $\sigma_F = 533$ MPa in der von Hiese untersuchten Charge. Bei letzterer ergab sich außerdem ein leicht duktileres Verhalten der Proben in TL-Lage gegenüber den Proben in LT-Lage. Aus diesem Grunde wird auch hier vermutet, dass Zugproben in TL-Lage ein leicht duktileres Verhalten mit geringeren Festigkeitskennwerten gegenüber den Proben in LT-Lage liefern würden.

6.4.3 Kerbschlagbiegeversuch

Bei den durchgeführten Kerbschlagbiegeversuchen ergab sich eine signifikante Abhängigkeit der Kennwerte und der Verläufe der Kraft-Durchbiegungskurven von der Probenlage. Die Mittelwerte der Kennwerte für alle Schlaggeschwindigkeiten sind in Tabelle 9 sowohl für die Proben in TL- als auch in LT-Lage zusammengefasst.

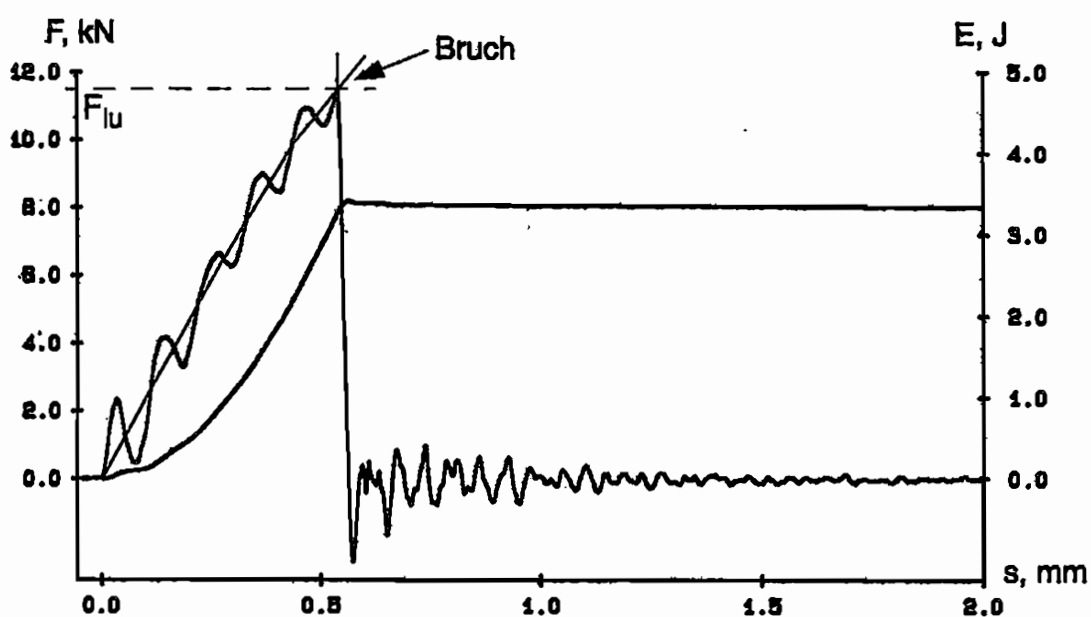


Abb. 77: Typische Kraft-Durchbiegungskurve eines Kerbschlagbiegeversuches an der Aluminiumlegierung Al 7075 in TL-Lage (Schlaggeschwindigkeit: $v_0 = 2,5$ m/s)

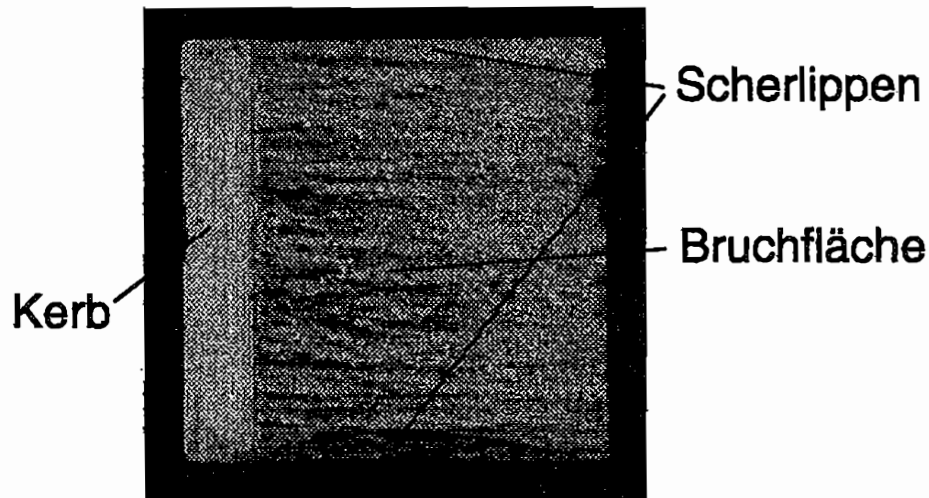


Abb. 78: Bruchfläche einer Charpy-Probe in TL-Lage aus der Aluminiumlegierung Al 7075 nach dem Kerbschlagbiegeversuch

Eine typische an einer TL-Probe (Walzrichtung parallel zur Schlagrichtung) aufgenommene Kraft-Durchbiegungskurve ist in Abb. 77 gegeben. Unter dynamischer Belastung der gekerbten Probe zeigt sich ein sprödes Werkstoffverhalten, die Kraft-Durchbiegungskurve ist bis zur Bruchinitiierung praktisch linear. Die in Abb. 78 gegebene Bruchfläche ist glatt, hat eine matte Struktur und charakteristische Scherlippen. Eine Abhängigkeit der Kraft bei Bruchinitiierung und die totale Kerbschlagarbeit hängen nicht von der Belastungsgeschwindigkeit ab.

Beim Übergang zu LT-Proben, bei denen die Walzrichtung senkrecht zur Schlagrichtung liegt, zeigt sich ein besonderes Verhalten. Zunächst ist in dem in Abb. 79 gezeigten Kraft-Durchbiegungs-Diagramm bei dem durch den Bruch hervorgerufenen Kraftabfall eine Zwischenstufe zu erkennen, die darauf hindeutet, dass sich beim Bruch der Probe zweierlei Vorgänge abgespielt haben. Dies wird durch die Betrachtung der Bruchflächen in Abb. 80 bestätigt. Zunächst ist die herkömmliche Bruchfläche sehr stark zerklüftet, es scheint, als habe die Bruchfläche die Neigung, sich parallel zur Walzrichtung auszurichten. Außerdem hat es zusätzlich noch einen zweiten Bruchvorgang gegeben. Vom Kerbgrund ausgehend gibt es einen Bruch, der sich senkrecht zur Schlagrichtung ausgebildet hat. Ein solcher Bruch muss sich aufgrund der Belastungsgeometrie unter mehr oder weniger Scherbedingungen ausgebreitet haben. Die zugehörige recht kleine Bruchfläche weist eine dementsprechende glänzend verschmierte Struktur und keinerlei Scherlippen auf. Die Ausbreitungsrichtung dieses Scherversagens liegt exakt in Walzrichtung. Die Neigung zu Scherversagen erweist sich in den durchgeführten Kerbschlagbiegeversuchen als stark von der Belastungsgeschwindigkeit abhängig. Während bei einer großen Belastungsgeschwindigkeit von

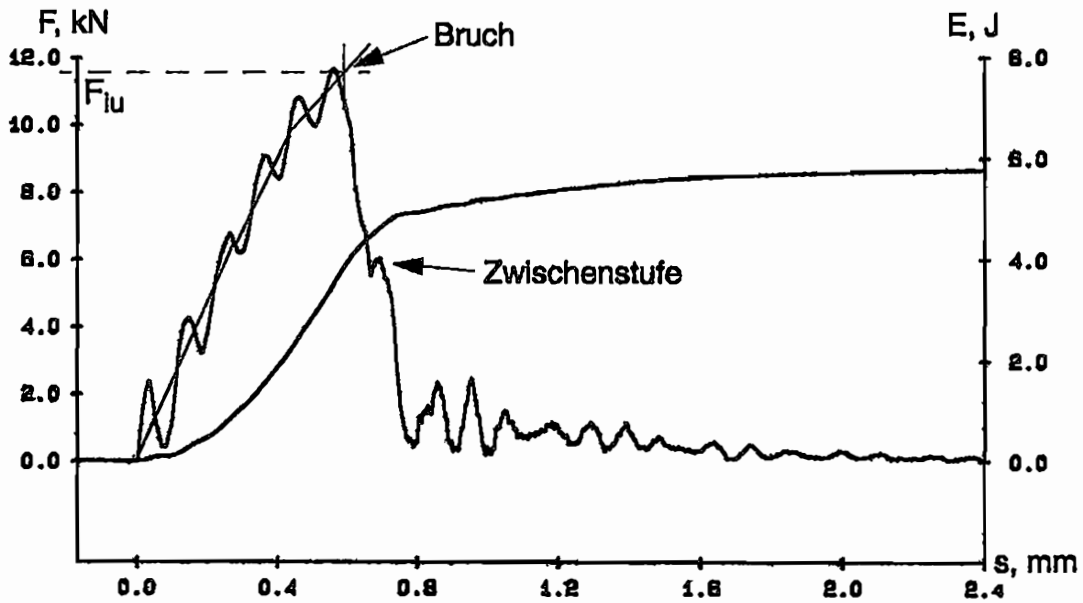


Abb. 79: Typische Kraft-Durchbiegungskurve eines Kerbschlagbiegeversuches an der Aluminiumlegierung Al 7075 in LT-Lage (Schlaggeschwindigkeit: $v_0 = 2,5 \text{ m/s}$)

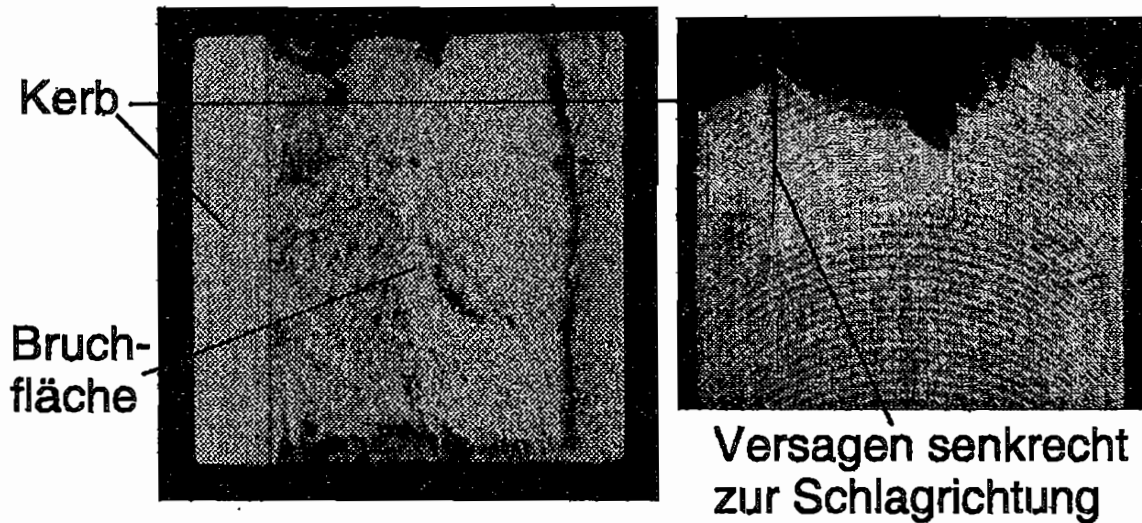


Abb. 80: Bruchfläche (a) sowie Seitenansicht (b) einer Charpy-Probe in LT-Lage aus der Aluminiumlegierung Al 7075 nach dem Kerbschlagbiegeversuch

$v_0 = 5,5 \text{ m/s}$ an einer LT-Probe ein deutliches Scherversagen beobachtet werden konnte, wird dieser bei kleineren Belastungsgeschwindigkeiten kleiner und kann bei $v_0 = 1 \text{ m/s}$ weder im Kraft-Durchbiegungsdiagramm (siehe Anhang E) noch im Bruchbild entdeckt werden.

Die ermittelten Kraftwerte bei Bruchinitiierung sind durch das Auftreten des Scherversagens nicht beeinflusst, es ergibt sich praktisch der gleiche von der Belastungsgeschwindigkeit unabhängige Wert wie für die TL-Lage. Dagegen ergibt sich für die totale Kerbschlagarbeit eine sehr starke Beeinflussung durch das Scherversagen. Sie ist damit auch stark von der Schlaggeschwindigkeit abhängig und ergibt sich zu $W_f = 4,2 \text{ J}$ bei $v_0 = 1 \text{ m/s}$ bis $W_f = 7,3 \text{ J}$

bei $v_0 = 5,5$ m/s. Diese Abhängigkeit erscheint schlüssig, da bei hoher Schlaggeschwindigkeit gleich zwei Brüche erzeugt werden, die mit einer Energieaufnahme verbunden sind, während bei geringer Schlaggeschwindigkeit nur ein Bruch erfolgt.

Zur Bestimmung einer eventuellen Hoch- oder Tieflage wurden wie zuvor an den Stahlproben zusätzliche Kerbschlagbiegeversuche an TL-Proben bei erhöhter Probentemperatur durchgeführt (siehe Anhang E). In diesem Werkstoff zeigt sich eine Abhängigkeit sowohl des Verlaufes der Kraft-Durchbiegungsdiagramme als auch der ermittelten totalen Kerbschlagarbeiten W_f von der Probentemperatur. Bei einer Temperatur im Bereich von $T_H \approx 200$ °C ... 250 °C erfolgt ein Anstieg der totalen Kerbschlagarbeit von $W_f \approx 3$ J auf $W_f \approx 9$ J.

6.4.4 Bruchzähigkeit

Die Bruchzähigkeit von Al 7075 wurde von Hiese sowohl unter Modus-I- als auch unter Modus-II-Belastung an Proben in TL- und LT-Lage bestimmt. Die Zug-Bruchzähigkeiten für einen Ermüdungsanriss betragen bei Proben in TL-Lage $K_{Ic} = 27$ MPa \sqrt{m} , in LT-Lage $K_{Ic} = 30$ MPa \sqrt{m} . Die Scherbruchzähigkeiten ergeben sich für TL-Proben zu $K_{IIc} = 40$ MPa \sqrt{m} , für LT-Proben zu $K_{IIc} = 44,4$ MPa \sqrt{m} [16]. Da diese Bruchzähigkeitswerte an Proben der Charge mit der geringeren Fließspannung ermittelt wurden (siehe oben), liegen im vorliegenden Werkstoff vermutlich tendenziell niedrigere Bruchzähigkeitswerte vor, so dass die angegebenen Werte eine Obergrenze darstellen.

6.4.5 Zusammenfassung

Die gefundenen Eigenschaften der Aluminiumlegierung Al 7075 (nach Wärmebehandlung T6) sind in Tabelle 9 zusammengestellt.

Lage	Uniaxialer Zugversuch			Kerbschlagbiegevers.			Bruchzähigk.		Anomalie
	Verhalten	σ_F , MPa	σ_m , MPa	Verhalten	W_f , J	F_{tu} , kN	K_{Ic} , K_{IIc} , MPa \sqrt{m}		
TL	vermutl. leicht duktiler als LT			spröd	3,1	11,2	27	40	Neigung zu Scherversagen, insbesondere in Walzrichtung
LT	duktil	627	662	spröd, Scherbr. ^a	4,2 - 7,3 ^b	12,0	30	44,4	

Tabelle 9: Mechanische Eigenschaften und Kennwerte der Aluminiumlegierung Al 7075 nach Wärmebehandlung T6

a. Anteile von Scherversagen bei hoher Schlaggeschwindigkeit

b. stark von der Schlaggeschwindigkeit abhängig

Die in den Kerbschlagbiegeversuchen beobachtete Neigung des Werkstoffs zur Ausbildung von Scherbrüchen stellt eine bekannte Anomalie des Werkstoffs dar. So wurde bei quasistatischen Modus-II-Bruchzähigkeitsuntersuchungen von Hiese [16] und anderen Forschern [83,84] eine Rissausbreitung von der Spitze des Anrisses nicht unter einem Winkel von -70° zum Ligament, so wie es gemäß dem Kriterium der maximalen Tangentialspannung nach Gl. (27) zu erwarten wäre, sondern unter sehr kleinen Winkeln zum Ligament beobachtet. Es erfolgt somit ein Scherversagen, dessen Bruchfläche zumindest augenscheinlich nicht von der Oberfläche eines adiabatischen Scherbandes (siehe Abb. 30) zu unterscheiden ist. Insbesondere bei Modus-II-Belastungen von Anrissen, die in Walzrichtung des Werkstoffs liegen, findet man eine besonders exakte Ausrichtung des Scherversagens in Ligament- und damit in Walzrichtung [85]. Diese Neigung zu Scherversagen, insbesondere bei Versagensausbreitung in Walzrichtung, deutet auf eine mögliche Anisotropie der gewalzten Aluminiumlegierung Al 7075 hin.

Die Möglichkeit einer Scherlokalisierung in aushärtbaren Aluminiumlegierungen unter quasistatischen Bedingungen wurde bereits in Kap. 2.3.1 erwähnt und wird in Kap. 7.3.3 eingehender behandelt.

6.5 Polycarbonat

6.5.1 Prinzipielle Eigenschaften

Der transparente Kunststoff Polycarbonat ist auch unter den Handelsbezeichnungen [®]Makrolon (Bayer) oder [®]Lexan (General Electric Plastics) bekannt. Sein chemischer Aufbau ist in Abb. 81 gegeben. Seine hohe Festigkeit und Härte bei gleichzeitig guten optischen Eigenschaften bedingen sein vielfältiges Anwendungsgebiet, welches von Gehäusen aller Art bis hin zu Lichtleitern führt. Er gilt gleichzeitig als besonders schlagzäh, so dass er sehr häufig für Sicherheitsverglasungen, Schutzabdeckungen und Schutzschilde aller Art verwendet wird [79].

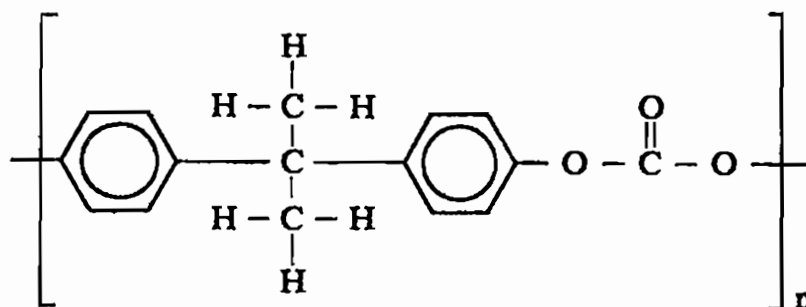


Abb. 81: Chemischer Aufbau des Kunststoffs Polycarbonat; aus: [79]

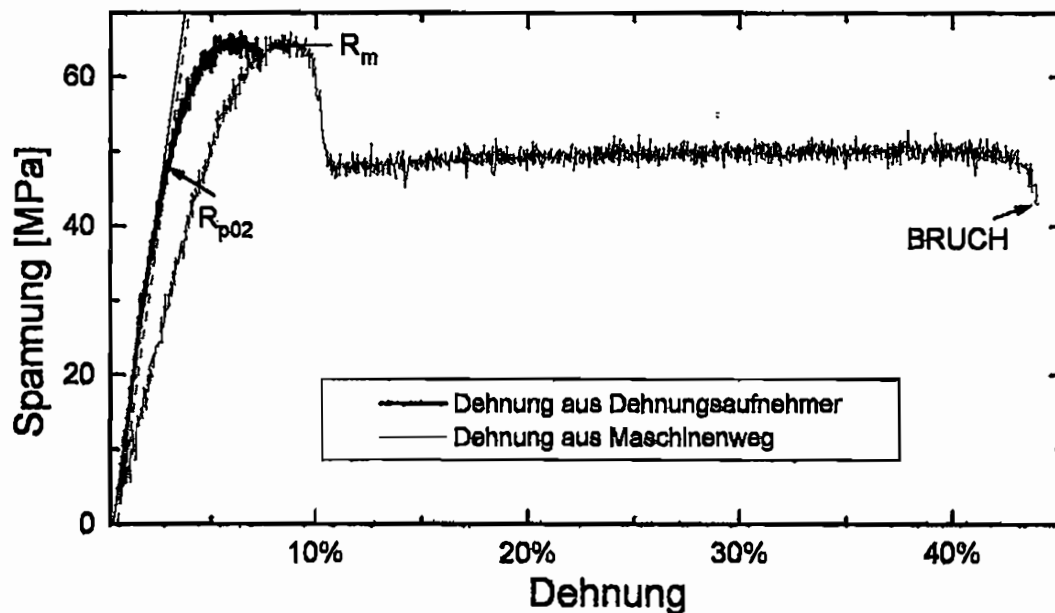


Abb. 82: Typische Spannungs-Dehnungskurve im uniaxialen Zugversuch an Polycarbonat

6.5.2 Uniaxiale Zugversuche

In Abb. 82 ist eine typische Spannungs-Dehnungskurve des Kunststoffes Polycarbonat im uniaxialen Zugversuch gezeigt. Es ergibt sich qualitativ ein extrem duktiles Verhalten. In Analogie zu metallischen Werkstoffen wird eine Fließspannung σ_F , die der 0,2%-Dehngrenze $R_{p0,2}$ entspricht, ermittelt. Dies ist aufgrund des nicht genau eingrenzbaeren elastischen Bereiches schwierig und mit einer gewissen Unsicherheit verbunden. Die zu ermittelnden Werkstoffkennwerte hängen nicht von der Lage der Probe, 1 oder 2, ab. Sie sind in Tabelle 10 angegeben. Nach Erreichen der maximalen Streckspannung fällt die Spannung wieder auf ein niedrigeres Niveau zurück und bildet dort ein lang ausgeprägtes Plateau, was einem extrem verstrekbaren Verhalten des Werkstoffs entspricht.

6.5.3 Kerbschlagbiegeversuche

Eine typische Kraft-Durchbiegungskurve im instrumentierten Kerbschlagbiegeversuch an Polycarbonat ist in Abb. 83 gegeben. Für die zu ermittelnden Kennwerte ergibt sich keine Abhängigkeit von der Belastungsgeschwindigkeit oder von der Probenlage. Ihre Mittelwerte sind in Tabelle 10 angegeben. Unter der dynamischen Belastung beim Kerbschlagbiegeversuch zeigt sich für Polycarbonat sowohl im Kraft-Durchbiegungsdiagramm als auch anhand der Phänomenologie der Bruchflächen ein komplett sprödes Verhalten und damit ein gegensätzliches Verhalten im Vergleich zu den uniaxialen Zugversuchen. Abgesehen von den üblicherweise auftretenden Oszillationen liegt bis zum Bruch ein komplett linearer

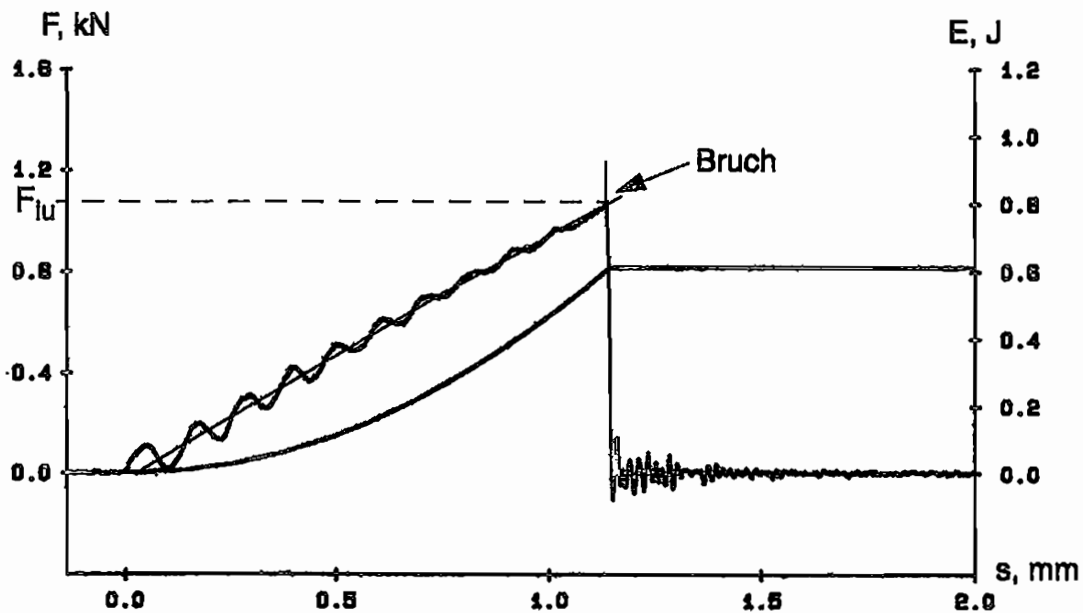


Abb. 83: Typische Kraft-Durchbiegungskurve eines Kerbschlagbiegeversuches an Polycarbonat (Schlaggeschwindigkeit: $v_0 = 1 \text{ m/s}$, Probenlage: TL)

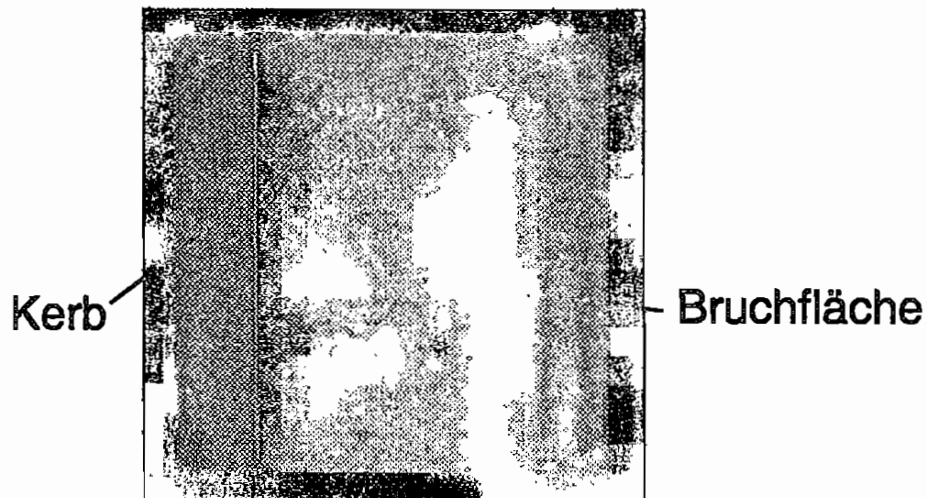


Abb. 84: Bruchfläche einer Charpy-Probe aus Polycarbonat nach dem Kerbschlagbiegeversuch

Zusammenhang vor, eine Plastifizierung ist nicht zu beobachten. Die in Abb. 84 gezeigte typische Bruchfläche ist glatt und weist praktisch keine Scherlippen auf.

6.5.4 Bruchzähigkeit

Der Literaturwert der Bruchzähigkeit von Polycarbonat beträgt für einen Ermüdungsanriss $K_{Ic} = 3,54 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ und für einen Anriss, der durch das Eindringen einer Rasierklinge erzeugt wurde, zwischen $K_{Ic} = 3,56 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ und $K_{Ic} = 3,80 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ [78].

6.5.5 Zusammenfassung

Die wesentlichen Eigenschaften und Kennwerte des Kunststoffes Polycarbonat sind in Tabelle 10 zusammenfassend dargestellt.

Lage	Uniaxialer Zugversuch			Kerbschlagbiegevers.			Bruchzähigk.	Anomalie
	Verhalten	σ_F , MPa	σ_m , MPa	Verhalten	W_t , J	F_{iu} , kN	K_{Ic} , MPa \sqrt{m}	duktil-zu-spröde Übergang bei steigender Belastungsgeschw.
1 / 2	duktil	48,1	64,5	spröde	0,62	1,1	3,54 ... 3,80	

Tabelle 10: Mechanische Eigenschaften und Kennwerte des Kunststoffes Polycarbonat

Es wurde ein Übergang des Werkstoffverhaltens von einem extrem duktilen Verhalten im uniaxialen Zugversuch zu einem extrem spröden Verhalten im Kerbschlagbiegeversuch gefunden. (Dieser Übergang ist dabei viel signifikanter als etwa in der Aluminiumlegierung Al 7075.)

7 Ergebnisse

7.1 Dynamisches Scherversagen im Vergütungsstahl 42 CrMo 4 und in der Aluminiumlegierung Al 7075

7.1.1 Vorbemerkungen

Es wurde eine Vielzahl von hochdynamischen LECBI-Experimenten an Proben aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 und aus der Aluminiumlegierung Al 7075 durchgeführt. Zur Erfassung des dynamischen Spannungsintensitätsfaktors wird das in Kap. 4.2.2 eingeführte Dehnungsmessstreifenverfahren verwendet. Die Stahlproben wurden durch Aufschlagkörper aus gehärtetem C60-Stahl und die Aluminiumproben durch Aufschlagkörper aus Aluminium mit Schlaggeschwindigkeiten im Bereich von $v_0 = 20$ m/s bis $v_0 = 100$ m/s belastet. Es wurden Stahlproben mit Rissspitzenradien $\rho = 125$ μm und $\rho = 0,5$ mm sowie Aluminiumproben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 125$ μm untersucht.

Bei der Wärmebehandlung der Stahlproben gehörten die Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 125$ μm zu einer anderen Lieferung als die Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 0,5$ mm. Dadurch weisen die Proben mit unterschiedlichem Rissspitzenradius auch unterschiedliche Härten auf. Die Vickers-Härten der Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 125$ μm betragen etwa 725 HV₃₀, während die der Proben mit $\rho = 0,5$ mm auf einen Wert um 600 HV₃₀ abfallen. Die innerhalb jeweils einer Versuchsreihe beobachteten Versagensmechanismen und die ermittelten Versagenskennwerte sind jedoch miteinander vergleichbar.

Da in die Stahl- und Aluminiumproben keine Ermüdungsrisse eingebracht wurden, sondern Risse mit endlichem Rissspitzenradius, stellen die daran ermittelten Bruchzähigkeitswerte keine streng gültigen Bruchzähigkeitswerte dar. Sie werden daher nicht mit $K_{II,d}$, sondern mit $K_{II,d}^*$ bezeichnet. Je nach Verhältnis des Rissspitzenradius zum Radius der plastischen Zone eines Materials können die ermittelten Bruchzähigkeitswerte signifikant größer sein als die an Ermüdungsrisse ermittelten [86]. Im Rahmen dieser Arbeit steht jedoch nicht die exakte Bestimmung von Bruchzähigkeitswerten im Vordergrund, sondern die Ermittlung des prinzipiellen Verlaufs der Versagenskennwerte für die verschiedenen Versagensmechanismen in Abhängigkeit der Belastungsrate. Nach Kap. 2.4, Abb. 31 wirkt sich der Rissspitzenradius außerdem auf die Grenzgeschwindigkeit bzw. Grenzbelastungsrate, bei der der Übergang zwischen Versagen durch Zugrisse und Versagen durch adiabati-

sche Scherbänder erfolgt, aus. Der Einfluss des endlichen Rissspitzenradius im Rahmen dieser Untersuchungen wird in Kap. 7.3 näher behandelt und diskutiert.

In Kap. 5.3 wurden für die Proben aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 und aus der Aluminiumlegierung Al 7075 zulässige Zeitfenster angegeben, innerhalb derer Versagen an der Riss Spitze eintreten muss, so dass die bestimmten Versagenskennwerte gültig sind. Bei den Experimenten wurde in mehreren Fällen anhand der Dehnungsmessstreifensignale und der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen eine Verletzung dieser Bedingung festgestellt. Ein Versagen trat dabei erst weit außerhalb des zulässigen Zeitfensters auf, nämlich nachdem die in die Probe induzierte Welle die Probe bereits mehrmals durchlaufen hat. Ein Beispiel für ein solches Spätzeitversagen ist in Anhang F anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen dokumentiert. Im Folgenden werden nur Ergebnisse vorgestellt, bei denen Versagen innerhalb des zulässigen Zeitfensters auftrat.

Es gab zwei Stahlproben von reduzierter Dicke, $d = 10$ mm. Mit ihnen wurde überprüft, ob die Ergebnisse durch die Probendicke beeinflusst werden. Ein solcher Einfluss wurde nicht beobachtet.

7.1.2 Beobachtete Versagensmechanismen

7.1.2.1 Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$

Bei Variation der Schlaggeschwindigkeit wird in Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 125 \mu\text{m}$ ein Wechsel zwischen zwei signifikant unterschiedlichen Versagensmechanismen gefunden.

Niedrige Schlaggeschwindigkeit:

Bei niedrigen Schlaggeschwindigkeiten bis zu $v_0 = 30$ m/s wird ein Versagen der Proben durch einen Zugriss unter einem Winkel von -70° zum Ligament beobachtet. Eine Probe nach Versagen durch einen Zugriss ist in Abb. 85 gegeben. Die zugehörige Bruchfläche ist in Abb. 86 dargestellt. Sie weist die für einen Riss unter Zugbedingungen typischen Merkmale auf, nämlich eine matte Oberflächenstruktur sowie am Rand charakteristische Scherlippen, die etwa dieselbe Größe haben wie die Scherlippen, die bei den Kerbschlagbiegeversuchen gefunden wurden (Abb. 74). In der Mitte der Bruchfläche sind wie bei den Kerbschlagbiegeversuchen Spuren einer Delamellierung zu finden, die möglicherweise durch den Walzvorgang hervorgerufen wurde.

Hohe Schlaggeschwindigkeit:

Beim Übergang zu Schlaggeschwindigkeiten oberhalb von $v_0 = 30$ m/s wird ein Wechsel im Versagensverhalten beobachtet. Versagen erfolgt in diesem Falle durch Ausbildung adiabata-

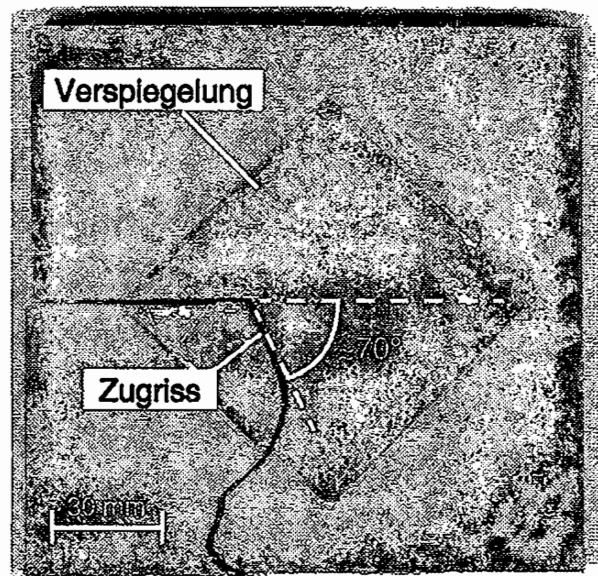


Abb. 85: Probe aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 mit Zugriss unter -70° zum Ligament, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$, Schlaggeschw. $v_0 = 28,9 \text{ m/s}$

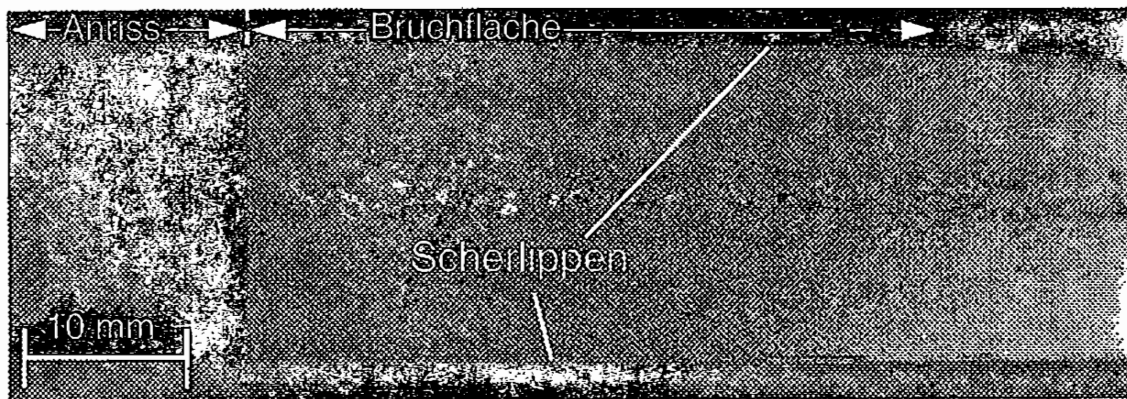


Abb. 86: Bruchfläche eines Zugrisses im Vergütungsstahl 42 CrMo 4

tischer Scherbänder, die sich etwa in Richtung des Ligaments ausbreiten. Eine genauere Betrachtung zeigt, dass die Ausbreitungsrichtung der adiabatischen Scherbänder etwas zu positiven Winkeln zum Ligament geneigt ist. Damit entspricht der beobachtete Versagensmechanismus völlig der von Kalthoff gefundenen Ausbreitung adiabatischer Scherbänder bei hochdynamischer Scherbelastung von Rissen [2,3]. Es wurden adiabatische Scherbänder mit einer Länge bis etwa 30 mm erzeugt. Abb. 87 zeigt eine Probe nach Versagen durch ein adiabatisches Scherband.

Die Oberfläche eines adiabatischen Scherbandes ist in Abb. 88 gegeben. Sie weist die für adiabatische Scherbänder typischen Charakteristika auf (vgl. Kap. 2.4): Sie hat eine glänzende, in Ausbreitungsrichtung verschmierte Oberflächenstruktur und es gibt keinerlei Scherlippen an ihren Rändern. Auffällig ist außerdem, dass das adiabatische Scherband am Rand der Probe um etwa 2 mm länger gelaufen ist als in der Mitte der Probe. Dieses Verhalten wurde

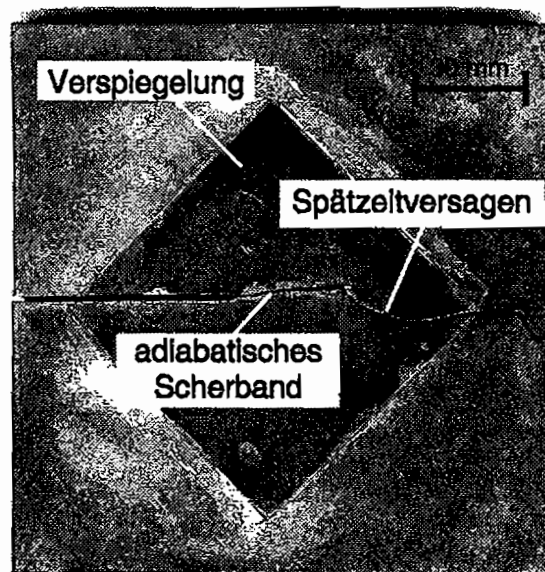


Abb. 87: Probe aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 nach Versagen durch ein adiabatisches Scherband, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$, Schlaggeschw. $v_0 = 56,3 \text{ m/s}$

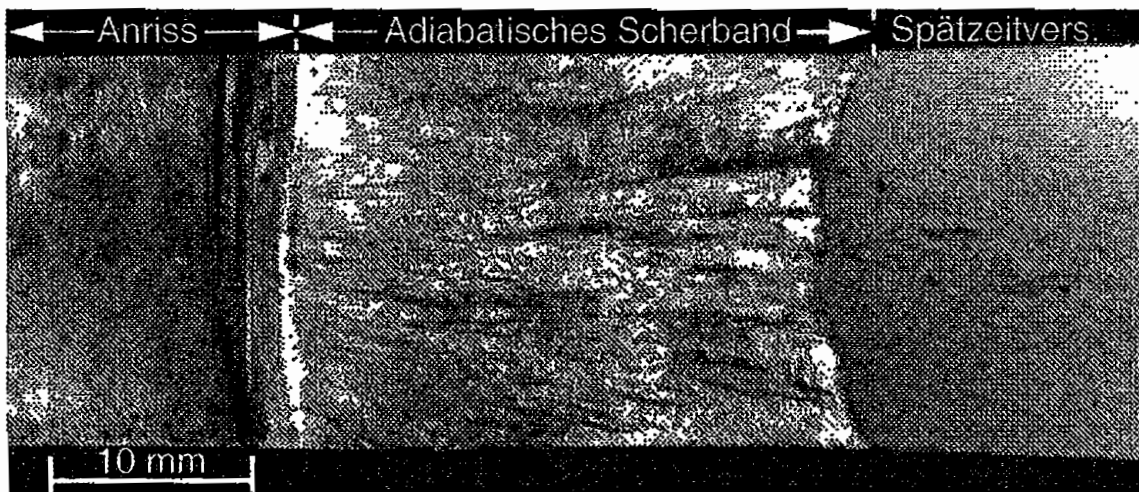


Abb. 88: Oberfläche eines adiabatischen Scherbandes im Vergütungsstahl 42 CrMo 4

generell bei Versagen durch adiabatische Scherbänder gefunden.

Insgesamt kann hier der von Kalthoff gefundene Wechsel im Versagensverhalten von Zugrissen zu adiabatischen Scherbändern bei Steigerung der Schlaggeschwindigkeit bestätigt werden.

7.1.2.2 Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$

Da in den Versuchen an Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 125 \mu\text{m}$ innerhalb des zulässigen Zeitfensters Versagen durch Zugrisse relativ selten im Vergleich zu Versagen durch adiabatische Scherbänder gefunden wurde, wurden weitere Versuche an Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 0,5 \text{ mm}$ durchgeführt. Eine solche Vergrößerung des Rissspitzenradius sollte nach Kap. 2.4, Abb. 31 zu einer Erhöhung der Grenzgeschwindig-

keit führen, unterhalb derer Versagen durch Zugrisse und oberhalb derer Versagen durch adiabatische Scherbänder erfolgt.

Niedrige Schlaggeschwindigkeit:

Bei niedrigen Schlaggeschwindigkeiten bis etwa $v_0 = 34$ m/s wird ein Versagen durch einen Zugriss unter -70° zum Ligament gefunden. Eine entsprechende Probe zeigt Abb. 89. Die Bruchfläche gleicht voll und ganz der in Abb. 86 gezeigten.

Hohe Schlaggeschwindigkeit:

Oberhalb einer Schlaggeschwindigkeit von etwa 31 m/s wird Versagen der Proben durch

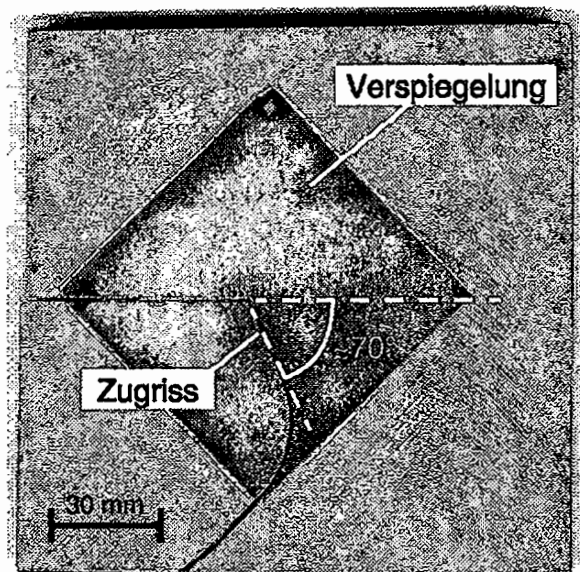


Abb. 89: Probe aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 mit Zugriss unter -70° zum Ligament, Rissspitzenradius $\rho = 0,5$ mm, Schlaggeschw. $v_0 = 31,1$ m/s

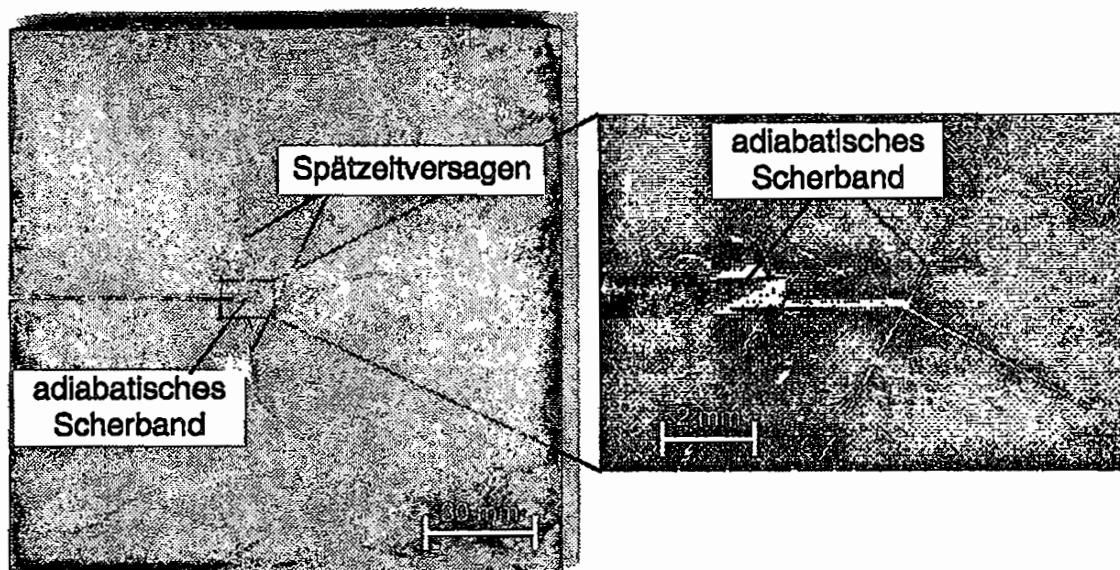


Abb. 90: Probe aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 nach Versagen durch ein adiabatisches Scherband, Rissspitzenradius $\rho = 0,5$ mm, Schlaggeschw. $v_0 = 49,0$ m/s

adiabatische Scherbänder gefunden. Diese breiten sich über eine kürzere Distanz aus als die in den Proben mit kleinerem Rissspitzenradius erzeugten adiabatischen Scherbänder, nämlich nur bis etwa 7 mm. In Abb. 90 ist eine Probe mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 0,5$ mm nach Versagen durch ein adiabatisches Scherband dargestellt. Es wird also wiederum der Wechsel im Versagensverhalten von Rissen zu adiabatischen Scherbändern gefunden. Die Grenzgeschwindigkeit ist in diesem Falle nicht scharf wie bei $\rho = 125 \mu\text{m}$. Sie liegt für $\rho = 0,5$ mm im Mittel bei etwa 32,5 m/s und damit nur leicht über 30 m/s für $\rho = 125 \mu\text{m}$.

7.1.2.3 Aluminiumlegierung Al 7075, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$

Bei allen durchgeführten LECEI-Experimenten an Proben aus der Aluminiumlegierung Al 7075 wurde ein Versagen durch adiabatische Scherbänder gefunden. Ein Versagen durch Zugrisse unter -70° zum Ligament wurde, auch außerhalb des zulässigen Zeitfensters, nie gefunden. Die adiabatischen Scherbänder weisen eine Länge von bis zu etwa 8 mm auf und breiten sich exakt in Richtung des Ligaments aus. Eine leichte Neigung gegenüber dem Ligament wie im Falle des Vergütungsstahls 42 CrMo 4 kann in diesem Werkstoff nicht gefunden werden. Es sei hier daran erinnert, dass alle Proben in TL-Lage, d.h. mit der Anrissrichtung in Walzrichtung, dem Ausgangsmaterial entnommen wurden. Das gefundene Werkstoffverhalten bestätigt somit die bereits in Kap. 6.4 angesprochene Neigung dieser Aluminiumlegierung zu Scherversagen, insbesondere dann, wenn sich dieses in Walzrichtung ausbreitet. Dieses besondere Werkstoffverhalten dieser Aluminiumlegierung wird in Kap. 7.3.3 näher diskutiert.

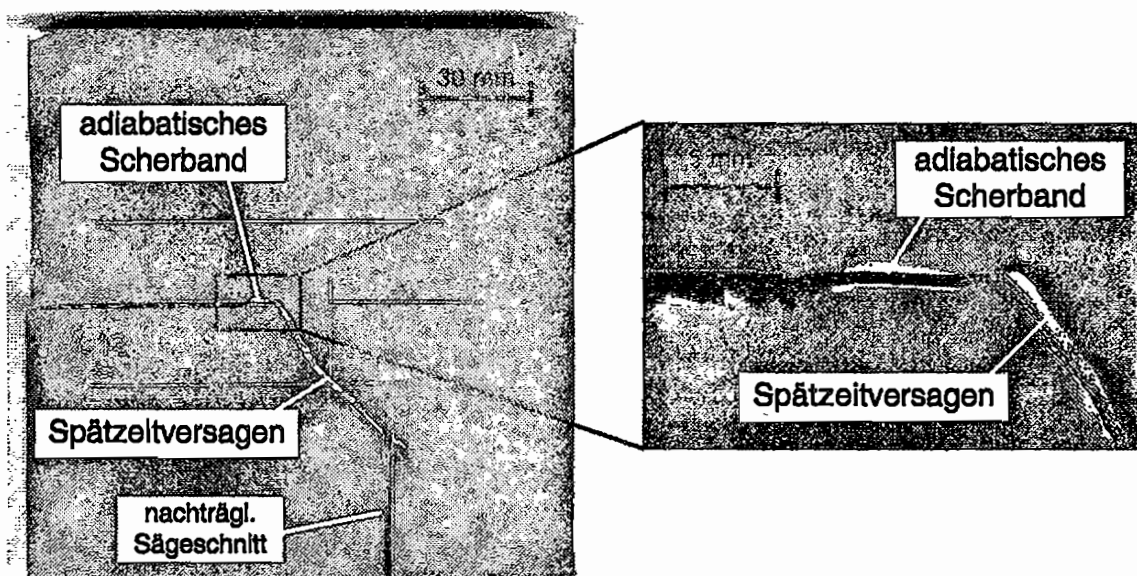


Abb. 91: Probe aus der Aluminiumlegierung Al 7075 nach Versagen durch ein adiabatisches Scherband, Schlaggeschw. $v_0 = 78,9$ m/s

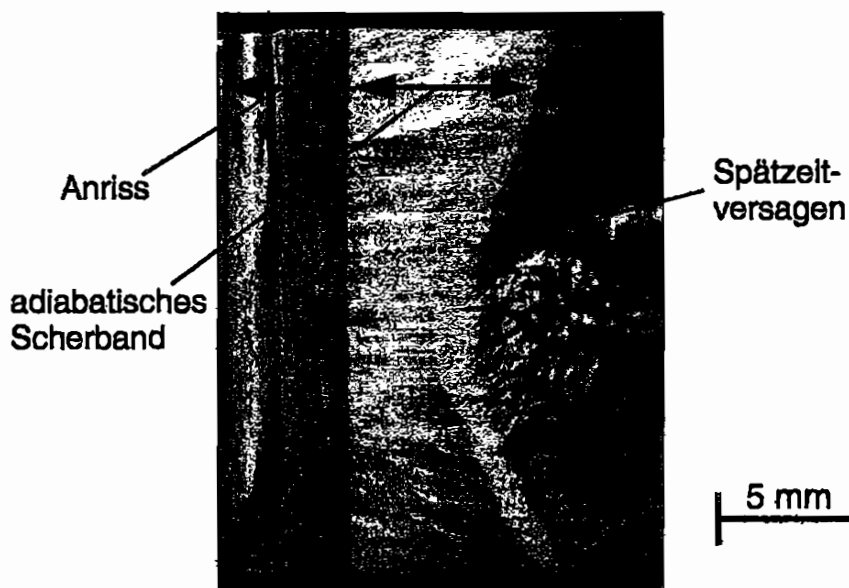


Abb. 92: Oberfläche eines adiab. Scherbandes in der Aluminiumlegierung Al 7075

Eine Probe nach Versagen durch ein adiabatisches Scherband ist in Abb. 91 gegeben. Die entsprechende Oberfläche eines adiabatischen Scherbandes ist in Abb. 92 dargestellt. Sie weist die für ein adiabatisches Scherband charakteristische glänzende, in Ausbreitungsrichtung verschmierte Struktur auf. Es sind keinerlei Scherlippen vorhanden.

7.1.2.4 Spätzeitversagen

Sowohl im Vergütungsstahl 42 CrMo 4 als auch in der Aluminiumlegierung Al 7075 erfolgt nach der Ausbreitung adiabatischer Scherbänder noch ein Spätzeitversagen, welches, wie in Anhang F gezeigt wird, sehr weit außerhalb des zulässigen Zeitfensters stattfindet und somit unter dem Einfluss reflektierter Wellen steht. Es wird in diesem Zusammenhang nicht weiter betrachtet.

7.1.3 Dynamische Erfassung des Spannungsintensitätsfaktors $K_{II}(t)$ und des Versagens

Der zeitliche Verlauf des Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors während der Rissbelastungsphase im LECEI-Experiment wird gemäß Kap. 4.2.2 aus den durch die Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2 gemessenen Signale bestimmt. Die Interpretation der gefundenen Ergebnisse wird zusätzlich durch Korrelation mit Hochgeschwindigkeitsaufnahmen abgesichert. Im folgenden werden für die untersuchten Werkstoffe und Risspitzenradien Beispiele für gefundene Signalverläufe und zugehörige Hochgeschwindigkeitsaufnahmen vorgestellt. Dabei ist zu beachten, dass der dynamische Spannungsintensitätsfaktor nur bis zum Zeitpunkt der Initiierung des Versagens korrekt durch die Dehnungsmessstreifen bestimmt werden kann. Nach Versagensinitiierung gilt aufgrund der sich von diesem Zeit-

punkt an ändernden geometrischen Randbedingungen nicht mehr der im Kalibrierversuch ermittelte Zusammenhang zwischen gemessener Dehnung und anliegendem Spannungsintensitätsfaktor gemäß Gln. (79) bis (82).

7.1.3.1 Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$

Versagen durch Zugriss:

Abb. 93 zeigt die aus den Dehnungsmessstreifen ermittelten Werte des dynamischen Spannungsintensitätsfaktors in Abhängigkeit der Zeit. Da zwei Dehnungsmessstreifen zur Messung des Spannungsintensitätsfaktors benutzt wurden, werden zwei Verläufe des Spannungsintensitätsfaktors ermittelt. Der Zeitnullpunkt wird auf den Beginn der Rissspitzenbelastung gelegt, wie er aus den Dehnungsmessstreifensignalen zu bestimmen ist.

In der Rissbelastungsphase ergibt sich ein praktisch linearer Anstieg des Spannungsintensitätsfaktors in der Zeit, aus dem sich direkt die Belastungsrate \dot{K}_{II} bestimmen lässt. Oszillatorische Überlagerungen sind, ähnlich wie bei den von Kalthoff dokumentierten Experimenten (siehe Abb. 53), kaum zu erkennen.

In Kap. 4.2.2.4 wurde auf die Möglichkeit hingewiesen, dass das Dehnungsmessstreifenverfahren zur Bestimmung von Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren durch Plastifizierungs-

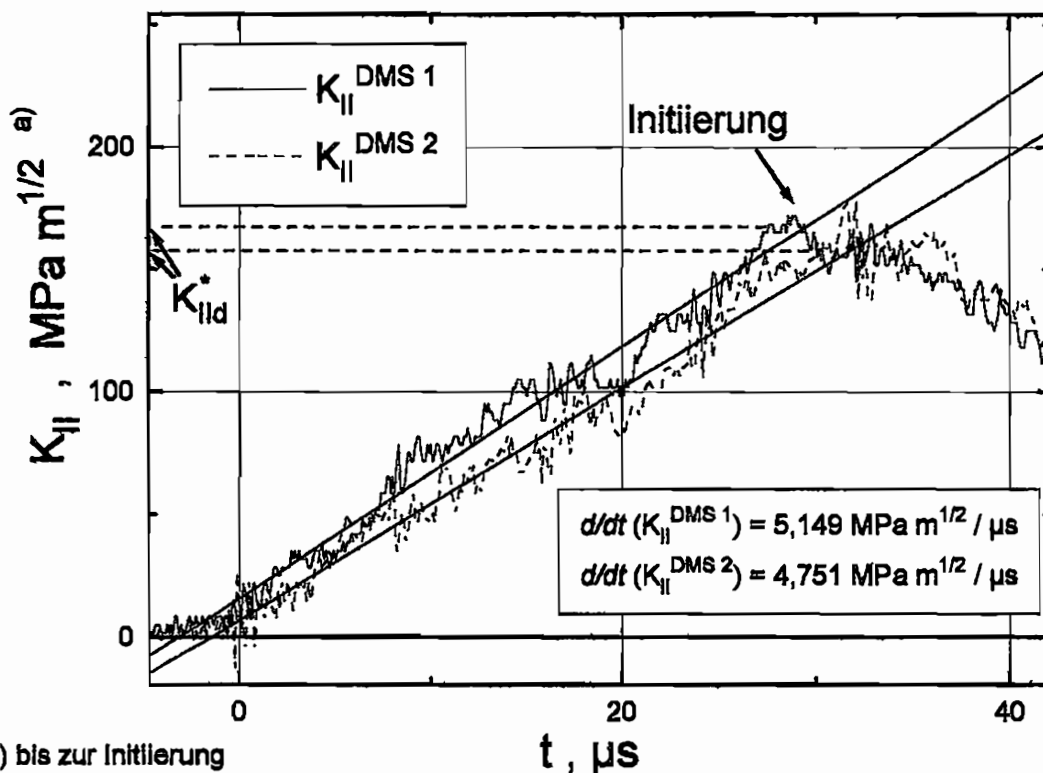


Abb. 93: Zeitliche Entwicklung des Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors, bestimmt durch die Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2, bis zum Versagen der Probe aus 42 CrMo 4 durch einen Zugriss, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$

effekte an der Rissspitze negativ beeinflusst werden kann. Diese Effekte müssten auf das Dehnungsmessstreifensignal einen vergrößernden Effekt haben und sich bei DMS 1 stärker und bereits bei geringeren Werten des Spannungsintensitätsfaktors auswirken als bei DMS 2. Ein solches Verhalten der beiden Dehnungsmessstreifensignale wird jedoch in keiner Phase der Rissbelastung beobachtet, so dass davon ausgegangen werden kann, dass das Verfahren eine korrekte Bestimmung des Spannungsintensitätsfaktors gewährleistet.

Der Signalverlauf in Abb. 93 weist ab einem Zeitpunkt von etwa $t = 28 \mu\text{s}$ einen deutlichen Abfall auf. Dies wird auf die Initiierung des Zugrisses unter -70° zurückgeführt, dessen Rissspitze sich nach der Initiierung von den Dehnungsmessstreifen wegbewegt. Gemäß der Überlegungen in Kap.4.2.2.6, Abb. 48 führt dies zu einer Verminderung der durch die Dehnungsmessstreifen gemessenen Dehnungen ab dem Zeitpunkt der Zugrissinitiierung. In Abb. 94 ist die zum gezeigten Signalverlauf gehörige Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen schattenoptischer Kaustiken gegeben. Bei der Aufnahme in Reflexionsanordnung ist nur derjenige Bereich der Probe sichtbar, der durch das in Kap. 5.3 beschriebene Verfahren verspiegelt wurde (rautenförmiger Bereich, z.B. in Abb. 85). Man erkennt, dass sich zunächst im Zeitraum bis etwa $t = 27 \mu\text{s}$ an der stationären Rissspitze eine Belastung aufbaut. Die Rissinitiierung findet in einer Zeit vor $t = 35 \mu\text{s}$ statt, da bei der Zeit $t = 35 \mu\text{s}$ bereits eine deutliche Verlagerung der Rissspitze in einer Richtung von etwa -70° zum Ligament zu beobachten ist. Ob Rissinitiierung bereits bei $t = 27 \mu\text{s}$ vorliegt, ist schwierig zu beurteilen. Bei $t = 99 \mu\text{s}$ ist der Zugriss durch die gesamte Probe gelaufen. Durch Vergleich mit den gemess-

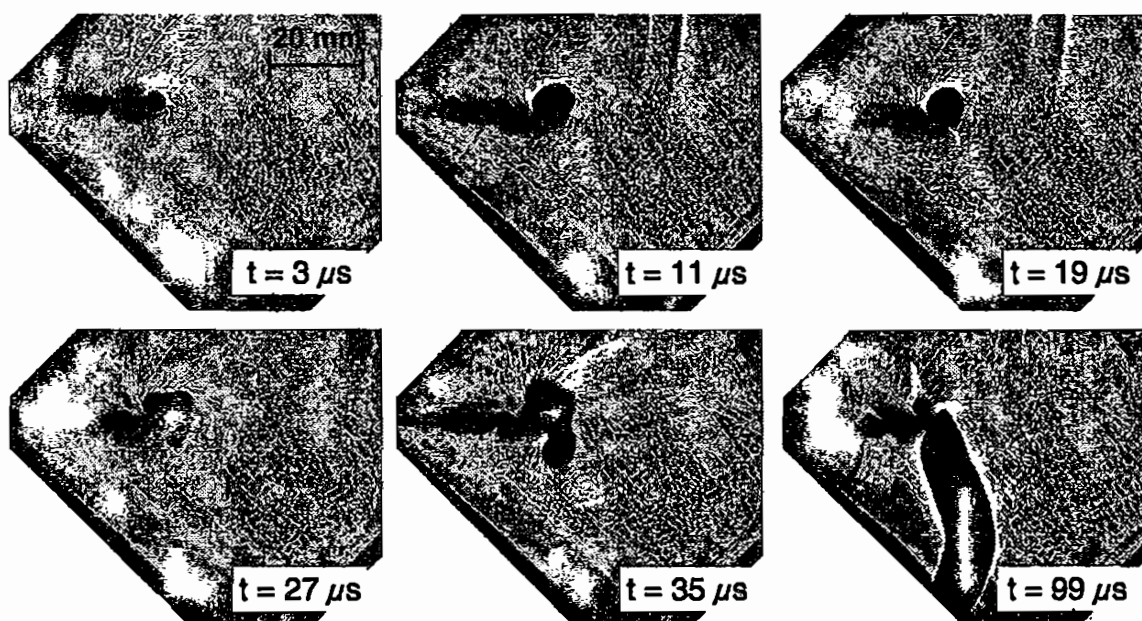


Abb. 94: Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen schattenoptischer Kaustiken während eines Experimentes an einer Probe aus 42 CrMo 4 mit Versagen durch einen Zugriss unter -70° zum Ligament, $\rho = 125 \mu\text{m}$, $v_0 = 28,9 \text{ m/s}$

senen Signalverläufen in Abb. 93 lässt sich feststellen, dass die Signalverläufe streng mit dem Versagensverhalten der Probe korreliert sind und dass der Zeitpunkt des Beginns des Signalabfalls als Initiierungszeitpunkt des Zugrisses identifiziert werden kann. Er liegt in diesem Falle, aus den Dehnungsmessstreifensignalen bestimmt, bei $t = 29 \mu\text{s}$ und damit noch innerhalb des für die Experimente mit dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 zulässigen Zeitfensters von $30,7 \mu\text{s}$ (siehe Kap. 5.3).

Mit Kenntnis des Initiierungszeitpunktes kann neben der Belastungsrate \dot{K}_{II} auch der Versagenskennwert, also in diesem Falle die dynamische Scherbruchzähigkeit K_{II}^* , bestimmt werden. Sie kann in der in Abb. 93 gezeigten Art und Weise aus dem Signalverlauf ermittelt werden. Da zwei Signalverläufe bestimmt werden, ergeben sich jeweils zwei Werte für die Belastungsrate und die dynamische Scherbruchzähigkeit, die im Folgenden gemittelt werden und deren Abweichung voneinander in Diagrammen gegebenenfalls durch Fehlerbalken dargestellt werden.

Versagen durch ein adiabatisches Scherband:

Abb. 95 zeigt typische zeitliche Verläufe des durch die Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2 gemessenen Spannungsintensitätsfaktors bei Versagen der Probe durch ein adiabati-

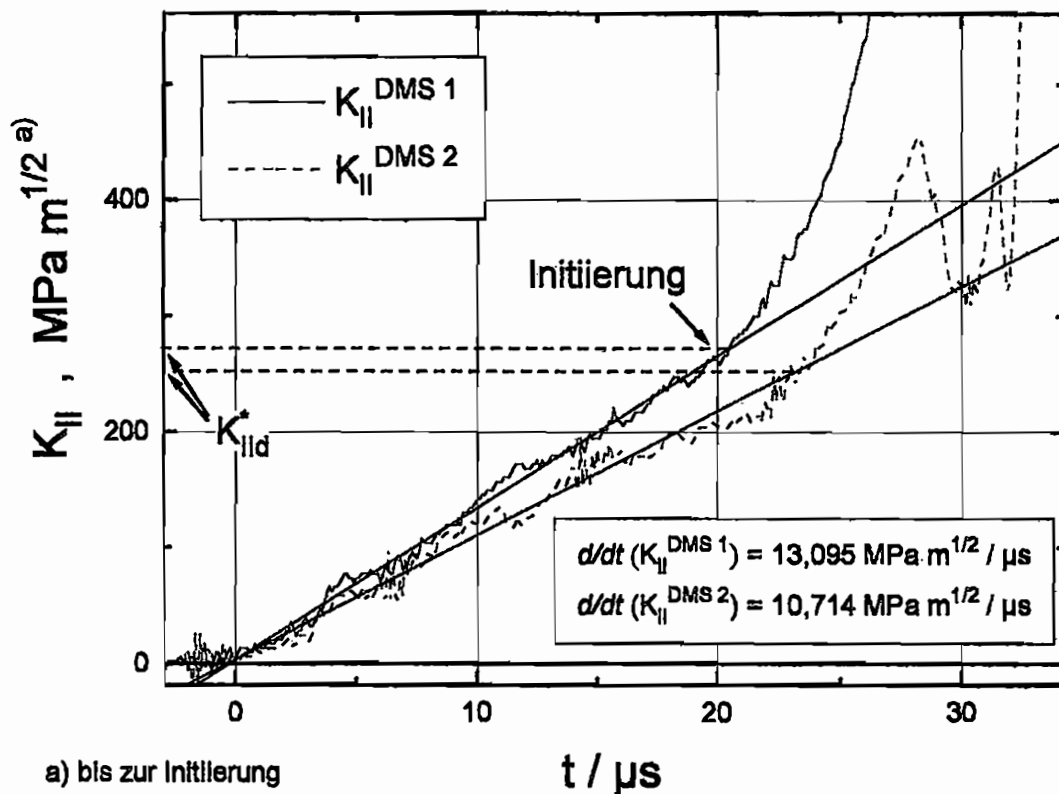


Abb. 95: Zeitliche Entwicklung des Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors, bestimmt durch die Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2, bis zum Versagen der Probe aus 42 CrMo 4 durch ein adiabatisches Scherband, Risspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$

ches Scherband, welches sich in diesem Falle über eine relativ große Distanz von etwa 30 mm ausgebreitet hat. Man erkennt zunächst wieder einen praktisch linearen Anstieg des Spannungsintensitätsfaktors in der Zeit, aus dem direkt die Belastungsrate bestimmt werden kann. Einflüsse von Plastizität, die die Anwendbarkeit des Dehnungsmessstreifenverfahrens beeinträchtigen könnten, sind in der Belastungsphase nicht auszumachen, der Verlauf ist bei beiden Signalen gleichermaßen linear.

Zu einem Zeitpunkt von etwa $t = 22 \mu\text{s}$ ist ein deutliches Abknicken des Messsignals nach oben zu beobachten. Dies ist auf die Initiierung eines adiabatischen Scherbandes zurückzuführen, dessen Spitze sich mehr oder weniger auf die Dehnungsmessstreifen zubewegt und damit gemäß der in Kap. 4.2.2.6 angestellten Überlegungen zu einem Anstieg der gemessenen Signale führt. Diese Interpretation des Messsignals wird unterstützt durch Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, die während des Experimentes mit direkter Fokussierung auf die Probe aufgenommenen wurden, siehe Abb. 96. Obwohl die Qualität der Aufnahmen durch vorhandene Luftdruckschwankungen und durch die Wellenausbreitungsvorgänge in der Probe beeinträchtigt ist, lässt sich eine Schattenfigur erkennen, die sich ab $t = 29,5 \mu\text{s}$ von der Risspitze ausgehend in Richtung des Ligaments ausbreitet. Die Spitze der Schattenfigur ist in Abb. 96 durch Pfeile gekennzeichnet. Dieser Schattenfigur wird das laufende adiabatische Scherband zugeordnet. Die Schattenfigur entsteht dadurch, dass Lichtstrahlen bei einer starken Deformation der spiegelnden Oberfläche bei der gegebenen Objektivapertur und dem großen Abstand zwischen Probe und Kamera aus dem Objektiv herausgelenkt werden, was zu dunklen Bereichen auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen auch bei direkter Fokussie-

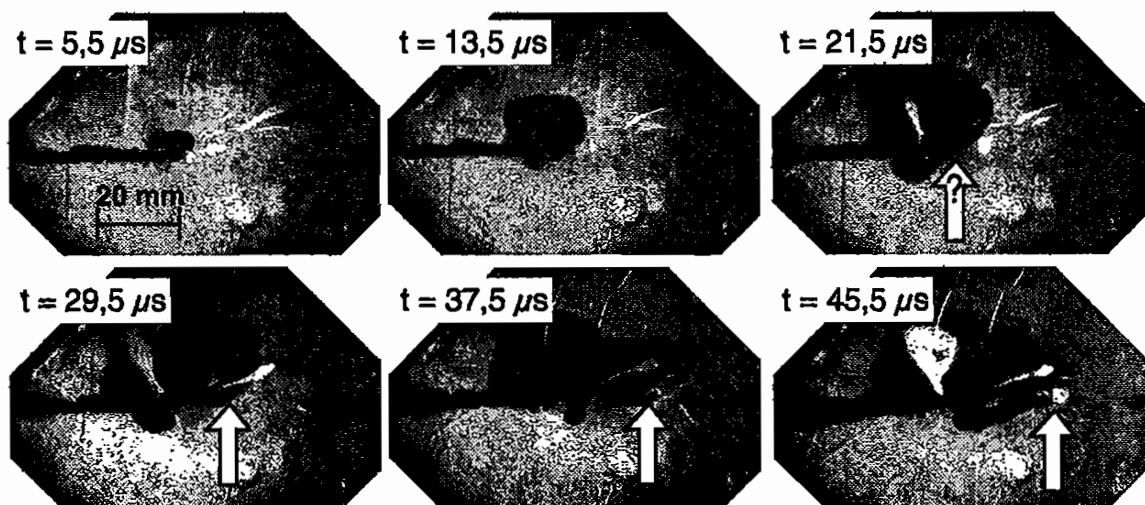


Abb. 96: Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bei direkter Fokussierung auf die Probe während eines Experimentes an einer Probe aus 42 CrMo 4 mit Versagen durch ein adiabatisches Scherband, $\rho = 125 \mu\text{m}$, $v_0 = 56,3 \text{ m/s}$

nung auf die Probe führen kann. Anhand der sich ausbreitenden Schattenfigur lässt sich die Initiierung des adiabatischen Scherbandes auf einen Zeitpunkt im Bereich von etwa $20 \mu\text{s}$ bis $25 \mu\text{s}$ zurückextrapolieren. Ob das adiabatische Scherband bereits auf der Aufnahme bei $t = 21,5 \mu\text{s}$ vorhanden ist, kann nicht entschieden werden. Somit sind auch bei Versagen durch ein adiabatisches Scherband die gefundenen Dehnungsmessstreifensignalverläufe streng mit dem Versagen der Probe korreliert, so dass der Initiierungszeitpunkt des Versagens identifiziert werden kann. In diesem Falle erfolgt das Versagen zu einem aus den Dehnungsmessstreifensignalen bestimmten Zeitpunkt von etwa $t = 22 \mu\text{s}$ und somit deutlich innerhalb des zulässigen Zeitfensters. Der Versagenskennwert, d.h. die dynamische Scherbruchzähigkeit $K_{II d}^*$, diesmal bei Versagen durch ein adiabatisches Scherband, kann aus den gemessenen Signalverläufen gemäß Abb. 95 bestimmt werden.

7.1.3.2 Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$

Versagen durch Zugriss:

In Abb. 97 ist ein typischer Dehnungsmessstreifensignalverlauf bei Versagen einer Probe mit $\rho = 0,5 \text{ mm}$ durch einen Zugriss gegeben. Abb. 98 zeigt die zugehörige Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen. Deutlich ist zu erkennen, dass sich vor $t = 29 \mu\text{s}$ eine Rissspit-

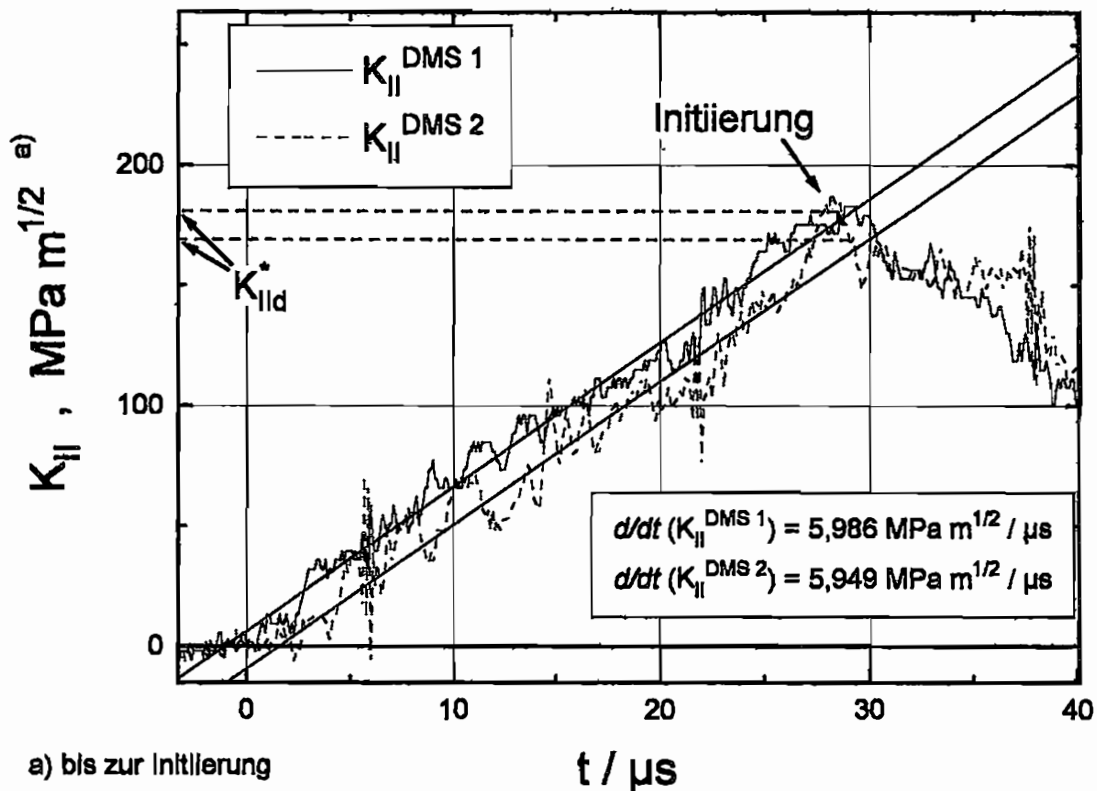


Abb. 97: Zeitliche Entwicklung des Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors, bestimmt durch die Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2, bis zum Versagen der Probe aus 42 CrMo 4 durch einen Zugriss, Rissspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$

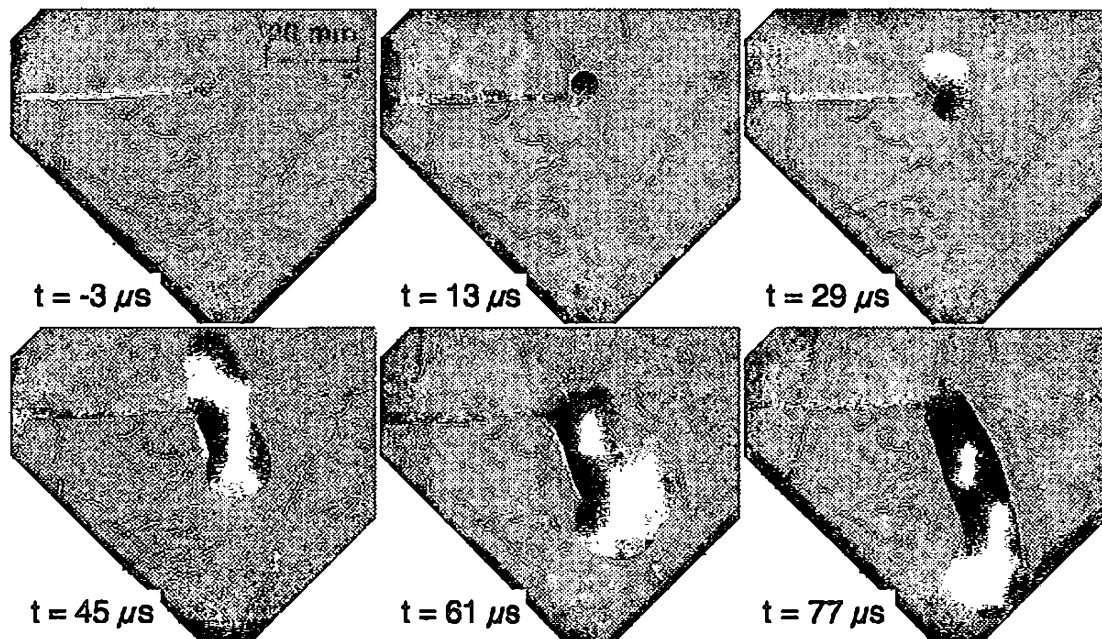


Abb. 98: Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen schattenoptischer Kaustiken während eines Experimentes an einer Probe aus 42 CrMo 4 mit Versagen durch einen Zugriss unter -70° zum Ligament, $\rho = 0,5 \text{ mm}$, $v_0 = 31,1 \text{ m/s}$

zenbelastung aufbaut und danach die Rissausbreitung stattfindet. Die Initiierung des Versagens lässt sich somit auf einen Zeitpunkt kurz vor $t = 30 \mu\text{s}$ zurückextrapolieren. Dieser Befund steht in sehr guter Übereinstimmung mit dem deutlichen Abfall des gefundenen Dehnungsmessstreifensignals. Auch hier können die Belastungsrate und die dynamische Scherbruchzähigkeit aus dem Signalverlauf bestimmt werden.

Versagen durch ein adiabatisches Scherband:

Ein typischer zeitlicher Verlauf der durch die Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2 ermittelten Werte des Spannungsintensitätsfaktors ist in Abb. 99 gegeben. Eine Absicherung des Initiierungszeitpunktes des adiabatischen Scherbandes anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ist in diesem Falle nicht möglich, da sich die adiabatischen Scherbänder allgemein in Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 0,5 \text{ mm}$ nur über eine sehr kurze Distanz ausbreiten (siehe Kap. 7.1.2.2) und daher auf den Aufnahmen nicht zu erkennen sind. Aufgrund der Erkenntnisse, die durch Hochgeschwindigkeitsaufnahmen an den Proben mit kleineren Rissspitzenradien (siehe oben) und an den Aluminiumproben (siehe unten) gewonnen werden, kann jedoch fest davon ausgegangen werden, dass die gegebene Interpretation des Dehnungsmessstreifensignals richtig ist.

Im Vergleich zum gefundenen Signalverlauf bei einer Ausbreitung eines adiabatischen Scherbandes über die relativ große Distanz von etwa 30 mm (Abb. 95) ist beim Versagen über eine kürzere Distanz, in diesem Falle nur etwa 7 mm, ein qualitativer Unterschied im Messsignal

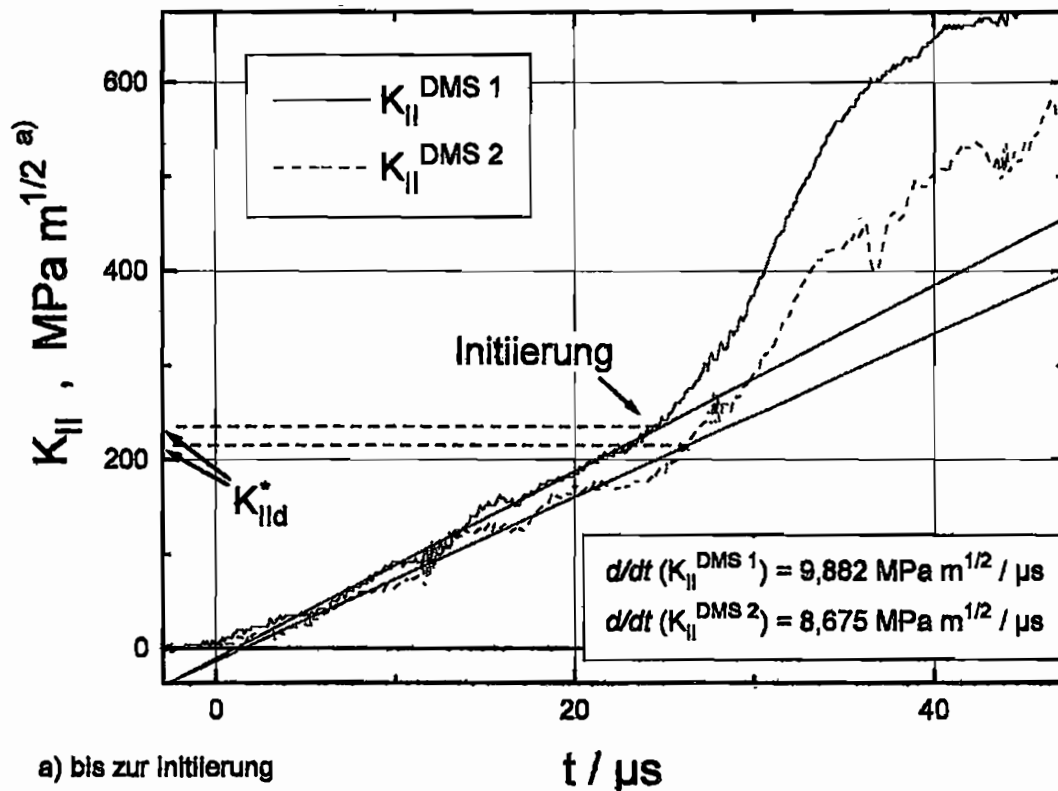


Abb. 99: Zeitliche Entwicklung des Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors, bestimmt durch die Dehnmessstreifen DMS 1 und DMS 2, bis zum Versagen der Probe aus 42 CrMo 4 durch ein adiab. Scherband, Rissspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$

nach Initiierung des adiabatischen Scherbandes zu erkennen (Abb. 99). Es steigt zwar zunächst ebenfalls stark an, flacht aber nach kurzer Zeit wieder ab. Dies ist auf die Arretierung des adiabatischen Scherbandes zurückzuführen und wird gemäß Kap. 4.3.2 später zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des adiabatischen Scherbandes ausgenutzt.

Bewertung der Gültigkeit ermittelter Kennwerte:

Bei einigen der Proben mit $\rho = 0,5 \text{ mm}$, bei denen die Härte wie oben erwähnt auf einen Wert von etwa 600 HV_{30} abfiel, wurde versucht durch erneute Wärmebehandlungen in Fremdauftrag eine höhere Härte zu erreichen. Dies gelang jedoch nicht, stattdessen machte sich in einigen seltenen Fällen ein anderer negativer Effekt bemerkbar, der mit der bereits oben angesprochenen Delamellierung in der Mitte der Proben zusammenhängt. Diese gewinnt offenbar durch die mehrfache Wärmebehandlung an Einfluss. Sie kann dazu führen, dass das Versagen auf den verschiedenen Seiten der Delamellierung zu unterschiedlichen Zeiten initiiert. Dies zeigt sich einerseits durch einen leichten zeitlichen Versatz zwischen dem Initiierungszeitpunkt anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und demjenigen anhand der Dehnmessstreifensignale, da die Dehnmessstreifen und die Verspiegelung für die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen auf unterschiedlichen Seiten der Probe appliziert bzw.

aufgebracht sind. Andererseits ist die Bruchfläche sehr unregelmäßig und weist gerade an der Delamellierungsstelle eine Stufe auf. Ein Beispiel einer solchen Bruchfläche ist in Anhang G gegeben. In diesen Fällen wurde die Gültigkeit der Versuchsergebnisse durch einen in Anhang G näher beschriebenen Algorithmus bewertet. Einige der ermittelten Kennwerte werden demnach als nicht gültig eingestuft, anderen wird eine bedingte Gültigkeit zugesprochen, sie werden in die folgenden Diagramme aufgenommen und eingeklammert dargestellt. In einem Falle zeigt der Signalverlauf der Dehnungsmessstreifen die Unregelmäßigkeit, dass es kurz vor Versagen durch einen Zugriss, welches mit einem deutlichen Abfall des Signals verbunden ist, einen leichten und sehr kurzen Anstieg des Signals gibt. Es ist schwierig zu entscheiden, ob dies auf die Ausbildung eines sehr kleinen Scherbandes - es wurde bei einer Nachbetrachtung der Probe nicht gefunden - oder auf eine andere äußere Störung zurückzuführen ist. Da dieser Signalverlauf der einzige ist, der nicht bis zum Versagen komplett linear ist, wurde in diesem Falle die dynamische Scherbruchzähigkeit durch Extrapolation des linearen Anstiegs auf den Zeitpunkt der Zugrissinitiierung bestimmt. Der so bestimmte Datenpunkt ist in den Diagrammen ebenfalls eingeklammert dargestellt.

7.1.3.3 Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Zusammenhang zwischen Schlaggeschwindigkeit und Risspitzenbelastungsrate

In Abb. 100 ist für die am Vergütungsstahl 42 CrMo 4 durchgeführten Versuche die ermit-

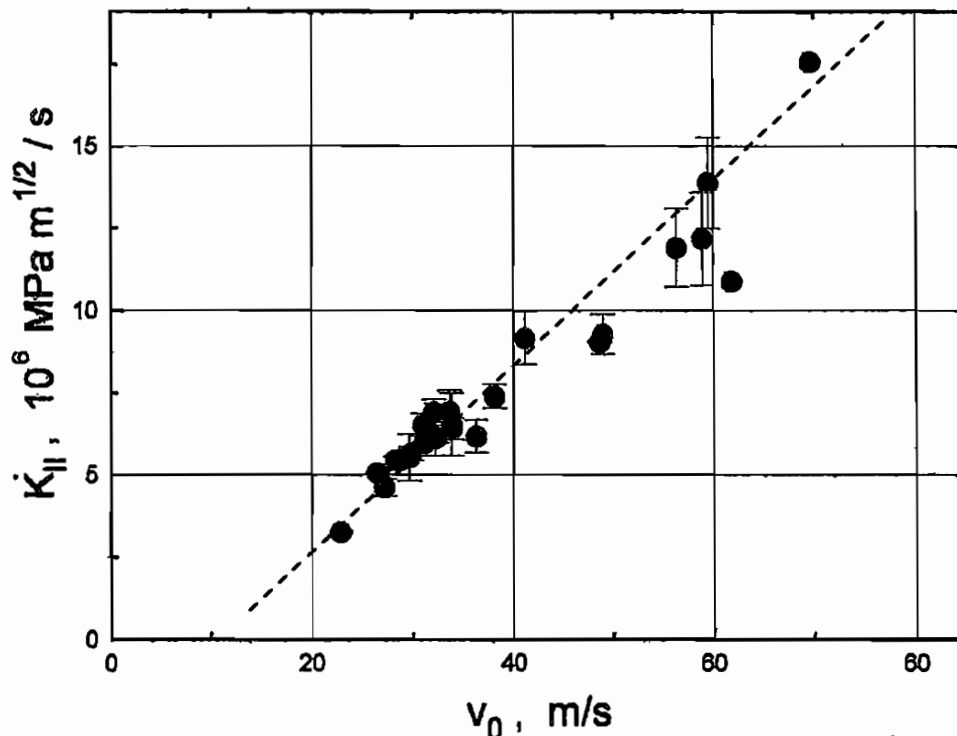


Abb. 100: Zusammenhang zwischen den gemessenen Belastungsraten \dot{K}_{II} und der Schlaggeschwindigkeit v_0 bei den am Vergütungsstahl 42 CrMo 4 durchgeführten LECEI-Experimenten

telte Belastungsrate \dot{K}_{II} gegen die jeweilige Schlaggeschwindigkeit v_0 im LECEI-Experiment aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Belastungsrate in einem direkten linearen Zusammenhang mit der Schlaggeschwindigkeit steht. Somit sind die Schlaggeschwindigkeit und die Belastungsrate äquivalente Parameter zur Beschreibung der Dynamik der Belastung. Da die Belastungsrate \dot{K}_{II} im Gegensatz zur Schlaggeschwindigkeit v_0 die an der Risspitze vorhandene dynamische Spannungsverteilung beschreibt und damit das Versagen direkt kontrolliert, werden im Folgenden stets Auftragungen gegen die Belastungsrate und nicht gegen die Schlaggeschwindigkeit gegeben.

7.1.3.4 Aluminiumlegierung Al 7075, Risspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$

Ein typischer Dehnungsmessstreifensignalverlauf für eine Aluminiumprobe bei Versagen durch ein adiabatisches Scherband ist in Abb. 101 dargestellt. Wie im Falle der Stahlproben ist vor der Initiierung des Versagens ein linearer Anstieg des Spannungsintensitätsfaktors in der Zeit zu verzeichnen, aus dem sich die Belastungsrate \dot{K}_{II} bestimmen lässt. Ein Einfluss von Plastifizierung an der Risspitze auf die Dehnungsmessstreifensignale macht sich auch bei den Aluminiumproben in der Rissbelastungsphase nicht bemerkbar. Die Initiierung des adiabatischen Scherbandes ist mit einem Abknicken des Signalverlaufs nach oben bei

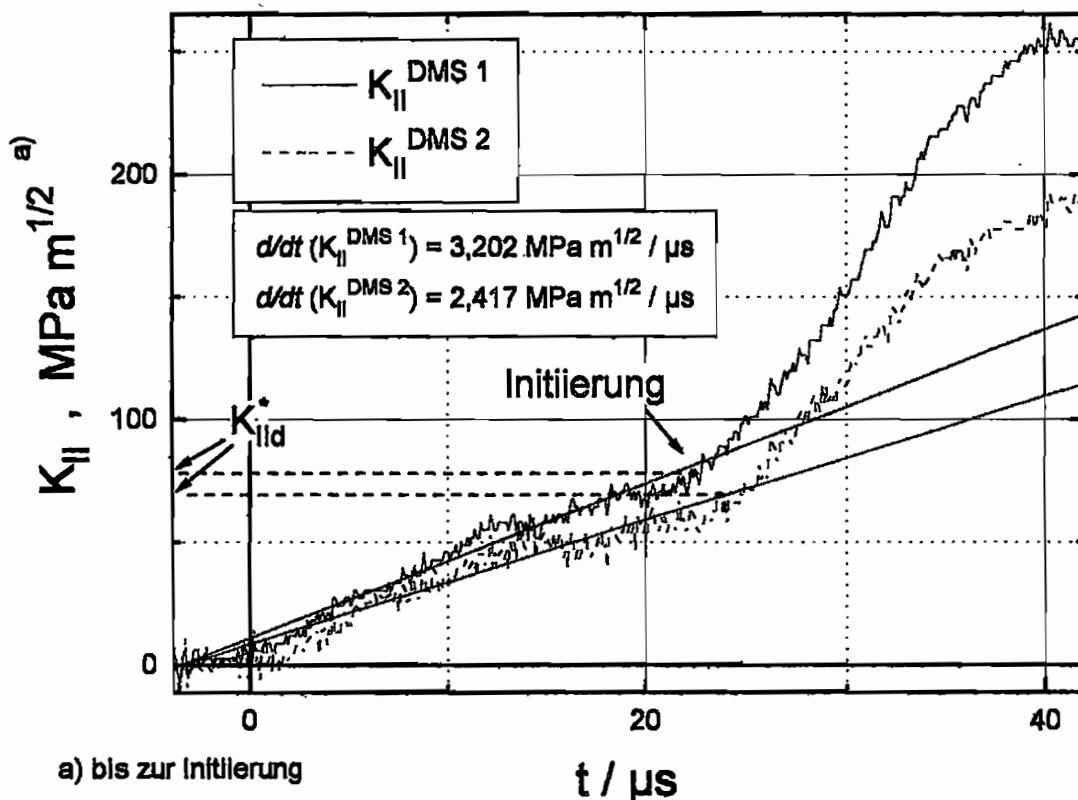


Abb. 101: Zeitliche Entwicklung des Modus-II-Spannungsintensitätsfaktors, bestimmt durch die Dehnungsmessstreifen DMS 1 und DMS 2, bis zum Versagen der Probe aus Al 7075 durch ein adiab. Scherband, Risspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$

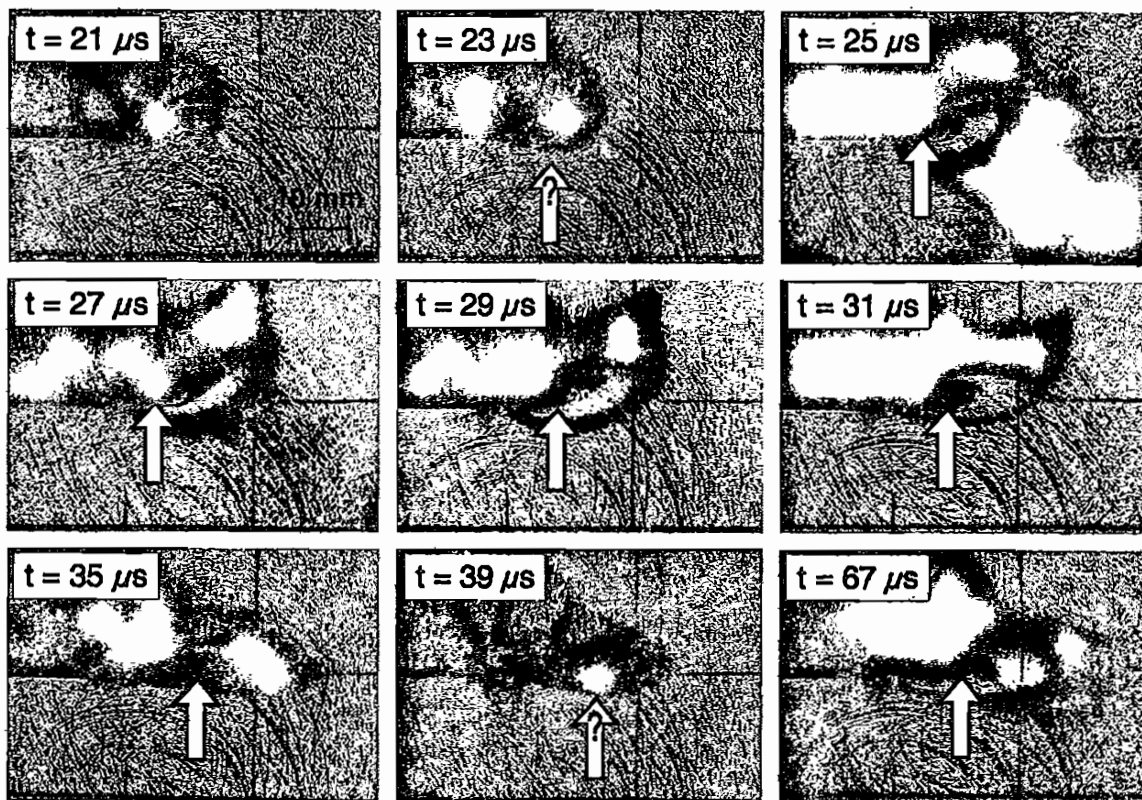


Abb. 102: Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bei direkter Fokussierung auf die Probe während eines Experimentes an einer Probe aus Al 7075 mit Versagen durch ein adiabatisches Scherband, $v_0 = 60,1 \text{ m/s}$

$t \approx 24 \mu\text{s}$ verbunden. Die Dehnungsmessstreifensignale steigen dann für eine bestimmte Zeit steil an, gefolgt von einem Abflachen des Anstiegs. Dieser Signalverlauf ist auf die Ausbreitung und Arretierung des adiabatischen Scherbandes zurückzuführen. Die gegebene Interpretation des Dehnungsmessstreifensignalverlaufes kann hier auch recht deutlich anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bestätigt werden. Abb. 102 zeigt eine Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit hoher zeitlicher Auflösung bei direkter Fokussierung auf die Probe. Deutlich ist zu erkennen, dass sich ab einem Zeitpunkt von etwa $t = 25 \mu\text{s}$ eine Schattenfigur von der Rissspitze ausgehend in Ligamentrichtung ausbreitet. Ein Vergleich zwischen den Aufnahmen bei $t = 35 \mu\text{s}$ und bei $t = 67 \mu\text{s}$ macht deutlich, dass eine weitere Ausbreitung der Schattenfigur nach $t = 35 \mu\text{s}$ nicht stattgefunden hat. Ordnet man der gefundenen Schattenfigur das adiabatische Scherband zu, so lässt sich nach den gefundenen Beobachtungen seine Initiierung auf einen Zeitpunkt etwa kurz vor $t = 25 \mu\text{s}$ und seine Arretierung auf etwa $t = 35 \mu\text{s}$ bestimmen. Dies steht in sehr guter Korrelation sowohl mit dem Anstieg des gefundenen Signalverlaufes der Dehnungsmessstreifen bei Initiierung als auch mit dem Abflachen der Signalkurve bei Arretierung des adiabatischen Scherbandes. Die oben gegebene Interpretation des Dehnungsmessstreifensignalverlaufes kann damit als

gesichert gelten, das Versagen erfolgte innerhalb des zulässigen Zeitfensters und die dynamische Scherbruchzähigkeit kann gemäß Abb. 101 bestimmt werden.

7.1.3.5 Aluminiumlegierung Al 7075, Zusammenhang zwischen Schlaggeschwindigkeit und Risspitzenbelastungsrate

In Abb. 103 ist für die Gesamtheit der an der Aluminiumlegierung Al 7075 durchgeführten Versuche die gemessene Belastungsrate \dot{K}_{II} gegen die jeweilige Schlaggeschwindigkeit v_0 aufgetragen. Wie zuvor bereits beim Vergütungsstahl 42 CrMo 4 zeigt sich auch hier, dass die Belastungsrate in einem linearen Zusammenhang mit der Schlaggeschwindigkeit steht. Die Streuung erweist sich hier jedoch als stärker. Wie sich später bei der Auftragung der ermittelten Kennwerte zeigt (Kap. 7.1.4), führt eine Auftragung gegen die Belastungsrate zu eindeutigeren Zusammenhängen, als die Auftragung gegen die Schlaggeschwindigkeit. Dies verdeutlicht nochmals, dass die Belastungsrate \dot{K}_{II} an der Risspitze diejenige Größe ist, die das Versagensverhalten der Probe kontrolliert. Aus diesem Grunde werden auch hier im Folgenden stets Auftragungen von Kennwerten gegen die Belastungsrate \dot{K}_{II} gegeben.

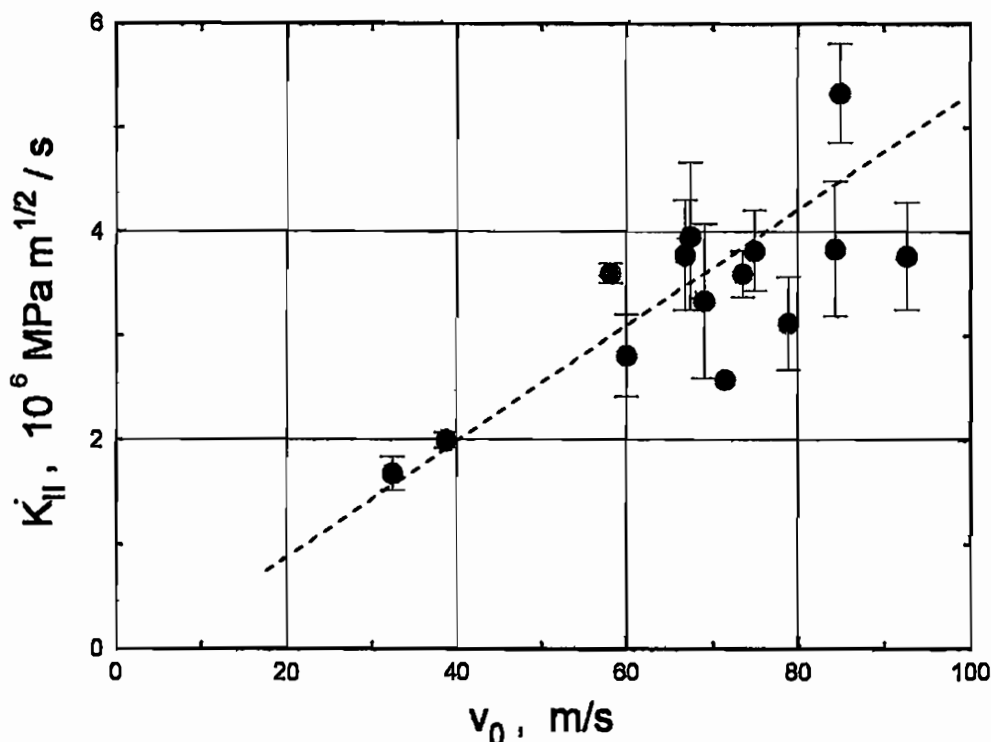


Abb. 103: Zusammenhang zwischen den gemessenen Belastungsraten \dot{K}_{II} und der Schlaggeschwindigkeit v_0 bei den an der Aluminiumlegierung Al 7075 durchgeführten LECEI-Experimenten

7.1.4 Dynamische Scherbruchzähigkeiten $K_{II d}$

7.1.4.1 Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$

Bei Experimenten an Proben aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 125 \mu\text{m}$ wurde abhängig von der Schlaggeschwindigkeit Versagen entweder durch Zugrisse oder durch adiabatische Scherbänder beobachtet. Mit Hilfe der Dehnungsmessstreifen wurden die Belastungsraten \dot{K}_{II} sowie die dynamischen Scherbruchzähigkeiten $K_{II d}^*$ bestimmt. Die Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit von der Belastungsrate ist in Abb. 104 sowohl für Versagen durch Zugrisse als auch durch adiabatische Scherbänder aufgetragen. Versagen durch Zugrisse unter gültigen Bedingungen tritt bei kleinen Belastungsraten bis $\dot{K}_{II} = 5,8 \cdot 10^6 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$ auf, jedoch in einem nur kleinen Bereich. Innerhalb dieses Bereiches der Belastungsrate kann aber für Versagen durch Zugrisse tendenziell ein Abfall der dynamischen Scherbruchzähigkeit mit der Belastungsrate gefunden werden. Dieses Verhalten entspricht der wohlbekannten Abnahme der dynamischen Bruchzähigkeit unter Modus-I-Belastungen bei steigender Belastungsrate (siehe Abb. 13). Aufgrund der Tatsache, dass sich die Zugrisse nach ihrer Initiierung unter einem Winkel von -70° zum Ligament ausbreiten, d.h. unter reinen Zug-(Modus-I)-Bedingungen, erscheint dieses Verhalten plausibel.

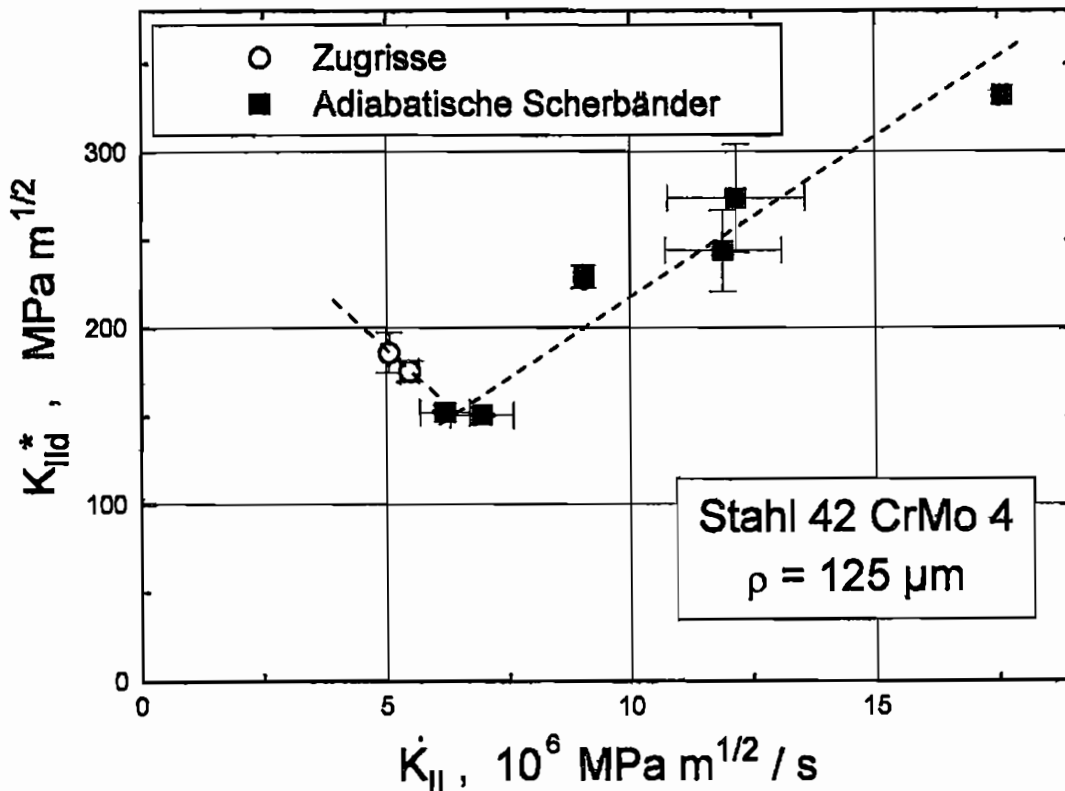


Abb. 104: Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit $K_{II d}^*$ von der Belastungsrate \dot{K}_{II} für den Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Rissspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$

Versagen durch adiabatische Scherbänder erfolgt bei Belastungsraten oberhalb von $\dot{K}_{II} = 5,8 \cdot 10^6 \text{ MPa} \sqrt{\text{m}}/\text{s}$. Für die dabei bestimmten dynamischen Scherbruchzähigkeiten $K_{II d}^*$ wird ein deutlicher Anstieg der Werte mit der Belastungsrate gefunden. Die fallende Tendenz der dynamischen Scherbruchzähigkeit bei Versagen durch Risse unter Zugbedingungen wird hier also umgekehrt. Dies entspricht einem Werkstoffverhalten, welches nicht durch den Effekt der Dehnratenverfestigung erklärt werden kann. Diese Umkehr der Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit von der Belastungsrate bei Versagen durch adiabatische Scherbänder stellt eines der zentralen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit dar. Mögliche Gründe für das gefundene Verhalten werden in Kap. 7.3 näher diskutiert. Beim Übergang zwischen beiden Versagensmechanismen bei etwa $\dot{K}_{II} = 5,8 \cdot 10^6 \text{ MPa} \sqrt{\text{m}}/\text{s}$ ist in Abb. 104 kein Sprung in der dynamischen Scherbruchzähigkeit zu verzeichnen, sondern ein mehr oder weniger kontinuierlicher Übergang zwischen beiden gefundenen Abhängigkeiten.

7.1.4.2 Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Risspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$

Auch bei einem Risspitzenradius von $\rho = 0,5 \text{ mm}$ wurde sowohl Versagen durch Zugrisse bei niedrigen Belastungsgeschwindigkeiten als auch durch adiabatische Scherbänder bei hohen Belastungsgeschwindigkeiten gefunden. Die dabei ermittelten dynamischen Scher-

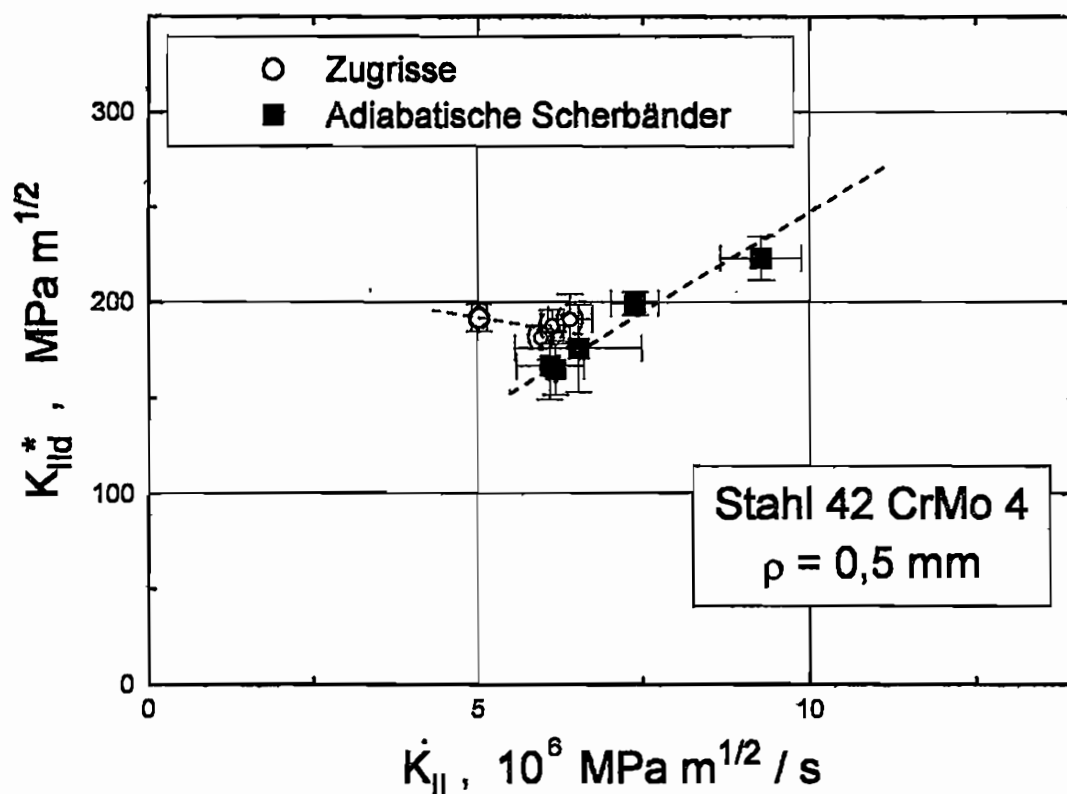


Abb. 105: Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit $K_{II d}^*$ von der Belastungsrate \dot{K}_{II} für den Vergütungsstahl 42 CrMo 4, Risspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$

bruchzähigkeiten K_{II}^* sind in Abb. 105 gegen die Belastungsrate \dot{K}_{II} aufgetragen. Es zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie bei einem Rissspitzenradius von $\rho = 125 \mu\text{m}$. Bei Belastungsraten unterhalb von etwa $\dot{K}_{II} = 6,2 \cdot 10^6 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$ erfolgt Versagen durch Zugrisse, bei höheren Belastungsraten durch die Ausbildung adiabatischer Scherbänder. In diesem Falle ist der Übergang jedoch nicht so scharf wie bei einem Rissspitzenradius von $\rho = 125 \mu\text{m}$. Berücksichtigt man die bedingt gültigen Datenpunkte, so ergibt sich ein kleiner Überlappungsbereich in der Belastungsrate, in dem ein Teil der Proben durch Zugrisse versagt, ein anderer Teil durch adiabatische Scherbänder.

Eine Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit bei Versagen durch Zugrisse ist in diesem Falle kaum zu erkennen, vor allem, weil ein Großteil der entsprechenden Datenpunkte eine nur bedingte Gültigkeit hat. Man würde aber auch hier eine eher fallende als steigende Tendenz der dynamischen Scherbruchzähigkeit bei Steigerung der Belastungsrate ausmachen. Wie zu erwarten war liegen die Bruchzähigkeitswerte wegen des größeren Rissspitzenradius tendenziell über den an Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 125 \mu\text{m}$ ermittelten Werten.

Bei Versagen durch adiabatische Scherbänder zeigt sich eine deutlich steigende Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit von der Belastungsrate. Dieses Ergebnis steht damit in guter Übereinstimmung zu der bereits an den Proben mit kleinerem Rissspitzenradius gefundenen Abhängigkeit. Die ermittelten dynamischen Scherbruchzähigkeitswerte liegen etwa in derselben Größenordnung wie die bei Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 125 \mu\text{m}$ gemessenen Werte. Mögliche Gründe hierfür werden in Kap. 7.3.2 behandelt. Beim Übergang zwischen beiden Versagensmechanismen wird wiederum kein Sprung in der dynamischen Scherbruchzähigkeit gefunden, eine genauere Klassifizierung des Übergangs erweist sich aufgrund der nur bedingt gültigen Datenpunkte in diesem Bereich als schwierig. Da bei beiden Rissspitzenradien der Belastungsratenbereich, in dem Zugrissversagen und die zugehörige Tendenz der dynamischen Scherbruchzähigkeit gefunden werden kann, sehr klein ist, sollen an dieser Stelle auch Experimente an Proben mit $\rho = 125 \mu\text{m}$ dokumentiert werden, bei denen Zugrissversagen unter einem Winkel von -70° zum Ligament auftrat, dieses jedoch unter nicht völlig korrekten Bedingungen initiierte. Die Zugrissinitiiierung erfolgte in beiden Fällen nicht an der dafür vorgesehenen Rissspitze, sondern in der vorgelagerten Bohrung, die in diesen Fällen etwa 2 mm von der Rissspitze entfernt war (siehe Abb. 68). Da in beiden Fällen die geometrischen Randbedingungen gleich sind, können die ermittelten Kennwerte miteinander verglichen werden. Sie sind in Abb. 106 dargestellt. Man erkennt

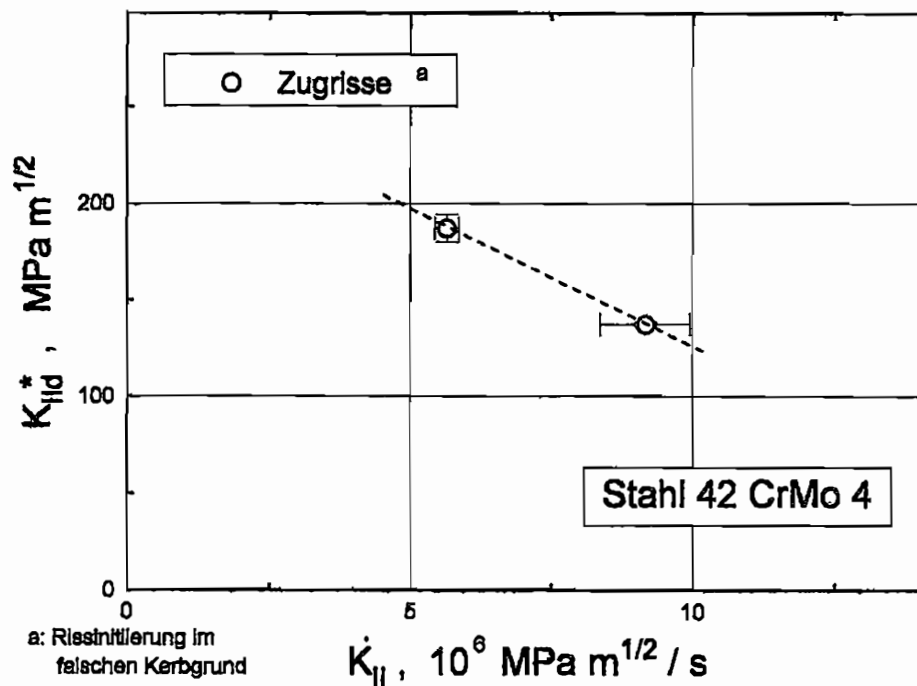


Abb. 106: Dynamische Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}^*$ in Abhängigkeit der Belastungsrate \dot{K}_{II} für den Vergütungsstahl 42 CrMo 4 in zwei Experimenten mit Versagen durch Zugrisse, Initiierung an einer falschen Stelle im Anriss

hier deutlich eine fallende Tendenz der dynamischen Scherbruchzähigkeit bei steigender Belastungsrate. Aufgrund der in Abb. 104 und Abb. 105, insbesondere aber in Abb. 106 gezeigten Abhängigkeiten kann nunmehr als sicher gelten, dass generell eine fallende Tendenz der dynamischen Scherbruchzähigkeit mit der Belastungsrate bei Versagen durch Zugrisse vorliegt.

7.1.4.3 Aluminiumlegierung Al 7075, Risspitzenradius $\rho = 125 \mu\text{m}$

Die an Proben aus der Aluminiumlegierung Al 7075 ermittelten dynamischen Bruchzähigkeiten $K_{II,d}^*$ sind in Abb. 107 gegen die Belastungsrate \dot{K}_{II} aufgetragen. Es wurde bei allen Belastungsraten oberhalb von etwa $\dot{K}_{II} = 2 \cdot 10^6 \text{ MPa} \sqrt{\text{m}} / \text{s}$ Versagen durch adiabatische Scherbänder gefunden. Ein anderer Versagensmechanismus wurde auch bei kleineren Belastungsraten nicht gefunden. Wie bereits zuvor am Vergütungsstahl 42 CrMo 4 ergibt sich auch hier eine deutlich steigende Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}^*$ von der Belastungsrate bei Versagen durch adiabatische Scherbänder. Dies ist wiederum eine umgekehrte Abhängigkeit als diejenige, die man aufgrund eines Effektes der Dehnrateverfestigung erwarten sollte. Sie muss daher auf anderen dynamischen Werkstoffeffekten beruhen. Das am Vergütungsstahl 42 CrMo 4 gefundene Ergebnis für die dynamische Scherbruchzähigkeit bei Versagen durch adiabatische Scherbänder kann hier insofern bestätigt

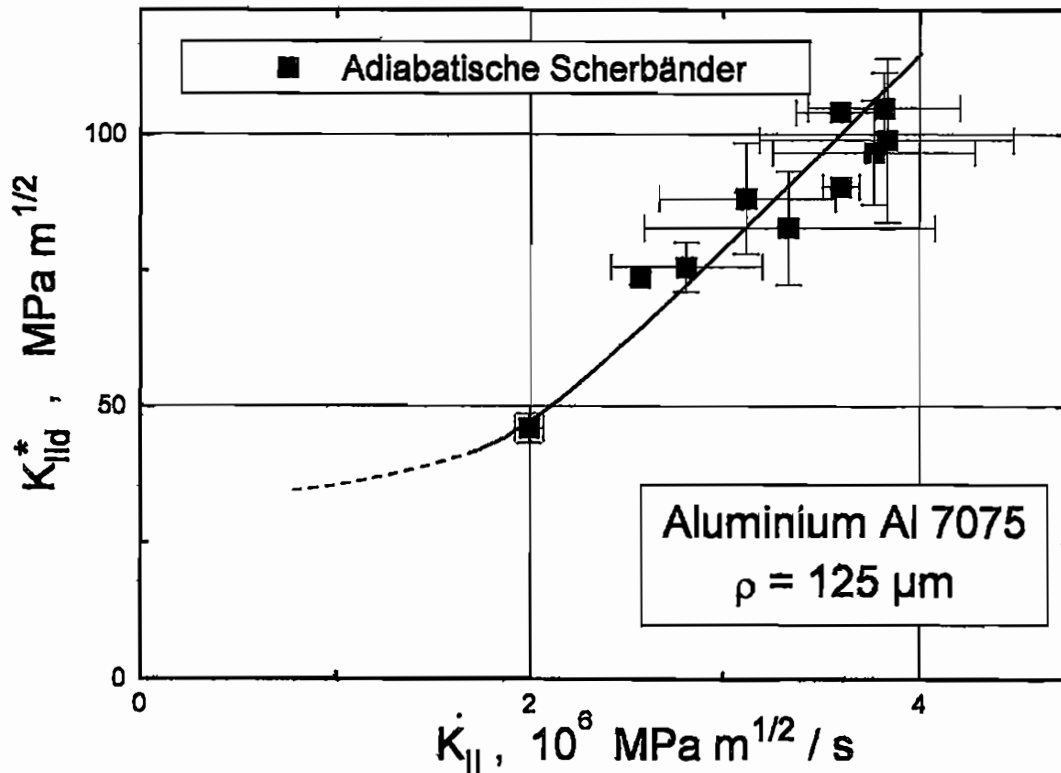


Abb. 107: Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit K_{IIId}^* von der Belastungsrate \dot{K}_{II} für die Aluminiumlegierung Al 7075

werden.

Über den möglichen Verlauf der dynamischen Scherbruchzähigkeit bei sehr kleinen Belastungsraten bis hin zu quasistatisch bestimmten Scherbruchzähigkeitswerten kann hier keine sichere Aussage gemacht werden. Die von Hiese quasistatisch an Ermüdungsanrissen bestimmten Scherbruchzähigkeitswerte von etwas mehr als $40 \text{ MPa} \sqrt{\text{m}}$ zeigen jedoch, dass der Kurvenverlauf in Abb. 107 zu geringeren Belastungsraten hin nicht linear fortgesetzt werden kann. Das bei solch geringen bis zu quasistatischen Belastungsraten beobachtete Scherversagen der Proben kann in jedem Falle nicht mehr als „adiabatisch“ bezeichnet werden. Möglicherweise ergibt sich daraus eine Änderung des Kurvenverlaufes.

7.1.5 Ausbreitungsgeschwindigkeit des Versagens

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des jeweiligen Versagens wurde mit Hilfe verschiedener experimenteller Techniken ermittelt. Bei Zugrissversagen wird Hochgeschwindigkeitsfotografie eingesetzt, bei Versagen durch adiabatische Scherbänder werden Dehnungsmessstreifen gemäß Kap. 4.3 verwendet. Eine Unterscheidung zwischen den verschiedenen Rissspitzenradien wird hier nicht vorgenommen.

7.1.5.1 Vergütungsstahl 42CrMo4

Versagen durch Zugriss:

Abb. 108 zeigt Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, bei denen ein Zugriss unter -70° zum Ligament während seiner Ausbreitung erfasst wurde. Eine Bestimmung der Risslänge im Verlauf der Zeit ist dabei möglich, sie ist in Abb. 109 aufgetragen. Es ergibt sich eine Geschwindigkeit des laufenden Zugrisses von $\dot{a}_{\text{Zugriss}} = 945 \text{ m/s}$. Auch bei anderen Experimenten mit Versagen durch einen Zugriss konnte seine Ausbreitungsgeschwindigkeit abgeschätzt werden, sie liegt stets im Bereich zwischen etwa 870 m/s und 980 m/s , eine

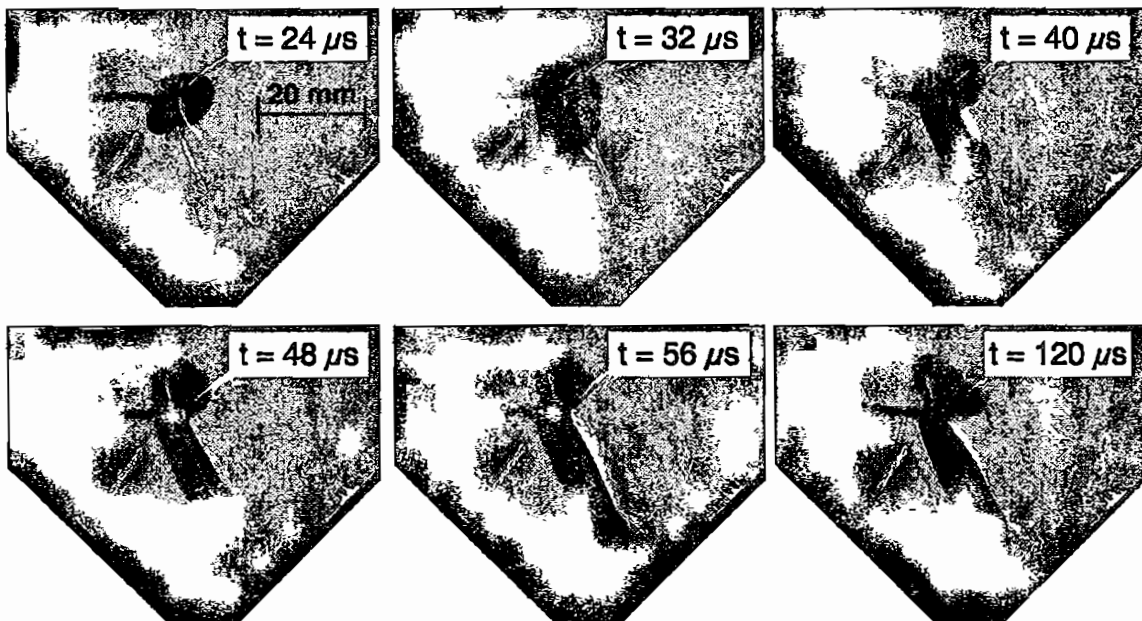


Abb. 108: Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zur Bestimmung der Geschwindigkeit eines Zugrisses

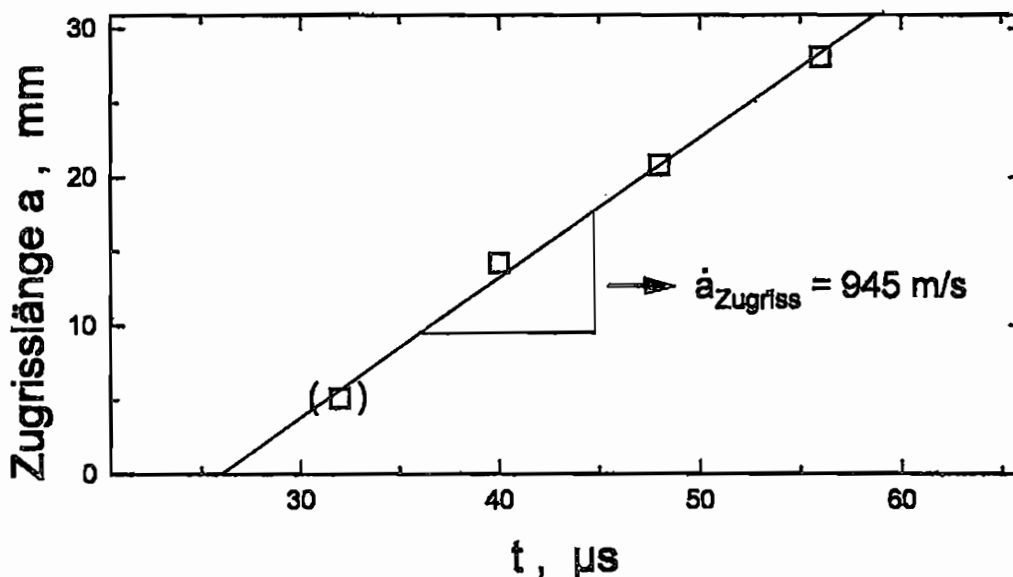


Abb. 109: Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Zugrisses (siehe Abb. 108)

Beschleunigung oder eine Abhängigkeit der Zugrissgeschwindigkeit von der Belastungsrate \dot{K}_{II} kann nicht festgestellt werden. Damit liegt die Ausbreitungsgeschwindigkeit bei etwa einem Drittel der Rayleigh-Wellengeschwindigkeit für diesen Werkstoff.

Versagen durch adiabatische Scherbänder:

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit adiabatischer Scherbänder konnte mit Hilfe der Dehnungsmessstreifen DMS 3 und DMS 4 gemäß Kap. 4.3.1 bestimmt werden. Abb. 110 zeigt Dehnungsmessstreifensignalverläufe von DMS 3 und DMS 4 im Zeitbereich der Initiierung und Ausbreitung eines adiabatischen Scherbandes. Die Signalverläufe nach dem Zeitpunkt der Initiierung weisen darauf hin, dass das Vorbeilaufen des Scherbandes an den Dehnungsmessstreifen DMS 3 und DMS 4 durch einen Abfall des Signals gekennzeichnet ist. Dies erscheint auch durch einen Vergleich mit dem in der Finite-Element-Simulation gefundenen Spannungsfeld der dynamisch belasteten Risspitze plausibel (vgl. Abb. 57). Die Spannungen werden um so kleiner, je weiter man sich „im Schatten“ des Risses befindet, d.h. wenn man sich unterhalb des Anrisses in negativer x -Richtung bewegt. Dieser Abfall beginnt dabei schon geometrisch vor dem Riss, so dass die Initiierung des adiabatischen Scherbandes sofort zu einem Dehnungsabfall für DMS 3 führen kann. Es ist zu beobachten, dass der Abfall des Messsignals von DMS 4 steiler verläuft als der von DMS 3. Dies könnte auf eine Beschleunigung des Scherbandes zurückzuführen sein. Die Zeitpunkte zur Bestimmung der

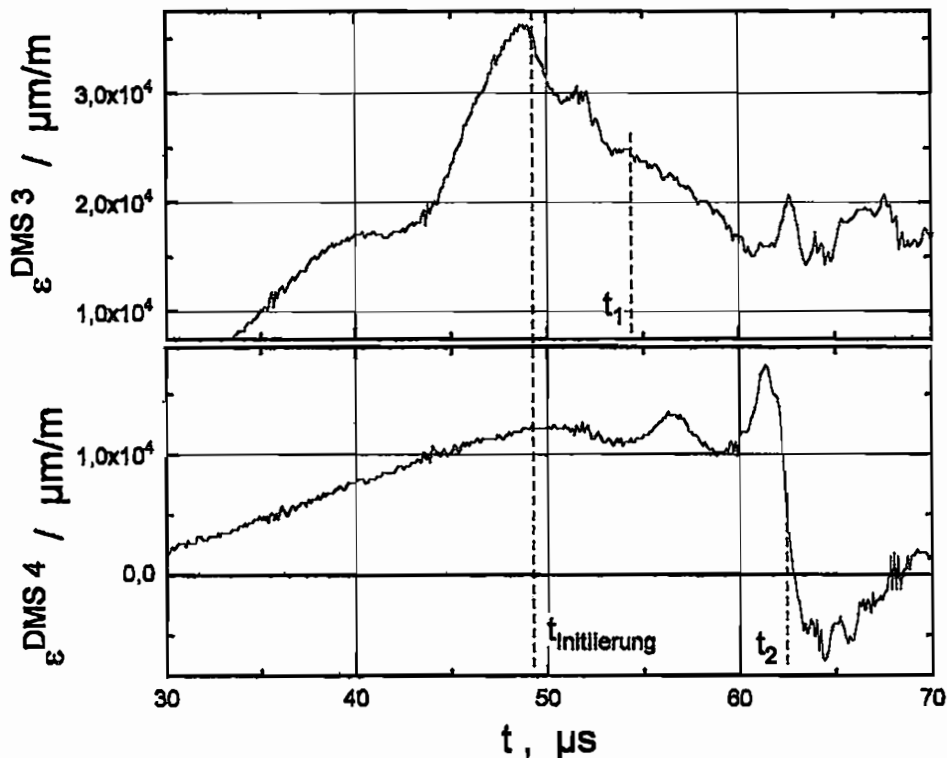


Abb. 110: Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit eines adiabatischen Scherbandes in 42 CrMo 4 aus den Signalverläufen von DMS 3 und DMS 4

durchschnittlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit werden hier jeweils auf die Mitte des Signalabfalls für DMS 3 und DMS 4 festgelegt. Dies ist mit einer gewissen Unsicherheit verbunden, an dieser Stelle sollen jedoch nur Abschätzungen der Ausbreitungsgeschwindigkeit des adiabatischen Scherbandes geliefert werden.

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit eines adiabatischen Scherbandes ergibt sich gemäß Kap. 4.3.2 aus dem Abflachen der Signalkurven von DMS 1 und DMS 2 bei einer nur kurzen Ausbreitungslänge des adiabatischen Scherbandes. Die Bestimmung der Laufzeit eines adiabatischen Scherbandes aus den Signalverläufen ist in Abb. 111 exemplarisch dargestellt. Durch zusätzliches Messen der Länge des adiabatischen Scherbandes in der post-mortem-Probe kann eine durchschnittliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des adiabatischen Scherbandes bestimmt werden. Auch hier sei darauf hingewiesen, dass die Bestimmung der Laufzeit nur unscharf erfolgen kann und mit einer Unsicherheit verbunden ist. Auch hier gilt aber, dass lediglich eine Abschätzung der Geschwindigkeit geliefert werden soll. Es sei außerdem angemerkt, dass die Arretierung des Scherbandes in aller Regel unter dem Einfluss reflektierter Wellen erfolgt, möglicherweise sogar von ihnen hervorgerufen wird. Da dies aber gleichermaßen die Länge wie die Laufzeit des Scherbandes verkürzt, hat dies keinen Einfluss auf die ermittelte Durchschnittsgeschwindigkeit.

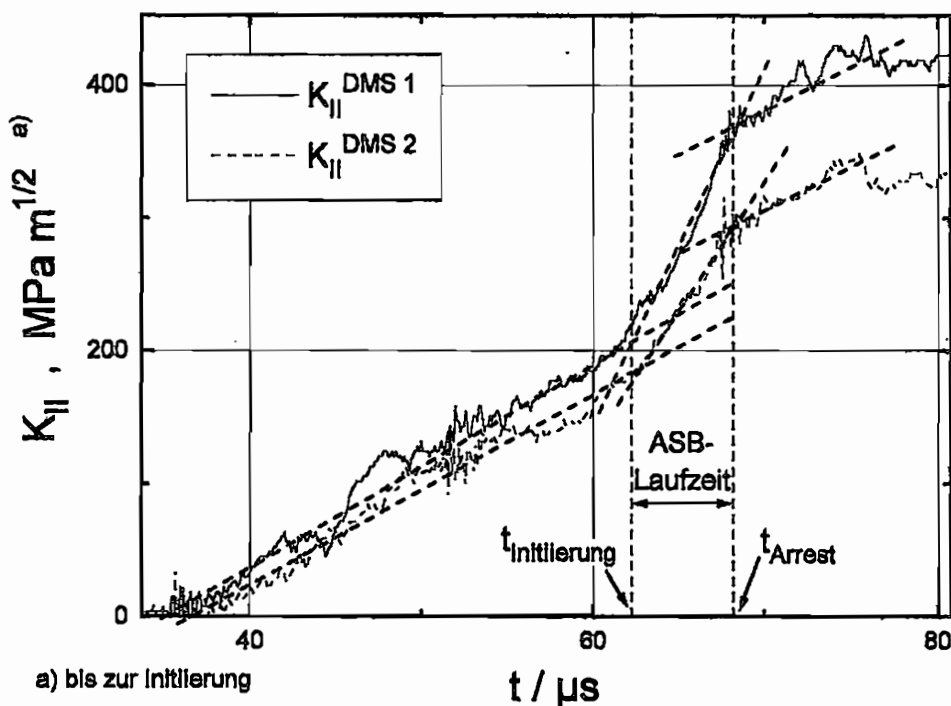


Abb. 111: Bestimmung der Laufzeit eines adiabatischen Scherbandes aus den Signalverläufen von DMS 1 und DMS 2

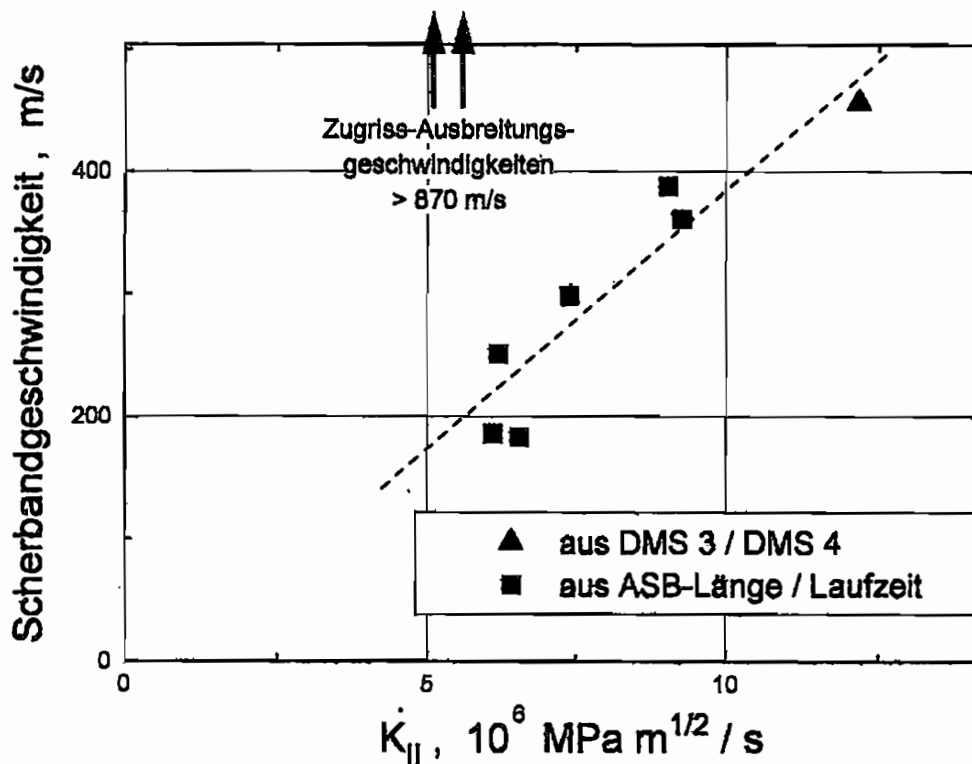


Abb. 112: Ausbreitungsgeschwindigkeiten adiabatischer Scherbänder in 42 CrMo 4 in Abhängigkeit der Belastungsrate \dot{K}_{II}

Abb. 112 zeigt auf beiderlei Arten ermittelte Ausbreitungsgeschwindigkeiten der adiabatischen Scherbänder in Abhängigkeit der Belastungsrate \dot{K}_{II} . Die Tatsache, dass die auf unterschiedliche Weisen bestimmten Werte in guter Übereinstimmung miteinander stehen, rechtfertigt die Annahme, dass die durchgeführten Abschätzungen sinnvoll sind.

Es zeigt sich, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit signifikant von der Belastungsrate abhängt, sie steigt mit ihr linear an. Dies steht im Gegensatz zu der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Zugrissen, die wie oben bereits erwähnt nicht von der Belastungsrate abhängt.

7.1.5.2 Aluminiumlegierung Al 7075

Im Falle der Aluminiumlegierung Al 7075 wurde nur Versagen durch adiabatische Scherbänder gefunden. Ein Beispiel der Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit eines adiabatischen Scherbändes mit Hilfe der Dehnungsmessstreifen DMS 3 und DMS 4 gemäß Kap. 4.3.1 ist in Abb. 113 gegeben. Die abfallenden Flanken im Signalverlauf sind deutlich zu erkennen. Der Signalabfall des Dehnungsmessstreifens DMS 4, der sich in einer größeren Entfernung zur Risspitze befindet als DMS 3, erweist sich hier als flacher als zuvor im Vergütungsstahl 42 CrMo 4. Ob daraus gefolgert werden kann, dass das adiabatische Scherband in der Aluminiumlegierung Al 7075 weniger beschleunigt, soll hier nicht näher behandelt werden. Die durchschnittliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des adiabatischen Scherbändes

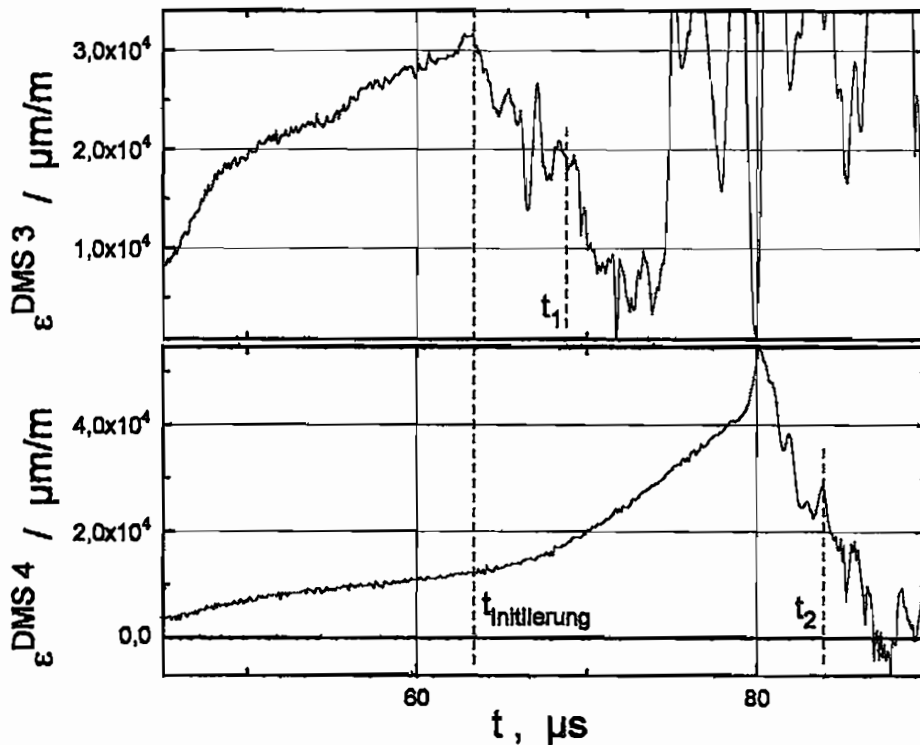


Abb. 113: Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit eines adiabatischen Scherbandes in Al 7075 aus den Signalverläufen von DMS 3 und DMS 4

wird aus dem zeitlichen Abstand der jeweiligen Mitte des Signalabfalls für DMS 3 und DMS 4 abgeschätzt.

Eine Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der adiabatischen Scherbänder wurde auch gemäß Kap. 4.3.2 anhand der aus dem Signalverlauf in Abb. 101 bestimmbaren Laufzeit des adiabatischen Scherbandes sowie seiner nach dem Experiment zu bestimmenden Länge ermöglicht. Die auf beiderlei Arten bestimmten Ausbreitungsgeschwindigkeiten adiabatischer Scherbänder in der Aluminiumlegierung Al 7075 sind in Abb. 114 gegen die Belastungsrate aufgetragen. Zusätzlich ist ein von Hiese gemessener Wert der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Scherversagen unter quasistatischer Belastung eingetragen. (Wie bereits in Kap. 6.4 erwähnt führten sogar quasistatische Modus-II-Belastungen zu einem Versagen in Richtung des Ligaments, welches sich von der Phänomenologie der Bruchfläche her nicht von einem adiabatischen Scherband unterscheiden lässt.) Die gemessenen Geschwindigkeiten sind mit weniger als 300 m/s vergleichsweise klein. Man erkennt einen linearen Anstieg der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit der Belastungsrate. Nimmt man den unter quasistatischen Bedingungen gemessenen Wert hinzu (obwohl in diesem Falle kein „adiabatisches“ Scherband vorliegt), setzt sich diese Linearität sogar bis zu $\dot{K}_{II} \approx 0$ fort, wo eine extrem geringe Ausbreitungsgeschwindigkeit von nur etwa 5 m/s bei Versagen

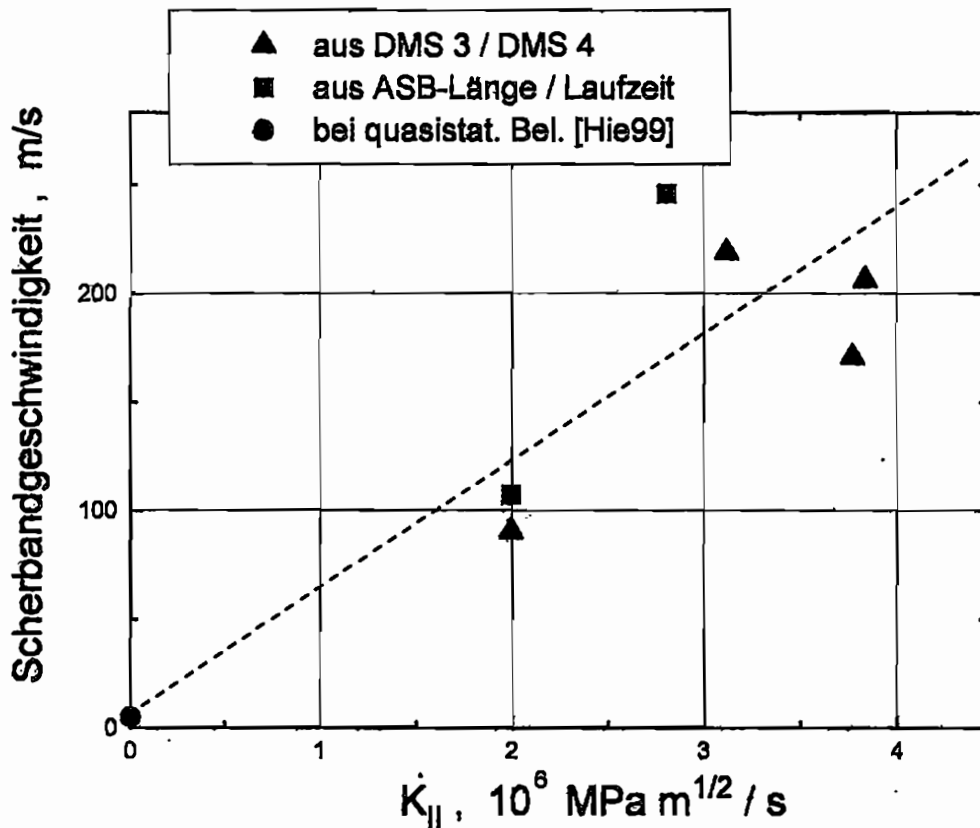


Abb. 114: Ausbreitungsgeschwindigkeiten adiabatischer Scherbänder in Al 7075 in Abhängigkeit der Belastungsrate \dot{K}_{II}

durch einen Scherbruch gefunden wurde [16].

7.1.6 Zusammenfassung

In Tabelle 11 bzw. Tabelle 12 sind die bei den LECEI-Experimenten am Vergütungsstahl 42 CrMo 4 bzw. an der Aluminiumlegierung Al 7075 gefundenen Ergebnisse bezüglich des gefundenen Versagensverhaltens und der ermittelten Versagenskennwerte zusammengefasst.

Der von Kalthoff [2] gefundene Wechsel im Versagensverhalten dynamisch scherbearbeiteter Risse von Zugrissen zu adiabatischen Scherbändern kann für den Vergütungsstahl 42 CrMo 4 bestätigt werden.

Für die dynamische Scherbruchzähigkeit ergibt sich bei Versagen durch Zugrisse eine fallende Tendenz mit der Belastungsrate, welches in Übereinstimmung mit Beobachtungen steht, die unter dynamischen Modus-I-Belastungen gefunden werden. Beim Wechsel des Versagensverhaltens wird auch ein Wechsel in der Tendenz der dynamischen Scherbruchzähigkeit gefunden, sie steigt bei Versagen durch adiabatische Scherbänder mit der

Belastungsrate an.

Nr.	Risssp.- radius ρ , μm	Schlag- geschw. v_0 , m/s	\dot{K}_{II} , 10^6 MPa $\sqrt{\text{m}}/\text{s}$	Vers.- verh. ^a	$K_{II,d}^*$, MPa $\sqrt{\text{m}}$	Ausbr.- geschw. des Vers., m/s	Zeit bis Versagen ^b , μs	ASB-Länge (aussen), mm
172	125	48,7	9,04	ASB	228,9	388	23,9	3,45
173	125	58,9	12,18	ASB	273,5	456	23,3	23,2
176	125	29,9	5,65	ZR ^c	(187,1)	945	29,7	-
177	125	41,2	9,16	ZR ^c	(137,4)	980	14,8	-
178	125	56,3	11,90	ASB	243,8	-	20,7	30,4
181	125	69,7	17,58	ASB	332,1	-	18,9	9,95
182	125	36,3	6,18	ASB	152,2	-	23,9	8,05
183	125	22,9	3,26	k.V.	-	-	-	-
184	125	33,6	6,93	ASB	150,6	-	21,4	6,35
185	125	28,9	5,47	ZR	175,4	(>> 693)	28,2	-
186	125	26,5	5,06	ZR	185,9	(>> 240)	30,3	-
187	125	29,7	5,53	k.V.	-	-	-	-
188	500	49,0	9,28	ASB	223,0	361	24,4	6,6
189	500	38,1	7,39	ASB	199,2	298	26,5	1,8
190	500	33,8	6,54	ASB	175,9	183	25,9	1,5
191	500	27,3	4,61	k.V.	-	-	-	-
192	500	28,3	5,44	k.V.	-	-	-	-
193	500	31,0	6,53	k.V.	-	-	-	-
194	500	32,2	6,10	ASB	166,6	186	25,7	< 1,0
195	500	31,5	6,19	ASB	164,9	251	28,7	1,4
196	500	32,1	6,91	k.V.	-	-	-	-
197	500	32,4	6,14	ZR	(187,7)	890	29,8	-
198	500	33,9	6,41	ZR	(191,1)	975	28,0	-
199	500	31,1	5,97	ZR	(181,7)	871	28,4	-
200	500	26,7	5,03	ZR	191,8	920	31,1	-

Tabelle 11: Zusammenfassung der Ergebnisse für den Vergütungsstahl 42 CrMo 4

- a. kein (oder zu spätes) Versagen (k.V.), Zugriss (ZR) oder adiabatisches Scherband (ASB)
b. von Beginn der Rissspitzenbelastung an
c. Initiierung an falscher Stelle im Anriss

Nr.	Risssp.- radius ρ , μm	Schlag- geschw. v_0 , m/s	\dot{K}_{II} , 10^6 $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$	Vers.- verh. ^a	K_{II}^* , $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$	Ausbr.- geschw. des Vers., m/s	Zeit bis Versagen ^b , μs	ASB-Länge (aussen), mm
145	125	69,1	3,33	ASB	82,9	-	24,1	7,95
147	125	74,9	3,82	ASB	104,8	-	24,8	7,1
152	125	73,5	3,60	ASB	104,0	-	25,3	8,1
153	125	71,4	2,57	ASB	73,7	-	23,8	7,8
154	125	60,1	2,81	ASB	75,6	245	24,9	3,65
158	125	78,9	3,12	ASB	88,2	219	25,7	7,35
160	125	84,4	3,84	ASB	98,9	206	25,3	5,3
161	125	92,7	3,77	ASB	96,7	171	25,0	8,35
162	125	58,1	3,60	ASB	90,4	-	23,0	5,85
163	125	38,8	1,99	ASB	46,0	90 ... 107	23,0	2,75
167	125	32,4	1,68	k.V.	-	-	-	-

Tabelle 12: Zusammenfassung der Ergebnisse für die Aluminiumlegierung Al 7075

a. kein (oder zu spätes) Versagen (k.V.) oder adiabatisches Scherband (ASB)

b. von Beginn der Rissspitzenbelastung an

Auch die gemessenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten des jeweiligen Versagens hängen stark vom Versagensmechanismus ab. Während die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Zugrissen recht hoch und von der Belastungsrate unabhängig ist, findet man trotz der höheren Belastungsrate kleinere Ausbreitungsgeschwindigkeiten von adiabatischen Scherbändern, die außerdem noch mit der Belastungsrate linear ansteigen.

Bei der Aluminiumlegierung Al 7075 wird kein Versagen durch Zugrisse, sondern nur durch adiabatische Scherbänder gefunden. Dies ist auf das besondere Werkstoffverhalten dieser Aluminiumlegierung zurückzuführen. Bei Versagen durch adiabatische Scherbänder wird jedoch die gleiche Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit und der Ausbreitungsgeschwindigkeit der adiabatischen Scherbänder von der Belastungsrate gefunden wie im Vergütungsstahl 42 CrMo 4.

7.2 Dynamisches Scherversagen in Polycarbonat

7.2.1 Vorbemerkung

Am Kunststoff Polycarbonat wurden LECEI-Experimente zur Beobachtung des Versagensverhaltens unter hochdynamischer Scherbelastung durchgeführt. Es wurde einerseits die

Schlaggeschwindigkeit und andererseits der Rissspitzenradius variiert. Letzterer betrug entweder $\rho = 0,5$ mm oder die Rissspitzen wurden durch das Eindringen einer Rasierklinge vertieft, was zu Anrissen führt, die Ermüdungsanrissen praktisch äquivalent sind [78]. Das Dehnungsmessstreifenverfahren zur Bestimmung von Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren kam in diesen Untersuchungen nicht zum Einsatz. Aus diesem Grunde werden hier weniger Versagenskennwerte im Sinne von dynamischen Scherbruchzähigkeiten als vielmehr qualitative Beobachtungen zu den auftretenden Versagensmechanismen an der dynamisch scherbelastrten Rissspitze dargestellt. Die Proben wurden durch Aufschlagkörper aus Aluminium (siehe Kap. 5.3) mit Schlaggeschwindigkeiten zwischen etwa 15 m/s und 90 m/s belastet.

7.2.2 Beobachtete Versagensmechanismen

7.2.2.1 Rissspitzenradius $\rho = 0,5$ mm

An Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 0,5$ mm wurden zwei signifikant unterschiedliche Versagensmechanismen beobachtet.

Bei geringen Schlaggeschwindigkeiten bis zu $v_0 = 55$ m/s wird Versagen durch einen Zugriss, der sich unter einem Winkel von -70° zum Ligament ausbreitet, beobachtet. Eine Probe, die einen solchen Zugriss aufweist, ist in Abb. 115 dargestellt. Die Bruchfläche erweist sich als glatt und weist praktisch keine Scherlippen auf, entspricht also der Beobachtung, die bereits im Kerbschlagbiegeversuch gemacht wurde. Es liegt somit ein Spröbruch vor, wie er nach dem bereits in Kap. 6.5 beschriebenen Übergang des Werkstoffverhaltens von duktil zu

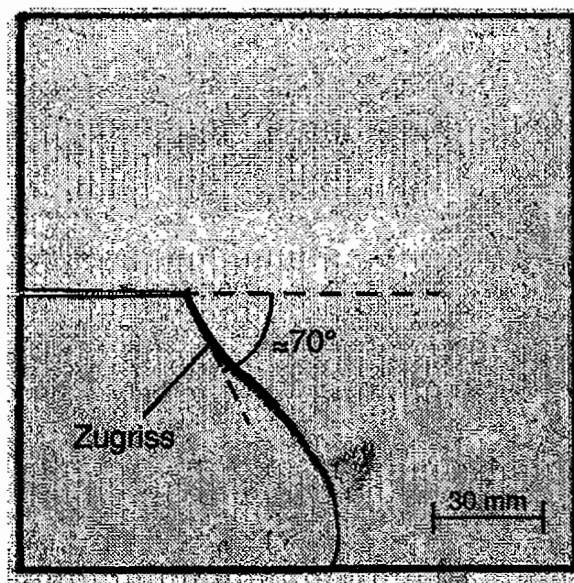


Abb. 115: Probe aus Polycarbonat mit Zugriss unter -70° zum Ligament, Rissspitzenradius $\rho = 0,5$ mm, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 17,8$ m/s

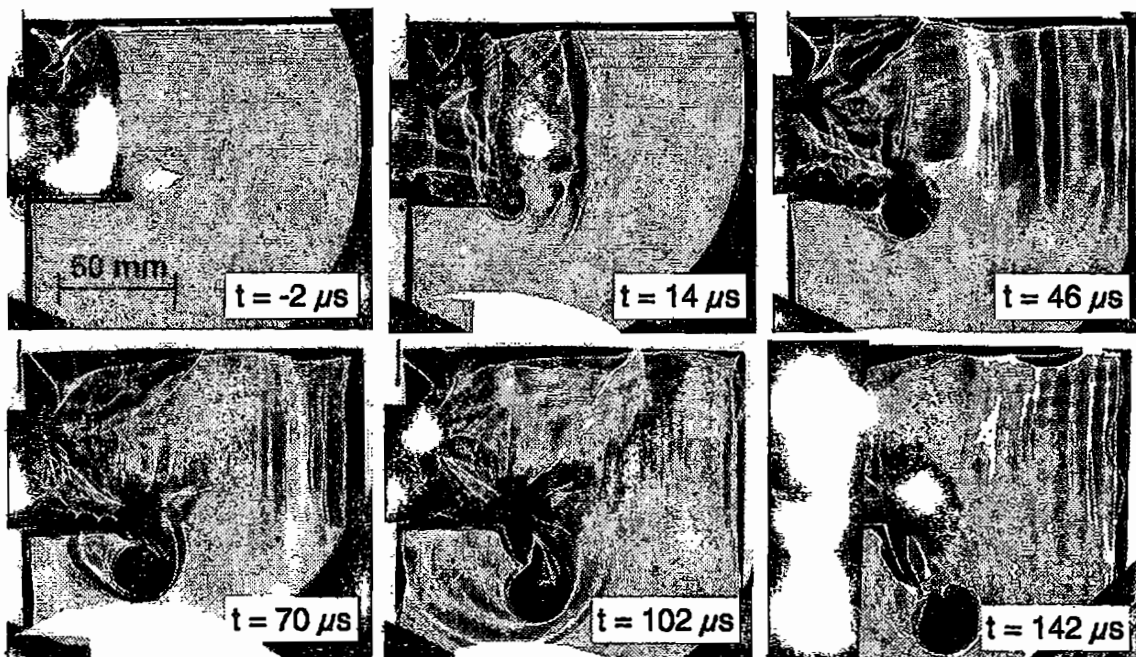


Abb. 116: Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen schattenoptischer Kaustiken während eines Experimentes an einer Probe aus Polycarbonat mit Versagen durch einen Zugriss unter -70° zum Ligament, $\rho = 0,5 \text{ mm}$, $v_0 = 48,5 \text{ m/s}$

spröde zu erwarten ist.

Abb. 116 zeigt eine Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen schattenoptischer Kaustiken, die während eines Experimentes zu den angegebenen Zeiten gemacht wurden. Nach Einleitung der longitudinalen Druckwelle in die Probe erfolgt die anhand der Kaustikenfiguren zu erkennende Modus-II-Belastung der Rissspitze. Der Zeitpunkt, an dem diese Rissspitzenbelastung beginnt, wird als Zeitnullpunkt definiert. Zu einer Zeit kurz vor $t \approx 46 \mu\text{s}$ erfolgt demnach die Initiierung der instabilen Ausbreitung eines Zugrisses unter etwa -70° zum Ligament. Diese liegt innerhalb des durch die Geometrie der Probe und des Aufschlagkörpers gegebenen zulässigen Zeitfensters von $57,3 \mu\text{s}$ für die hier gegebene Anrisslänge von $a = 45 \text{ mm}$ (siehe Kap. 5.3). Die Rissausbreitungsgeschwindigkeit lässt sich anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen auf einen Wert von $\dot{a} \approx 430 \text{ m/s}$ abschätzen, eine Beschleunigung des Risses kann nicht festgestellt werden. Die Rissausbreitungsgeschwindigkeit liegt damit bei etwa 57 % der Rayleigh-Wellengeschwindigkeit.

Anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in Abb. 116 kann auch die Wellenausbreitung in der Probe beobachtet werden. Deutlich ist zunächst die saubere Einleitung der Wellenfront zu erkennen, gefolgt von der Ausbreitung der Welle bis zum Probenrand, wobei sich die beobachtbare Intensität der Welle jedoch immer mehr abschwächt. Die reflektierte Welle ist kaum noch zu erkennen. Außerdem ist die Wellenfront einer vom laufenden Zugriss emittierten Welle zu erkennen, die sich um die laufende Rissspitze gemäß des Doppler-Effektes

anordnet. Insgesamt ist allerdings davon auszugehen, dass nicht alle tatsächlich vorhandenen Wellen auf den Aufnahmen zu erkennen sind, sondern nur intensive Anteile, die zu einer ausreichenden Ablenkung des Lichtes und damit zu sichtbaren Hell-Dunkel-Figuren führen. Diese durch Wellen hervorgerufenen Lichtablenkungen führen gleichzeitig dazu, dass eine Auswertung der Kaustiken an der Rissspitze nur sehr bedingt möglich ist, da sie in ihrer geometrischen Form stark gestört sind. Eine Auswertung der Versuche anhand von Kaustiken ist in Anhang H gegeben. Aufgrund der großen Unsicherheit bei der Bestimmung der Spannungsintensitätsfaktoren soll hier keine Abhängigkeit der Schlag-Scherbruchzähigkeit von der Belastungsrate angegeben werden. Es lässt sich jedoch eine Größenordnung der Schlag-Scherbruchzähigkeit im Bereich von etwa $K_{IIId}^* = 4$ bis $6 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ angeben.

Beim Übergang zu höheren Schlaggeschwindigkeiten findet man ein völlig andersartiges Verhalten der Proben. Eine entsprechende Probe nach dem Experiment ist in Abb. 117 gegeben. In der Probe sind große Bereiche mit deutlicher plastischer Deformation zu beobachten. Diese befinden sich vor allem in der Umgebung der Rissspitze sowie am oberen Rand der Aufschlagfläche sowie auf einer gedachten Verbindungslinie zwischen beiden Bereichen. Ein Gesamtversagen der Probe trat nicht auf. Lediglich ein sehr kurzes und schwer klassifizierbares Versagen mit einer Materialtrennung tritt an der Rissspitze auf. Es hat eine Ausrichtung von etwa -20° zum Ligament, ist an der Probenoberfläche stärker ausgeprägt als im Innern der Probe und weist ein insgesamt sehr irreguläres und uneinheitliches Profil an seiner Front auf. Es breitet sich typischerweise über eine Länge bis etwa 1 mm aus. Die Probe verhält sich unter diesen Belastungsbedingungen insgesamt duktil. Damit gibt es offenbar

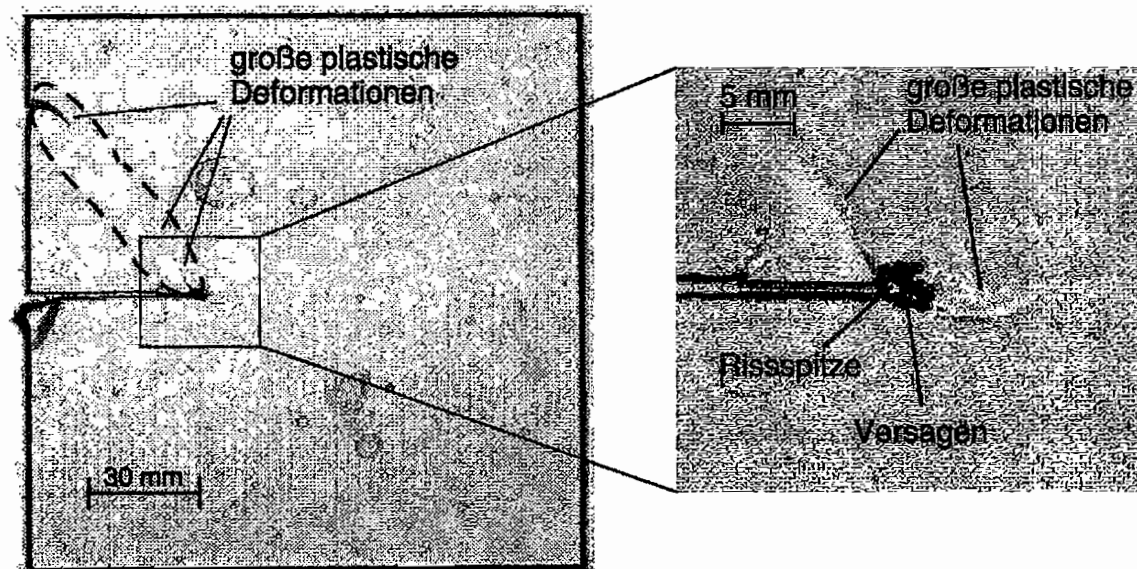


Abb. 117: Probe aus Polycarbonat mit starker plastischer Deformation, Rissspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 62,5 \text{ m/s}$

neben dem bereits erwähnten Übergang von duktil zu spröde einen weiteren Übergang des Werkstoffverhaltens bei weiter steigender Belastungsrate, nun von spröde zurück zu duktil. Eine Auswertung des Belastungsvorganges anhand von Kaustiken auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ist nicht sinnvoll, da einerseits kein signifikantes Versagen der Probe vorliegt und andererseits die Kaustiken in einem solchen Maße durch Wellenvorgänge in der Probe gestört sind, dass eine Bestimmung von Spannungsintensitätsfaktoren praktisch unmöglich ist. Ein Beispiel für eine Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bei einem hochdynamischen Experiment wird später (Abb. 121) gegeben.

7.2.2.2 Scharfe Risspitze

Auch bei Experimenten an Proben mit einer Risspitze, die durch das Eindringen einer Rasierklinge verschärft wurde, wurden zwei signifikant unterschiedliche Versagensmechanismen beobachtet.

Bei geringen Schlaggeschwindigkeiten v_0 bis etwa 30 m/s ist ein Versagen durch ein adiabatisches Scherband zu verzeichnen, welches sich von der Risspitze ausgehend exakt in Richtung des Ligaments ausbreitet. Es wurden adiabatische Scherbänder mit einer typischen Länge von etwa 3 mm erzeugt. Längere adiabatische Scherbänder konnten nicht gefunden werden, da sich bei einer Erhöhung der Schlaggeschwindigkeit ein andersartiges Verhalten der Probe einstellt (siehe unten). Plastische Deformationen sind in der Gesamtheit der Probe praktisch nicht feststellbar. Lediglich in der direkten Umgebung des adiabatischen Scherbandes kann ein sehr stark lokalisierter plastifizierter Bereich ausgemacht werden. Eine Probe mit einem solchen adiabatischen Scherband ist in Abb. 118 gegeben.

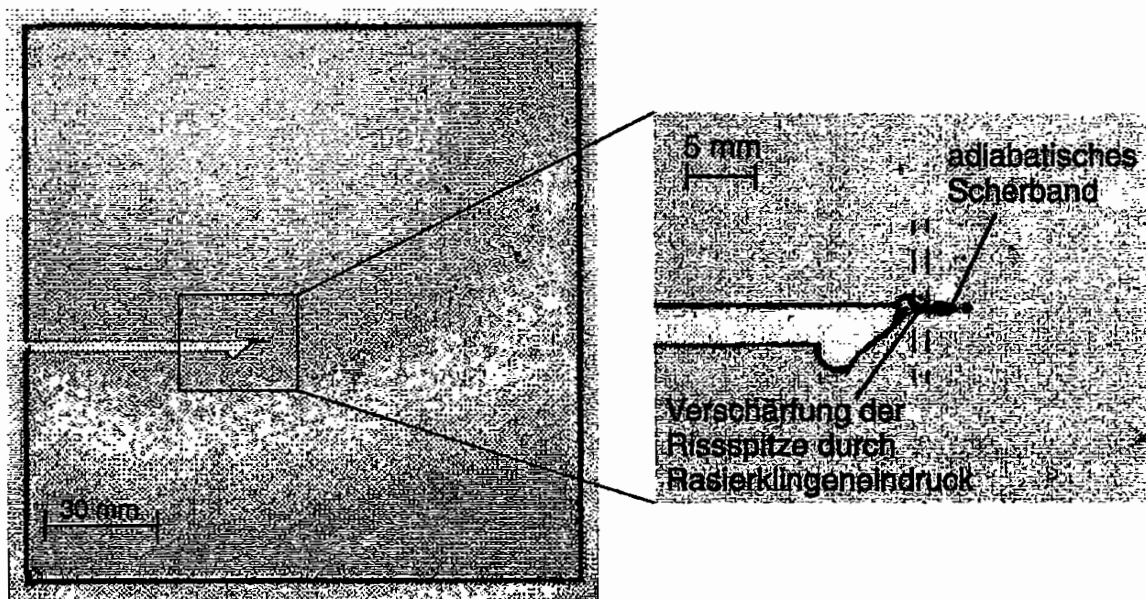


Abb. 118: Probe aus Polycarbonat mit ausgebildetem adiabatischem Scherband, scharfe Risspitze, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 22,4$ m/s

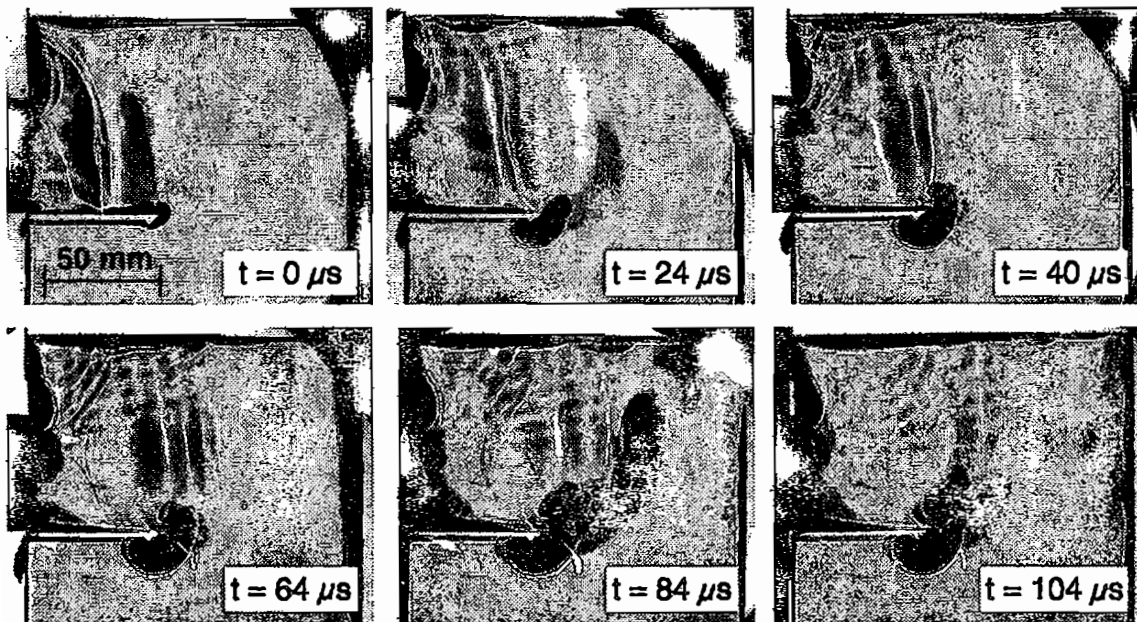


Abb. 119: Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen schattenoptischer Kaustiken während eines Experimentes an einer Probe aus Polycarbonat mit Versagen durch ein adiabatisches Scherband, scharfe Rissspitze, $v_0 = 22,4 \text{ m/s}$

Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von schattenoptischen Kaustiken während eines Experimentes mit Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes sind in Abb. 119 dargestellt. Deutlich ist die Rissspitzenbelastung anhand einer charakteristischen Kaustikfigur zu erkennen. Die Auswertung des dynamischen Spannungsintensitätsfaktors anhand der Kaustiken ist in Anhang H beschrieben. Allerdings ist aufgrund der geringen Ausbreitungslänge des adiabatischen Scherbandes die Bestimmung des Initiierungszeitpunktes und somit der dynamischen Scherbruchzähigkeit bei Versagen durch ein adiabatisches Scherband nicht möglich. Auch kann nicht mit Sicherheit festgestellt werden, ob das Versagen durch das adiabatische Scherband innerhalb des zulässigen Zeitfensters erfolgt ist. Aufgrund der Beobachtungen an den anderen Werkstoffen (siehe Kap. 7.1) ist jedoch davon auszugehen, dass Versagen durch adiabatische Scherbänder in etwa derselben zeitlichen Größenordnung erfolgt wie Versagen durch einen Zugriss.

Bei Schlaggeschwindigkeiten oberhalb etwa $v_0 = 30 \text{ m/s}$ erfolgt ein Probenverhalten, welches bereits bei den Proben mit einem Rissspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$ bei hoher Schlaggeschwindigkeit gefunden wurde. Eine entsprechende Probe nach dem Experiment mit hoher Schlaggeschwindigkeit ist in Abb. 120 gegeben. Aus versuchstechnischen Gründen wurde in diesem Falle eine Konfiguration mit zwei Anrissen gewählt. Wiederum sind große Bereiche plastischer Deformation in der Probe vor allem in der Umgebung der Rissspitze sowie am Rand der Aufschlagfläche vorzufinden. Von der verschärften Rissspitze ausgehend bildet

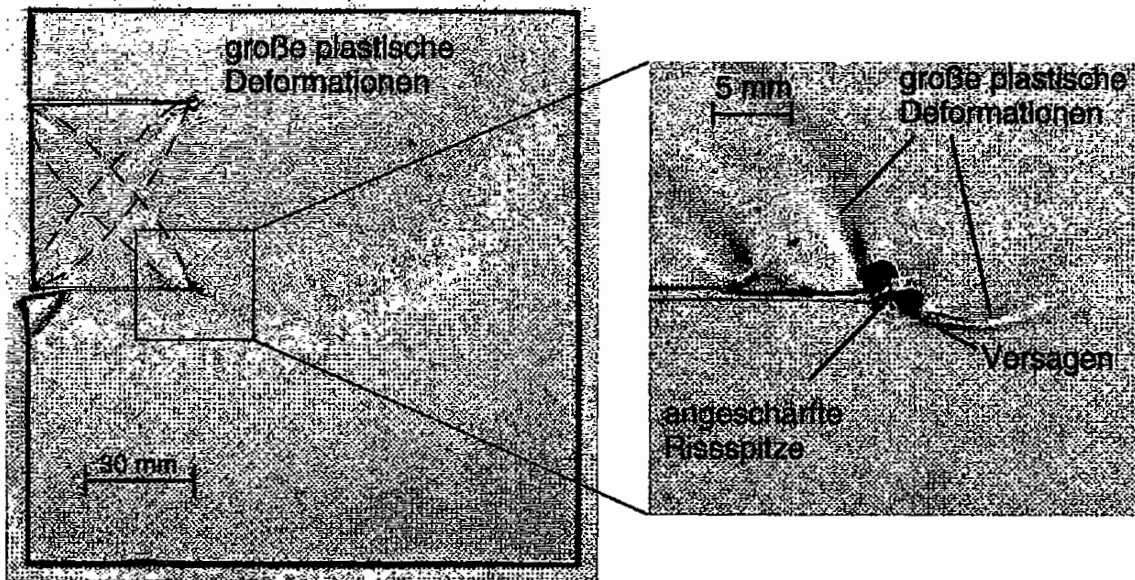


Abb. 120: Probe aus Polycarbonat mit starker plastischer Deformation, scharfe Risspitze, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 70,9 \text{ m/s}$

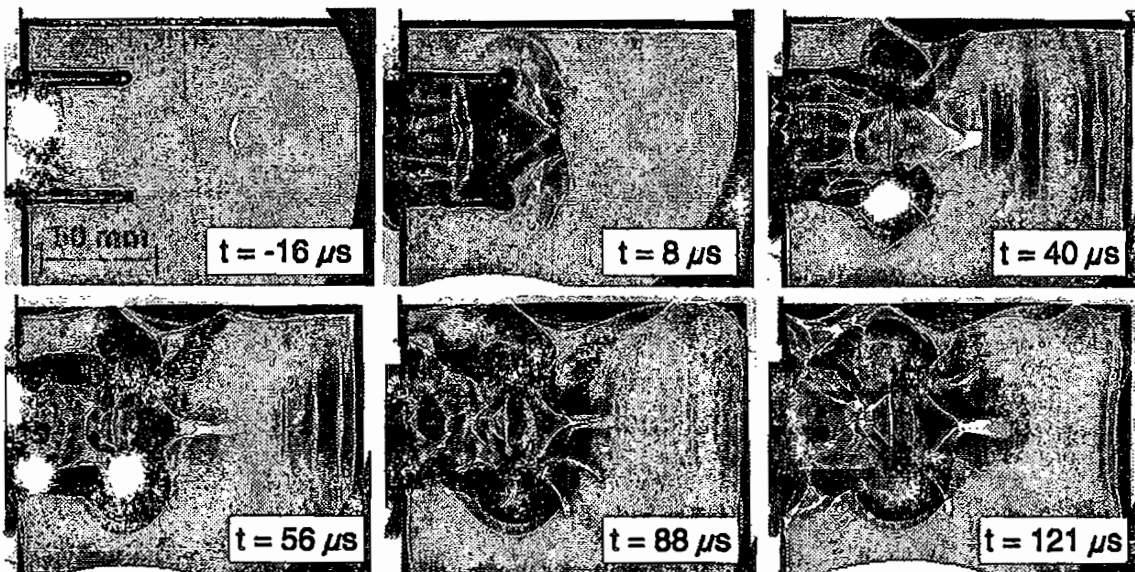


Abb. 121: Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen schattenoptischer Kaustiken während eines Experimentes an einer Probe aus Polycarbonat mit Plastifizierung großer Probenbereiche, scharfe Risspitze, $v_0 = 63,6 \text{ m/s}$

sich wieder ein sehr kurzes und schwer klassifizierbares Versagen aus, mit denselben Charakteristika wie bei den Rissspitzenradien $\rho = 0,5 \text{ mm}$.

Man findet also auch bei einer mit einer Rasierklinge verschärften Risspitze ein insgesamt duktileres Verhalten der Probe bei sehr hohen Belastungsgeschwindigkeiten. Auch hier zeigt sich also, dass es einen zweiten Übergang des Werkstoffverhaltens bei sehr hoher Belastungsgeschwindigkeit gibt, und zwar von spröde zu duktil.

In Abb. 121 ist eine Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen schattenoptischer Kaustiken während eines Experimentes mit hoher Schlaggeschwindigkeit gegeben. Eine Auswertung

tung des Belastungsvorganges anhand der Kaustiken erscheint jedoch wiederum nicht sinnvoll, da einerseits kein signifikantes Versagen der Probe vorliegt, damit also auch kein Versagenskennwert festgestellt werden kann, und andererseits die Kaustiken in einem sehr hohen Maße durch Wellenvorgänge in der Probe gestört sind.

7.2.2.3 Zusammenfassung

Versagen durch Zugrisse unter einem Winkel von -70° zum Ligament sowie durch adiabatische Scherbänder wurde in Proben aus Polycarbonat nur bei geringen Schlaggeschwindigkeiten gefunden. Bei hohen Schlaggeschwindigkeiten trat dagegen eine Plastifizierung großer Probenbereiche und damit verbunden ein nur schwer klassifizierbares und sehr kurzes Versagen an der Rissspitze auf. Bei kleinen Schlaggeschwindigkeiten wird bei einem großen Rissspitzenradius Versagen durch einen Zugriss, bei scharfen Rissspitzen Versagen durch adiabatische Scherbänder beobachtet. Eine Übersicht über die gefundenen Versagensmechanismen bei den unterschiedlichen Rissschärfen und Schlaggeschwindigkeiten ist in Abb. 122 gegeben.

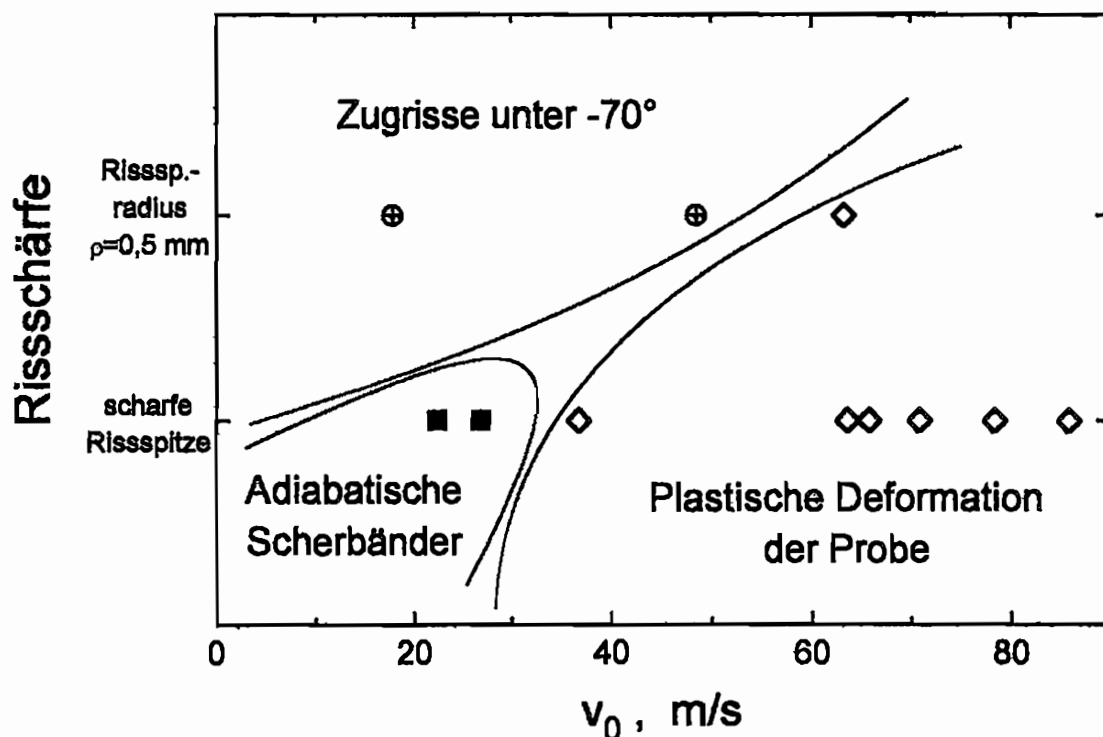


Abb. 122: Übersicht über die gefundenen Versagensmechanismen in Polycarbonat bei unterschiedlichen Rissschärfen und Schlaggeschwindigkeiten

7.3 Diskussion der Ergebnisse

7.3.1 Allgemeine Diskussion

7.3.1.1 Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit von der Belastungsrate

Bei hochdynamischer Modus-II-Belastung von Rissen wurden zwei unterschiedliche Versagensmechanismen gefunden. Bei niedrigen Belastungsraten trat Versagen durch einen Zugriss unter einem Winkel von -70° zum Ligament auf. Dies ist ein Verhalten, wie es im allgemeinen auch unter quasistatischer Modus-II-Belastung gefunden wird. Die Rissausbreitungsrichtung entspricht derjenigen, die durch das von Erdogan und Sih aufgestellte Kriterium der maximalen Tangentialspannung vorhergesagt wird. In dieser Richtung verschwindet gleichzeitig die Schubspannung, so dass sich der Riss nach Initiierung unter reinen Modus-I-Bedingungen ausbreitet. Es wurde eine fallende Tendenz der dynamischen Scherbruchzähigkeit K_{II}^* bei steigender Belastungsrate \dot{K}_{II} gefunden. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der üblicherweise unter dynamischen Modus-I-Belastungen gefundenen fallenden Abhängigkeit der Bruchzähigkeit K_{Id} von der Belastungsrate \dot{K}_I . Der zugrunde liegende Effekt ist die bei hohen Werkstoffumformgeschwindigkeiten auftretende Dehnratenverfestigung. Dieser Zusammenhang ist wohlbekannt, er wurde bereits in Kap. 2.2.2.2 näher erläutert. Da sich die Zugrisse direkt nach Initiierung unter reinen Modus-I-Bedingungen ausbreiten, ist die fallende Tendenz der dynamischen Scherbruchzähigkeit analog zu dynamischen Modus-I-Belastungen zu erwarten, sie kann in gleicher Weise auf einen Effekt der Dehnratenverfestigung zurückgeführt werden. Dieser führt zu einer Verkleinerung der plastischen Zone an der Rissspitze und damit gemäß der in Kap. 2.1 angestellten Überlegungen zu einer Abnahme der Bruchzähigkeit.

Bei hohen Belastungsraten wurde Versagen durch adiabatische Scherbänder gefunden. Das Phänomen der adiabatischen Scherlokalisierung wurde bereits in Kap. 2.3 eingehend beschrieben. Die kontinuumsmechanische Ursache für das Auftreten adiabatischer Scherbänder liegt im Wesentlichen im indirekten Effekt der thermischen Entfestigung, welcher zu einer instabilen plastischen Verformung und damit zu einer stark lokalisierten Scherdeformation führt. Das Phänomen der adiabatischen Scherbänder wird im Rahmen dieser Arbeit in einen bruchmechanischen Zusammenhang gestellt, indem Bruchzähigkeitswerte bei Versagen durch adiabatische Scherbänder ausgehend von vorhandenen Risspitzen ermittelt werden. Dabei wird eine steigende Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit von der Belastungsrate gefunden, die im Gegensatz zu üblicherweise unter dynamischen Risspitzenbelastungen auftretenden Versprödungseffekten steht. Dieses gegensätzliche Verhalten

wird ebenfalls auf den Effekt der thermischen Entfestigung zurückgeführt. Diese führt nicht nur zu einer Lokalisierung der plastischen Deformation, sondern auch zu einer allgemein stärkeren Plastifizierung im Bereich direkt an der Rissspitze, da dort die Fließspannung durch den adiabatischen Temperaturanstieg herabgesetzt ist. Diese Plastifizierung führt zu einer hohen Energiedissipation an der Rissspitze. Nach Gl. (41) ist der lokale adiabatische Temperaturanstieg und damit der Effekt der thermischen Entfestigung um so größer, je höher die Belastungsrate bzw. die lokal auftretende Dehnrate ist. Aus diesem Grunde sinkt die Fließspannung im Bereich der Rissspitze um so tiefer ab, je höher die Belastungsrate ist. Die plastischen Deformationen an der Rissspitze nehmen somit mit der Belastungsrate zu und führen in diesem Falle gemäß der in Kap. 2.1 angestellten Überlegungen zu einem Anstieg der dynamischen Scherbruchzähigkeit mit der Belastungsrate. Die höheren dynamischen Scherbruchzähigkeiten aufgrund der höheren Energiedissipation an der dynamisch belasteten Rissspitze bestätigen die in Kap. 2.4 gemachte Annahme, dass bei der Ausbreitung adiabatischer Scherbänder mehr Energie dissipiert wird als bei der Ausbreitung eines Risses unter Zugbedingungen.

Die These eines starken Temperaturanstieges im Bereich des Scherbandes kann auch durch eine genaue Betrachtung des Gefüges, hier für den Vergütungsstahl 42 CrMo 4, in der direkten Umgebung des adiabatischen Scherbandes unterstützt werden. Abb. 123 zeigt einen Gefügeschliff einer Probe aus dem wärmebehandelten Vergütungsstahl 42 CrMo 4 in der Nähe eines adiabatischen Scherbandes. Die Oberfläche des adiabatischen Scherbandes liegt senkrecht zur Bildebene, seine Ausbreitungsrichtung verläuft von links nach rechts. Die Oberfläche erweist sich als sehr gerade und glatt. Dies kann auf die unter Scherversagen auftretende

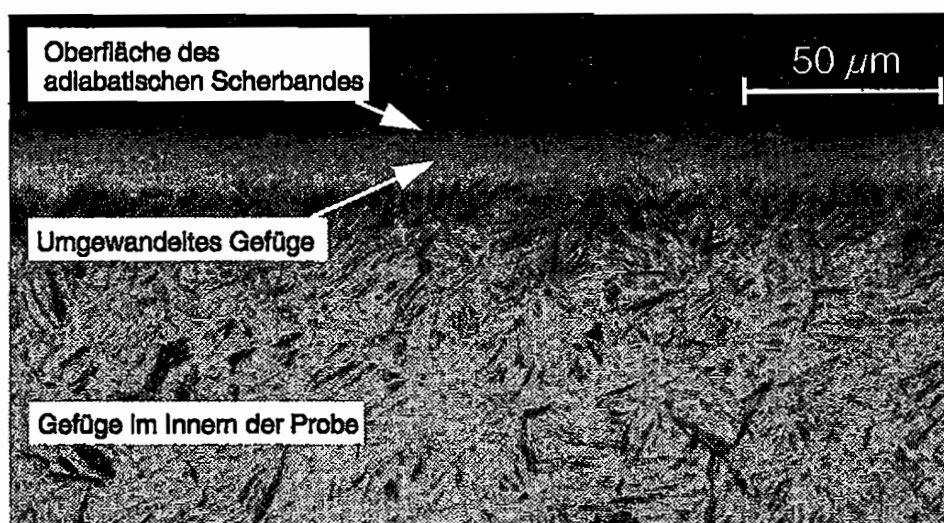


Abb. 123: Gefügeschliff einer Probe aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 in der Nähe eines adiabatischen Scherbandes

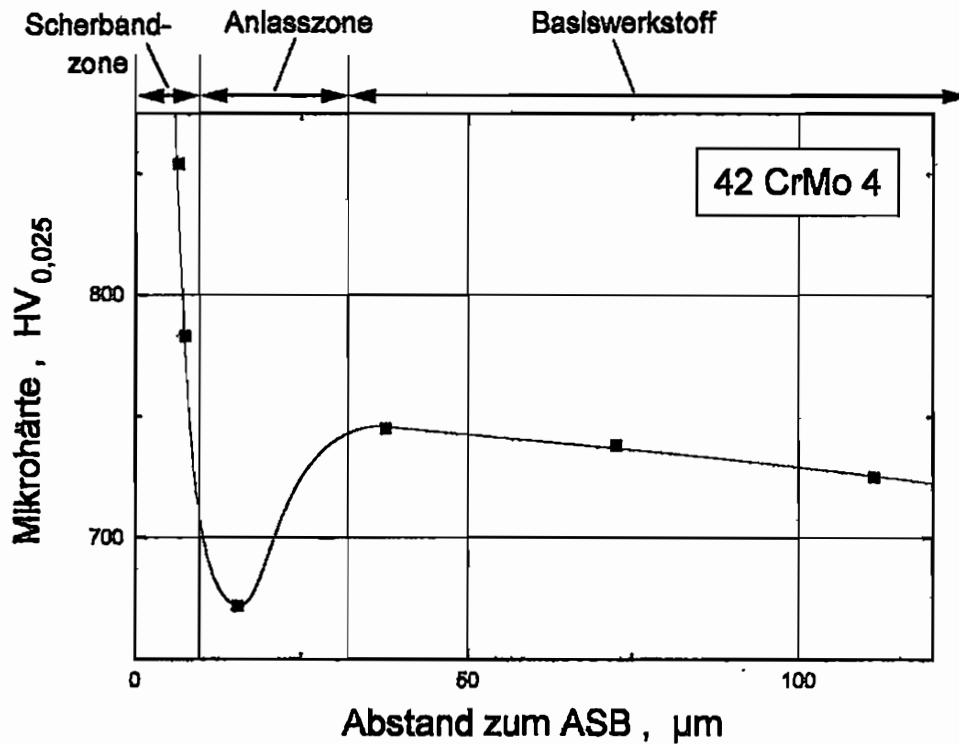


Abb. 124: Mikrohärteprofil senkrecht zum adiabatischen Scherband im Vergütungsstahl 42 CrMo 4

Reibung der Versagensoberflächen aufeinander zurückgeführt werden, welche eine Glättung hervorruft. Im Innern der Probe ist deutlich das gehärtete martensitische Gefüge anhand der charakteristischen Martensitnadeln zu erkennen. Direkt am adiabatischen Scherband gibt es jedoch einen Streifen von etwa 15 µm Breite, in dem diese Struktur aufgelöst ist, Martensitnadeln sind dort nicht zu erkennen. Offensichtlich hat in diesem Bereich eine Phasenumwandlung stattgefunden. Dies wird auch durch ein im Bereich des adiabatischen Scherbandes aufgenommenes Mikrohärteprofil bestätigt. Abb. 124 zeigt die gemessene Mikrohärte in Abhängigkeit vom senkrechten Abstand zum adiabatischen Scherband. Deutlich ist zu erkennen, dass auch die Mikrohärte von der angesprochenen Phasenumwandlung beeinflusst ist. Ausgehend von der durch die Wärmebehandlung relativ hohen Härte im Basiswerkstoff im großen Abstand zum adiabatischen Scherband findet man auf der Grenze zum sichtbar umgewandelten Gebiet zunächst einen Abfall der Härte, gefolgt von einem sehr steilen Anstieg der Härte bei sehr kleinen Abständen zur Oberfläche des adiabatischen Scherbandes. Ein solcher Verlauf des Mikrohärteprofils erscheint anhand der oben vermuteten starken Temperaturerhöhung während der Ausbreitung des adiabatischen Scherbandes plausibel: Die Temperaturerhöhung ist um so größer, je kleiner der Abstand zum laufenden adiabatischen Scherband ist. Im großen Abstand zum adiabatischen Scherband ist die

Temperaturerhöhung so klein, dass sie keinen Einfluss auf das Gefüge und damit auf die Härte des Werkstoffs hat. Bei einem kleineren Abstand zum adiabatischen Scherband, hier etwa $15\ \mu\text{m}$, kann ein kurzzeitiger mittelstarker Temperaturanstieg dieselbe Wirkung im Gefüge haben wie etwa ein über längere Zeit durchgeführter Anlassvorgang im Rahmen einer Wärmebehandlung [87]. Dabei wird die hohe Verspannung des Martensits durch Kohlenstoffdiffusion gemildert. Dies erklärt die Abnahme der Härte in diesem Abstand zum adiabatischen Scherband. In unmittelbarer Nähe zum adiabatischen Scherband ist der kurzzeitige Temperaturanstieg dagegen wieder so stark, dass der in Kap. 2.3.3.3 beschriebene Vorgang einer Austenitisierung mit anschließender schneller Abschreckung erfolgen kann. Das zurückbleibende Gefüge ist in diesem Bereich extrem hart. All diese Befunde, insbesondere das Vorhandensein der Anlasszone, zeigen, dass während der Ausbreitung des adiabatischen Scherbandes ein kurzzeitiger starker Temperaturanstieg erfolgt sein muss. Eine zusätzliche Härtesteigerung in der direkten Nähe des adiabatischen Scherbandes kann auch durch die dort vorhandene extrem starke Deformation und durch die damit verbundene Versetzungshäufung und Störung der Gitterstruktur erfolgen, wie sie etwa bei deformierten Scherbändern (siehe Kap. 2.3.3.2) gefunden wird.

Dass der angesprochene Temperaturanstieg speziell bei der Ausbreitung des adiabatischen Scherbandes auftritt und nicht etwa bei der Ausbreitung eines Zugrisses, zeigt der Vergleich des Gefügeschliffs in der Nähe des adiabatischen Scherbandes in Abb. 123 mit dem in Abb. 125 gezeigten Gefügeschliff in der direkten Nähe eines Zugrisses. Die Bruchfläche des Zugrisses wirkt zerklüfteter als die Oberfläche des adiabatischen Scherbandes, was darauf zurückgeführt werden kann, dass bei der Rissausbreitung unter Zugbedingungen keinerlei

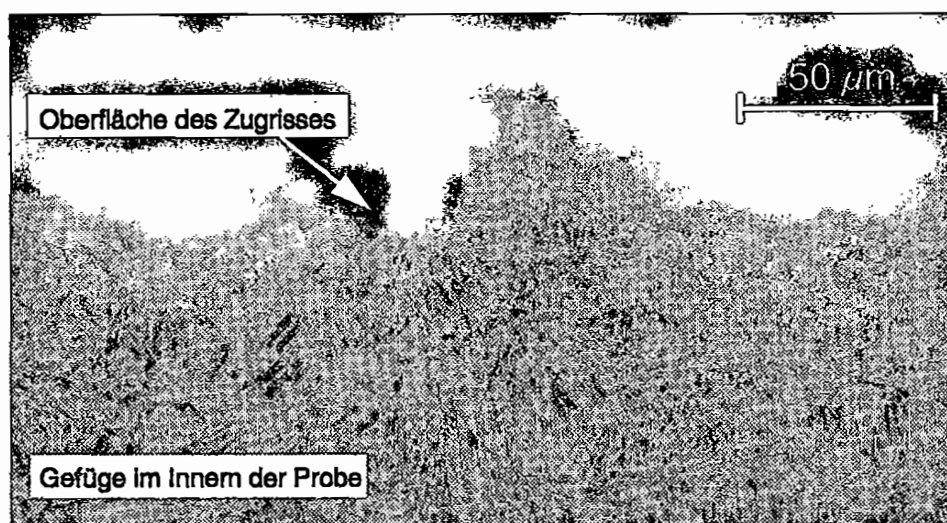


Abb. 125: Gefügeschliff einer Probe aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 in der Nähe eines Zugrisses

Reibung der Rissufer aufeinander erfolgt, welche eine Glättung der Oberfläche hervorrufen könnte. Im Gegensatz zum Gefügeschliff am adiabatischen Scherband findet man im Gefügeschliff direkt am Zugriss keinerlei Beeinflussung des martensitischen Gefüges durch den gelaufenen Zugriss. Die Martensitnadeln sind auch direkt an der Bruchfläche deutlich zu erkennen. Somit hat hier keine Gefügeumwandlung durch Temperatureinflüsse stattgefunden. Ein weiteres Indiz für hohe Temperaturen, die bei der Ausbreitung von adiabatischen Scherbändern auftreten, ergibt sich bei einer genaueren Betrachtung der Oberfläche eines adiabatischen Scherbandes im Vergütungsstahl 42 CrMo 4 im Rasterelektronenmikroskop. In Abb. 126 a) ist eine entsprechende Aufnahme zu sehen. Auf der Oberfläche des adiabatischen Scherbandes sind deutlich zwei unterschiedliche Bereiche voneinander zu trennen. In dem größten Teil der Oberfläche des adiabatischen Scherbandes, der auf der Übersichtsaufnahme dunkel erscheint, findet man eine stark verschmierte Struktur, die durch einen Scherbruch mit starker Reibung entstanden ist (Abb. 126 b). Die Ausbreitungsrichtung des adiabatischen Scherbandes lässt sich direkt aus der Richtung ablesen, in der die Oberflächen-

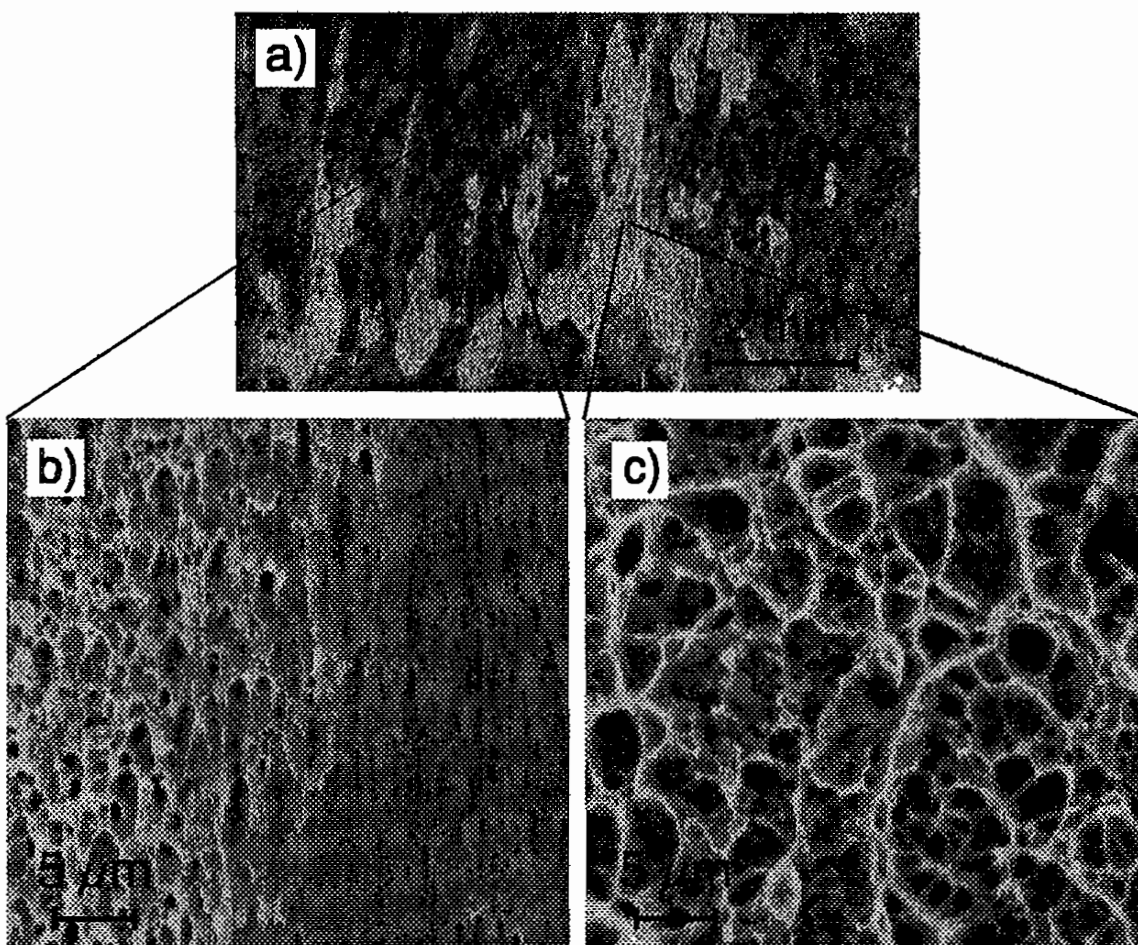


Abb. 126: Rasterelektronenmikroskopaufnahmen der Oberfläche eines adiabatischen Scherbandes im Vergütungsstahl 42 CrMo 4

struktur verschmiert ist. Auf der anderen Seite findet man auf der Oberfläche des adiabatischen Scherbandes vereinzelt aber auch Bereiche, die auf der Übersichtsaufnahme hell erscheinen. In ihnen findet man eine charakteristische Wabenbruchstruktur (Abb. 126 c). Die Waben sind dabei nicht in eine bestimmte Richtung verschmiert, so dass dort ein Bruch unter Zugbedingungen stattgefunden haben muss. Ein solcher Wabenbruch kann erst nach Ausbreitung und Arretierung des adiabatischen Scherbandes aufgetreten sein, denn ansonsten wäre die isotrope Wabenstruktur beim Versagen der restlichen Oberfläche des adiabatischen Scherbandes ebenfalls verschmiert worden, vor allem, wenn man den dortigen sehr hohen Verschmierungsgrad (Abb. 126 b) in Betracht zieht. Direkt in der Nähe des Arretierungspunktes des adiabatischen Scherbandes sind die angesprochenen Bereiche mit Wabenbruchcharakter nicht zu finden.

Eine mögliche Erklärung für die gefundenen Bereiche mit Zugbruchcharakter ist ein Mechanismus, der in Abb. 127 schematisch dargestellt ist. Kurz vor dem Versagen durch ein adiabatisches Scherband (a) und auch während seiner Ausbreitung (b) treten im Bereich der Risspitze bzw. der Spitze des Scherbandes sehr hohe Temperaturerhöhungen auf. Diese können im Extremfall sogar die Schmelztemperatur des Werkstoffs erreichen [46]. Noch während der Ausbreitung des adiabatischen Scherbandes bleiben die im bereits versagten

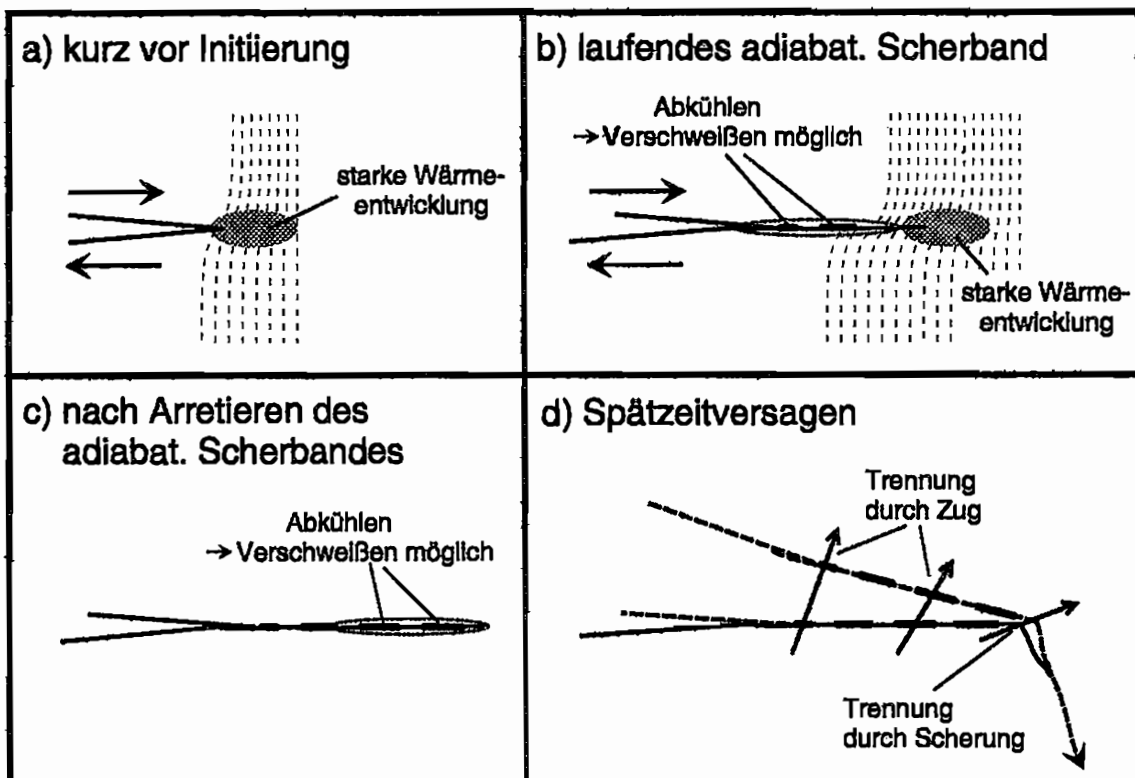


Abb. 127: Mechanismus bei Initiierung, Ausbreitung und Arretierung eines adiabatischen Scherbandes mit anschließendem Spätzeitversagen

Bereich neu gebildeten Oberflächen miteinander in Kontakt und kühlen sehr schnell ab. Dadurch können aufgeschmolzene Bereiche punktuell beim Erstarren miteinander verschweißen. Nach der Arretierung des adiabatischen Scherbandes (c) bleiben auch im restlichen Bereich des adiabatischen Scherbandes die neu gebildeten Oberflächen zunächst miteinander in Kontakt, so dass auch dort die Oberflächen bei der Erstarrung punktuell neue Schweißverbindungen miteinander eingehen können. Zu sehr späten Zeiten erfolgt dann das Spätzeitversagen (d). Dieses erfolgt in aller Regel nicht koplanar mit dem zuvor gelaufenen adiabatischen Scherband, sondern unter einem Winkel, wie er etwa in Abb. 127 d) angenommen wird. Dabei werden die miteinander verschweißten Bereiche wieder voneinander getrennt, wobei diese Trennung in einiger Entfernung zum Arretierungspunkt des adiabatischen Scherbandes unter Zugbedingungen erfolgt. Dadurch kommt die auf Zugbruch hindeutende gleichmäßige Wabenstruktur in Abb. 126 c) zustande. Eine identische Phänomenologie der Oberfläche eines adiabatischen Scherbandes wurde auch von anderen Forschern beobachtet und auf denselben Mechanismus zurückgeführt [54]. Die Bereiche mit Zugbruchcharakter können im Bereich nahe des Arretierungspunktes des adiabatischen Scherbandes nicht gefunden werden, da dort das Spätzeitversagen gemäß Abb. 127 d) wieder zu einer durch Scherung bestimmten Trennung führt. Andererseits kann in der Nähe der Arretierung jedoch auch die Wärmeentwicklung des laufenden adiabatischen Scherbandes bereits so weit herabgesetzt sein, dass der oben angesprochene Verschweißungsvorgang dort nicht stattfindet.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass anhand der obigen Überlegungen und Befunde im Gefüge mit der Ausbildung von adiabatischen Scherbändern deutliche Temperaturerhöhungen verbunden sein müssen. Diese Temperaturerhöhungen sind typisch für adiabatische Scherbänder und wurden auch von anderen Forschern indirekt oder direkt experimentell nachgewiesen [43,44,45,46]. Dass der Effekt der thermischen Entfestigung die Ursache für adiabatische Scherlokalisierung darstellt, kann als allgemein gesichert gelten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde experimentell die dynamische Bruchzähigkeit bei Versagen durch adiabatische Scherbänder bestimmt. Die thermische Entfestigung bewirkt in diesem Falle die steigende Abhängigkeit der dynamischen Scherbruchzähigkeit von der Belastungsrate. Damit kann hier erstmals die Auswirkung einer unter hochdynamischen Belastungen auftretenden adiabatischen Temperaturerhöhung auf die Bruchzähigkeit von stationären Rissen experimentell nachgewiesen werden.

7.3.1.2 Ausbreitungsrichtung des Versagens

Mit dem Wechsel des Effektes, der die dynamische Scherbruchzähigkeit bestimmt, von Dehnratenverfestigung zu thermischer Entfestigung geht gleichzeitig der Wechsel der Ausbreitungsrichtung des Versagens einher. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die beiden Effekte in unterschiedlichen Richtungen ihre maximale Wirkung entfalten.

Solange die Dehnratenverfestigung überwiegt, gibt es keine instabile plastische Verformung, so dass an der Risspitze keine Richtung vorliegt, in der Dehnungen adiabatisch lokalisieren. Insofern muss an der Risspitze in erster Näherung eine Verteilung der Tangential- und Radialspannungen vorliegen, wie sie anhand der linear-elastischen Theorie gemäß Abb. 8 gegeben ist. Versagen tritt in diesem Falle wie auch unter quasistatischen Bedingungen durch eine Rissausbreitung in Richtung der maximalen Umfangsspannung auf.

Oberhalb einer bestimmten Risspitzenbelastungsrate wird der Effekt der Dehnratenverfestigung durch den Effekt der thermischen Entfestigung überdeckt. Dieser tritt vor allem in der Richtung auf, in der der größte Teil der plastischen Deformation erfolgt. Dies ist bei Modus-II-Belastungen in Ligamentrichtung der Fall, wie man auch anhand der plastischen Zone (Abb. 4) erkennen kann. In dieser Richtung wird also der Werkstoff als erstes entfestigt und überschreitet dort auch als erstes das Maximum in der Spannungs-Dehnungskurve (siehe Abb. 23). Ist die Scherdeformation erst einmal lokalisiert, konzentriert sich auch die weitere Deformation auf diesen Scherbereich, so dass sich das adiabatische Scherband immer weiter in Ligamentrichtung ausbreitet. Das Auftreten der maximalen Tangentialspannung unter einem Winkel von -70° zum Ligament wird durch diese Scherlokalisierung abgeschirmt und unterbunden.

Die Tatsache, dass die gefundenen Versagenspfade adiabatischer Scherbänder im Allgemeinen gegenüber dem Ligament leicht zu positiven Winkeln geneigt sind, könnte auf das höhere Lastniveau zurückzuführen sein, welches gemäß der bei der numerischen Simulation des LECEI-Experimentes gefundenen Ergebnisse während der Belastungsphase auf der oberen Seite des Anrisses auftritt. Dieses höhere Spannungs-/Dehnungsniveau führt dazu, dass auch die Richtung ausgehend von der Risspitze, in der zuerst eine thermische Entfestigung stattfindet, leicht nach oben geneigt ist.

7.3.1.3 Ausbreitungsgeschwindigkeiten des Versagens

Bei Versagen durch Zugrisse unter -70° zum Ligament wurden in den unterschiedlichen Werkstoffen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von etwa 30 % bis 60 % der jeweiligen Rayleigh-Wellengeschwindigkeit gefunden, was anhand der in Kap. 2.2.3.2 angestellten Überle-

gungen sinnvoll erscheint (siehe Abb. 16). Bei der Ausbreitung adiabatischer Scherbänder werden dagegen signifikant kleinere Ausbreitungsgeschwindigkeiten gefunden, die zudem mit der Belastungsrate \dot{K}_{II} ansteigen. Analog zum Gleichgewicht zwischen dem dynamischen Spannungsintensitätsfaktor K_I^{dyn} und der Risslaufzähigkeit K_{ID} bei der Ausbreitung eines Risses gemäß Abb. 16 muss auch bei der Ausbreitung adiabatischer Scherbänder ein solches Gleichgewicht herrschen. Auch in diesem Falle gibt es eine an der laufenden Scherbandspitze vorhandene Spannungs-/Dehnungs-Überhöhung, die hier $S_{II}^{dyn, ASB}$ genannt werden soll, und eine Laufzähigkeit des adiabatischen Scherbandes, sie sei mit S_{IID}^{ASB} bezeichnet. Die sich letztlich einstellende Ausbreitungsgeschwindigkeit eines adiabatischen Scherbandes muss sich in ähnlicher Art und Weise aus der Geschwindigkeitsabhängigkeit der beiden Größen ableiten lassen wie bei der Rissausbreitung (Abb. 16). Während bei Ausbreitung eines Risses thermische Effekte erst bei sehr hohen Ausbreitungsgeschwindigkeiten einen Anstieg der Risslaufzähigkeit K_{ID} verursachen, spielt bei der Ausbreitung adiabatischer Scherbänder der Effekt der thermischen Entfestigung bereits bei beliebig kleinen Ausbreitungsgeschwindigkeiten die dominierende Rolle. Es muss daher von Beginn an eine steigen-

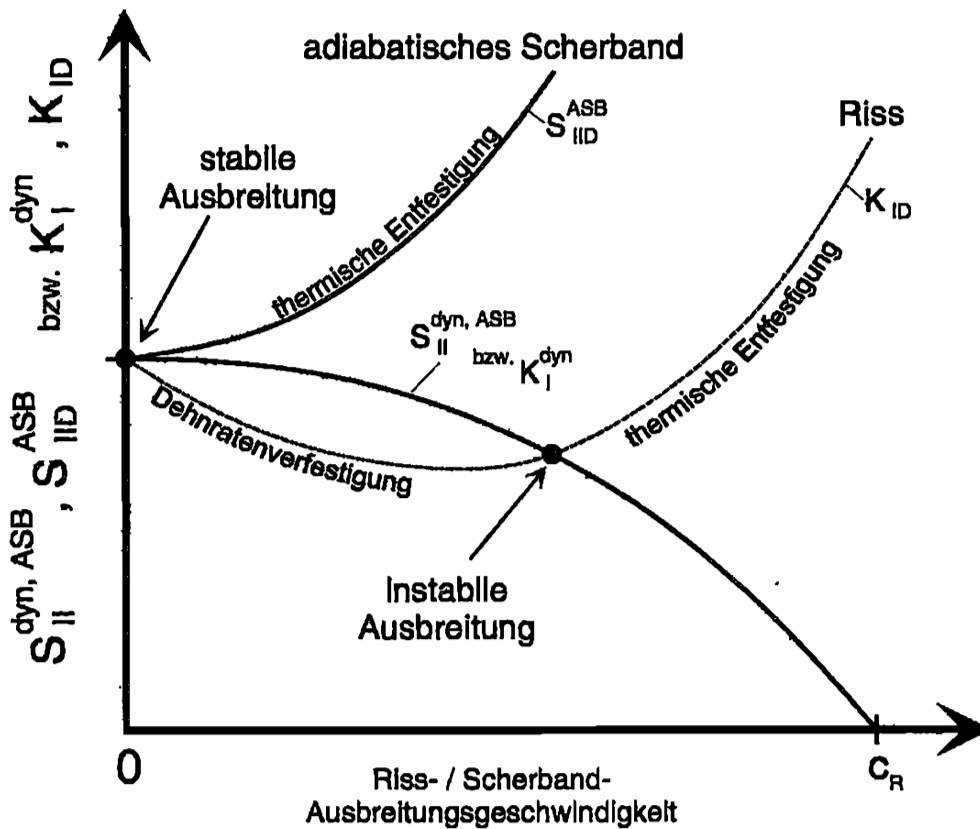


Abb. 128: Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Risses bzw. adiabatischen Scherbandes durch Vergleich von dynamischem Spannungsintensitätsfaktor und Riss- bzw. Scherband-Laufzähigkeit

de Abhängigkeit der Scherband-Laufzähigkeit S_{IID}^{ASB} von der Ausbreitungsgeschwindigkeit vorliegen, wie sie in Abb. 128 hypothetisch dargestellt ist. Anhand dieser Auftragung ist zu vermuten, dass eine Ausbreitung eines adiabatischen Scherbandes nicht instabil, sondern stabil verläuft. Für ein adiabatisches Scherband stellt sich ein Gleichgewicht im Gegensatz zum laufenden Riss bei beliebig kleinen Ausbreitungsgeschwindigkeiten ein. Damit sich das adiabatische Scherband dennoch mit endlicher Geschwindigkeit ausbreitet, muss ständig ein Überschuss der Spannungsüberhöhung $S_{II}^{dyn, ASB}$ vorliegen, welcher kontinuierlich durch die vorgegebene Belastung nachgeliefert werden muss. Ein solches Nachliefern von Spannungen zur Spitze des Scherbandes geschieht vermutlich in einem um so stärkeren Maße, je höher die ursprüngliche Belastungsrate \dot{K}_{II} war. Anhand dieser Überlegungen ist zu verstehen, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der adiabatischen Scherbänder erstens sehr klein sind und zweitens sehr stark mit der Belastungsrate ansteigen. Aufgrund der sehr hohen Belastungsraten treten dennoch Ausbreitungsgeschwindigkeiten von einigen 100 m/s auf. Dagegen ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Rissen kaum von der Belastungsrate abhängig und insgesamt deutlich größer.

Die hier gegebene Betrachtungsweise unterstützt nochmals in einem hohen Maße die in Kap. 2.4 aufgestellte These einer höheren Energiedissipation bei Ausbreitung eines adiabatischen Scherbandes im Vergleich zur Ausbreitung eines Zugrisses. Es ist klar, dass zur Ausbreitung des adiabatischen Scherbandes ständig Energie angeliefert werden muss, falls sich das Scherband nur stabil und nicht instabil ausbreitet. Aus dieser Überlegung folgt direkt, dass sich adiabatische Scherbänder im Vergleich zu Zugrissen nur über eine kurze Distanz ausbreiten, denn sie arretieren, sobald durch die gegebene dynamische Lasteinleitung keine Energie mehr nachgeliefert wird.

7.3.2 Spezielle Diskussion der Versuchsergebnisse am Vergütungsstahl 42 CrMo 4

Vergleicht man den Verlauf der dynamischen Scherbruchzähigkeit in Abhängigkeit der Belastungsrate für beide untersuchten Risspitzenradien (Abb. 104 und Abb. 105), so ergibt sich, dass die Unterschiede insgesamt recht klein sind. Zunächst ist das Niveau der ermittelten Bruchzähigkeitswerte für $\rho = 0,5$ mm nicht viel höher als für $\rho = 125$ μ m. Allenfalls bei Versagen durch Zugrisse lässt sich ein leichter Anstieg der Bruchzähigkeitswerte K_{IID}^* mit dem Risspitzenradius feststellen. Andererseits liegt diejenige Belastungsrate, bei der der Wechsel im Versagensverhalten von Zugrissen zu adiabatischen Scherbändern erfolgt, bei $\rho = 0,5$ mm nur wenig höher als bei $\rho = 125$ μ m.

Offensichtlich spielt der Risspitzenradius in diesem Zusammenhang eine nur geringe Rolle.

Dies kann daran liegen, dass die im Vergütungsstahl 42 CrMo 4 auftretenden plastischen Zonen unter Modus-II-Belastung wie in Kap. 4.2.2.3 bereits abgeschätzt bei einem Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor von $K_{II} = 150 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ eine Ausdehnung von etwa 5 mm haben. Beide untersuchten Rissspitzenradien liegen damit weit innerhalb dieser plastischen Zone. Nach Überlegungen von Wilshaw et al. [88] bzw. von Malkin und Tetelman [89] gibt es einen Grenzzrissspitzenradius, der zur Größe der plastischen Zone direkt proportional ist, unterhalb dessen die zu ermittelnden Bruchzähigkeitswerte nicht vom endlichen Rissspitzenradius beeinflusst sind. Möglicherweise führt dies zu dem kaum erkennbaren Anstieg der Bruchzähigkeitswerte mit dem Rissspitzenradius.

Da die Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 0,5 \text{ mm}$ bei der Wärmebehandlung zu einer anderen Lieferung gehörten als die Proben mit $\rho = 125 \mu\text{m}$, wiesen sie eine geringere Härte auf. Es ist jedoch anzunehmen, dass die Fließspannung davon nicht sehr stark beeinflusst ist, da auch bereits in Kap. 6.3.2 ein nur schwacher Unterschied der Fließspannung für den Werkstoff nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei $160 \text{ }^\circ\text{C}$ und bei $300 \text{ }^\circ\text{C}$ gefunden wurde. Daher wird hier vermutet, dass dieser Effekt auch auf die Bruchzähigkeit einen eher geringen Einfluss hat.

Die beiden angesprochenen Effekte, d.h. die unterschiedlichen Rissspitzenradien und die unterschiedlichen Härten der Proben, haben also möglicherweise jeweils nur einen kleinen Einfluss auf die Bruchzähigkeitswerte. Im Falle des Versagens durch Zugrisse führen beide Effekte zu einem Anstieg der Bruchzähigkeiten, im Falle des Versagens durch adiabatische Scherbänder könnte die geringere Härte der Proben mit $\rho = 0,5 \text{ mm}$ dagegen dem Effekt des größeren Rissspitzenradius entgegenwirken. Eine geringere Härte und damit eine höhere Duktilität vergrößert die durch plastische Verformung dissipierte Energie, die zum Teil in Wärme umgewandelt wird. Über diesen Mechanismus könnte die Neigung zur Ausbildung von adiabatischen Scherbändern durch die geringere Härte vergrößert werden. Auf diese Weise ließe sich sowohl die Tatsache erklären, dass die gefundenen dynamischen Scherbruchzähigkeitswerte bei Versagen durch adiabatische Scherbänder in den Proben mit $\rho = 0,5 \text{ mm}$ nicht oberhalb der Werte in den Proben mit $\rho = 125 \mu\text{m}$ liegen, als auch dass die Belastungsrate beim Übergang zwischen beiden Versagensmechanismen für $\rho = 0,5 \text{ mm}$ nur wenig oberhalb derjenigen für $\rho = 125 \mu\text{m}$ liegt. Letztlich bedeutet diese Überlegung, dass sich im Falle von Versagen durch Zugrisse zwei kleine Effekte zu einem merklichen Effekt addieren, während sie sich bei Versagen durch adiabatische Scherbänder kompensieren.

Im Falle der Proben mit einem Rissspitzenradius von $\rho = 0,5 \text{ mm}$ ergab sich ein kleiner

Überlappungsbereich in der Belastungsrate, in dem sowohl Versagen durch adiabatische Scherbänder als auch durch Zugrisse gefunden werden konnte. Dies zeigt, dass das Versagensverhalten auch durch statistische Einflussgrößen mitbestimmt sein kann. In diesem Zusammenhang sind in erster Linie Schwankungen mikroskopischer Parameter an der belasteten Rissspitze wie etwa geometrische Unstetigkeiten im Kerbgrund oder inhomogene Eigenschaften des Werkstoffgefüges auf der Mikroebene zu nennen.

7.3.3 Spezielle Diskussion der Versuchsergebnisse an der Aluminiumlegierung Al 7075

In Proben aus der Aluminiumlegierung Al 7075 wurde nur Versagen durch adiabatische Scherbänder gefunden. Dies steht in Übereinstimmung mit der auch von anderen Forschern gefundenen Neigung dieses Werkstoffs zu Scherversagen. Ein solches Werkstoffverhalten wird häufig in aushärtbaren Aluminiumlegierungen gefunden. Die Ursache dafür liegt in einem Mechanismus, der in Abb. 129 dargestellt ist. Plastische Verformung geschieht auf kristallographischer Ebene innerhalb eines Kornes stets durch das Gleiten von Versetzungen. Bei Vorhandensein von harten Ausscheidungen in einer Aluminiumlegierung werden diese zum Teil von laufenden Versetzungen durchquert und dadurch entlang des Laufweges der Versetzung geschwächt. Nachfolgende Versetzungen durchqueren die Ausscheidung dann bevorzugt auf demselben Wege, es liegt ein sogenanntes „planares Gleiten“ vor. Die Ausscheidung verliert dabei nach und nach ihre festigkeitssteigernde Wirkung, der Werkstoff entfestigt lokal. Dies führt analog einer lokalisierten thermischen Entfestigung bei Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes zu einer instabilen plastischen Verformung. Die Versetzungen stauen sich zwar zunächst an den Korngrenzen auf, können diese aber letztlich auch überqueren. Es bildet sich dann auch ohne den Einfluss thermischer Effekte ein stark

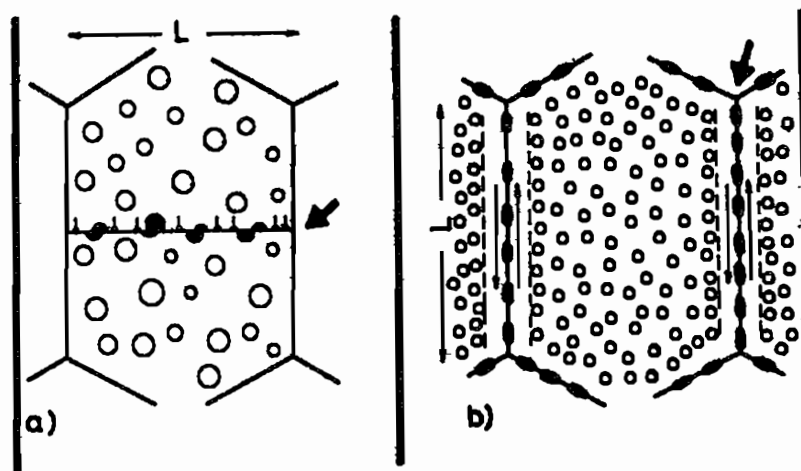


Abb. 129: Mechanismus zur lokalisierter Scherdeformation in aushärtbaren Aluminiumlegierungen; aus: [30]

lokalisiertes Scherband aus, welches schließlich zum Versagen führen kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde festgestellt, dass Scherversagen in dieser Aluminiumlegierung häufig exakt in Walzrichtung erfolgt. Dies deutet auf eine vorhandene Anisotropie des Werkstoffs hin, welche durch den Walzvorgang des angelieferten Blechs hervorgerufen sein könnte. Dies ist in dreierlei Hinsicht möglich: Erstens kann durch den Walzvorgang eine Kornstreckung erfolgen. Dabei werden vorhandene Körner im Gefüge durch den Walzvorgang in ihrer Form verändert. Die zunächst in alle Richtungen im Mittel gleich ausgedehnten Körner werden durch den Walzvorgang „plattgedrückt“ und in Walzrichtung besonders ausgedehnt, so dass sich eine zungenförmige Gestalt der Körner ergibt [90]. Zweitens kann eine sogenannte Gefügezeiligkeit entstehen, in der sich im Gefüge vorhandene grobe oder mittelgroße Ausscheidungen (Primär- oder Sekundärphasen) in Walzrichtung hintereinander anordnen. Drittens kann durch den Walzvorgang eine Textur entstehen, bei der die kristallografischen Ausrichtungen der einzelnen Körner nicht mehr statistisch gleichverteilt sind, sondern eine Vorzugsrichtung entsteht. Diese Effekte könnten eine Scherdeformation in Walzrichtung begünstigen und damit zu dem gefundenen Verhalten führen.

Über den Verlauf der dynamischen Scherbruchzähigkeit bei sehr geringen Belastungsraten bis hin zu quasistatischen Bedingungen (Abb. 107) kann im Rahmen dieser Arbeit keine endgültige Aussage gemacht werden. Möglich ist jedoch, dass die Bruchzähigkeitswerte bei einer Verringerung der Belastungsraten bis hin zu quasistatischen Belastungsraten wieder ansteigen. In jedem Falle kann dort keine thermische Entfestigung vorliegen, der Vorgang der Scherlokalisierung ist in diesem Falle nicht adiabatisch. Ein Effekt der Dehnratenverfestigung könnte dagegen vorhanden sein, auch wenn die anschließende Versagensausbreitung nicht nach dem Kriterium der maximalen Tangentialspannung erfolgt. Andererseits sind Aluminiumwerkstoffe auch dafür bekannt, dass bei ihnen der Effekt der Dehnratenverfestigung klein ist. Letztlich kann die Frage des Verlaufs der dynamischen Scherbruchzähigkeit bei kleinen Belastungsraten für diesen Werkstoff nicht abschließend beantwortet werden.

7.3.4 Spezielle Diskussion der Versuchsergebnisse an Polycarbonat

Im Kunststoff Polycarbonat wurde nicht nur Versagen durch Zugrisse und adiabatische Scherbänder gefunden, sondern es traten bei hohen Schlaggeschwindigkeiten plastische Verformungen in großen Bereichen der Proben auf, unter anderem im Bereich der Aufschlagfläche. In diesen Fällen konnte nur ein sehr undeutliches, schwer klassifizierbares Versagen an der Rissspitze festgestellt werden. Dieses Versagensverhalten an der Rissspitze ist also of-

fensichtlich durch die angesprochenen plastischen Deformationen beeinflusst. Es ist zu vermuten, dass die plastischen Deformationen in der Probe eine starke Dämpfung der in die Probe hinein induzierten longitudinalen Druckwelle bewirken, es handelt sich nicht mehr um eine elastische Welle. Dadurch wird die Rissspitzenbelastung stark gestört. In diesem Falle hoher Duktilität ist demnach die LECEI-Technik nicht mehr zur Erzeugung hochdynamischer Modus-II-Belastungen geeignet. Bei ihrer Anwendung sollten merkliche plastische Deformationen nur im Bereich der Rissspitze auftreten. Aus diesem Grunde sollen mögliche Mechanismen der Materialtrennung an der Rissspitze hier nicht näher diskutiert werden. Da dieses insgesamt Probenverhalten jedoch sehr außergewöhnlich erscheint (bei kleinen Schlaggeschwindigkeiten tritt Totalversagen der Probe etwa durch einen Zugriss auf, bei hohen Schlaggeschwindigkeiten versagt die Probe praktisch gar nicht), wurde es hier dokumentiert.

Betrachtet man die uniaxialen Zugversuche, die Kerbschlagbiegeversuche und die LECEI-Experimente, so ist für Polycarbonat insgesamt ein Übergang des Werkstoffverhaltens von duktil zu spröde und wieder zurück zu duktil bei der Steigerung der Belastungsrate zu finden. Dieser Befund steht in Übereinstimmung mit einer von Ravi-Chandar festgestellten Anomalie von Polycarbonat unter dynamischen Belastungen. Auch er findet bei kleinen Belastungsgeschwindigkeiten ein duktileres Verhalten, bei mittleren Belastungsraten ein sprödes Verhalten und bei hohen Belastungsraten wiederum ein duktileres Verhalten des Werkstoffs [91].

Die Tatsache, dass bei kleinen Schlaggeschwindigkeiten allein durch das Ändern des Rissspitzenradius einerseits Versagen durch Zugrisse und andererseits Versagen durch adiabatische Scherbänder gefunden werden konnte, zeigt, dass nicht nur die Schlaggeschwindigkeit v_0 bzw. die Belastungsrate \dot{K}_{II} das Werkstoffverhalten kontrollieren können, sondern auch die Geometrie des Anrisses. Bei einem scharfen Anriss können offensichtlich stark lokalisiert solch hohe Dehnraten auftreten, dass sie selbst bei eher kleinen Schlaggeschwindigkeiten zur thermischen Entfestigung führen, gefolgt von der Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes. Bei großen Rissspitzenradien hingegen ist die Spannungsüberhöhung abgeschwächt, die lokalen Dehnraten sind daher kleiner und es tritt keinerlei Entfestigung auf, sondern das herkömmliche Zugrissversagen unter -70° zum Ligament.

8 Zusammenfassung

Risse unter quasistatischer Scherbelastung oder unter dynamischen Scherbelastungen mit kleiner Belastungsrate versagen in aller Regel durch eine Rissausbreitung unter einem Winkel von -70° zum Ligament gemäß des Kriteriums der maximalen Tangentialspannung nach Erdogan und Sih [1]. Diese Rissausbreitung erfolgt dabei nach Initiierung unter Zug-(Modus-I)-Bedingungen.

Erfolgt die Scherbelastung des Risses dagegen hochdynamisch, d.h. mit einer sehr hohen Belastungsrate, so ist ein Wechsel des Versagensmechanismus von Zugrissen zu adiabatischen Scherbändern zu beobachten [2,3]. Letztere bilden sich in Richtung des Ligaments bzw. unter einem nur sehr kleinen positiven Winkel zum Ligament aus. Die Distanz, über die sich adiabatische Scherbänder ausbreiten, ist im Vergleich zu Zugrissen - bei ansonsten beinahe gleichen Belastungsbedingungen - sehr klein. Es lässt sich daher vermuten, dass adiabatische Scherbänder bei ihrer Ausbreitung mehr Energie dissipieren als Zugrisse.

Das Phänomen der adiabatischen Scherbänder tritt nicht nur bei hochdynamischer Scherbelastung von Rissen auf, sondern wird vielmehr häufig auch dann beobachtet, wenn ein Werkstoff ohne makroskopischen Riss unter extrem hohen Raten verformt wird, etwa bei Aufschlag eines Körpers auf eine Oberfläche mit sehr hoher Schlaggeschwindigkeit. Die Ausbildung adiabatischer Scherbänder wird auf thermische Effekte zurückgeführt, die bei solch extrem hohen Deformationsgeschwindigkeiten von Werkstoffen auftreten. Plastische Verformungsenergie wird zum Teil in Wärme umgesetzt, die bei einer sehr hohen Dynamik des Vorgangs nicht schnell genug vom Werkstoff abgeleitet werden kann. Dies führt zu einem Temperaturanstieg und somit zu einer thermischen Entfestigung des Werkstoffs. Die Spannungs-Dehnungskurve bekommt dadurch eine negative Steigung, so dass eine instabile plastische Deformation in einem stark lokalisierten Gebiet auftritt. Dieser Mechanismus wird in Werkstoffen ohne makroskopischen Riss jedoch erst bei Prozessen mit sehr hohen Belastungsgeschwindigkeiten aktiviert, während er bei Vorhandensein makroskopischer Risse bereits bei moderaten Schlaggeschwindigkeiten auftreten kann. In diesem Falle wird durch den Riss die global geringe Belastungsgeschwindigkeit durch die Spannungs-Dehnungssingularität an der Rissspitze lokal in eine sehr hohe Belastungs- bzw. Dehnrate überführt. Damit stellt die Ausbildung adiabatischer Scherbänder einen insbesondere im Rahmen der Bruchmechanik wichtigen Versagensmechanismus dar. Entsprechende bruchmechanische Versagenskennwerte lagen bisher jedoch nicht vor.

Ziel dieser Arbeit war es daher, bruchmechanische Versagenskennwerte, speziell die dynamische Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}$, für die unterschiedlichen Versagensmechanismen experimentell zu bestimmen. Die Kenntnis der Abhängigkeiten der dynamischen Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}$ von der Belastungsrate \dot{K}_{II} sowohl bei Versagen durch Zugrisse als auch durch adiabatische Scherbänder, insbesondere im Übergangsbereich zwischen beiden Versagensmechanismen, kann einen tieferen Einblick in die für das Versagenverhalten maßgeblichen Werkstoffeffekte liefern. Eine weitere Zielsetzung bestand in der Messung von Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Zugrisen und von adiabatischen Scherbändern. Die experimentellen Untersuchungen wurden an unterschiedlichen Strukturwerkstoffen, nämlich dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4, der Aluminiumlegierung Al 7075 sowie dem Kunststoff Polycarbonat durchgeführt.

Zur Bestimmung sowohl der dynamischen Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}$ als auch der Belastungsrate \dot{K}_{II} muss der Spannungsintensitätsfaktor $K_{II}(t)$ während des Experimentes dynamisch erfasst werden. Im Gegensatz etwa zu quasistatischen Rissbelastungen, bei denen sich der Spannungsintensitätsfaktor an der Rissspitze meist aus den äußeren Belastungsbedingungen bestimmen lässt, muss im Falle einer hochdynamischen Rissbelastung die Messung des Spannungsintensitätsfaktors direkt an der Rissspitze erfolgen. Im Rahmen dieser Arbeit kam dafür sowohl das schattenoptische Kaustikenverfahren in Verbindung mit Hochgeschwindigkeitsfotografie als auch ein Dehnungsmessstreifenverfahren zum Einsatz. Es zeigte sich, dass das schattenoptische Kaustikenverfahren bei den verwendeten sehr hohen Belastungsraten nur bedingt anwendbar war. Die hohe optische Qualität des Strahlengangs, die für die Anwendung des schattenoptischen Kaustikenverfahrens nötig ist, wurde durch Luftdruckschwankungen, die aufgrund der hochdynamischen Belastungstechnik im Bereich der untersuchten Proben auftraten, sowie durch Wellenausbreitungsprozesse in der Probe gestört. Daher wurden Kaustiken nur vereinzelt zur quantitativen Erfassung des dynamischen Spannungsintensitätsfaktors $K_{II}(t)$ verwendet. Dagegen erwies sich das verwendete Dehnungsmessstreifenverfahren gegen die oben genannten Störeinflüsse als unempfindlich. Es basiert auf einem von Dally und Sanford [63] für Modus-I-Belastungen entwickelten Dehnungsmessstreifenverfahren und wurde im Rahmen dieser Arbeit für Modus-II-Belastungen modifiziert und optimiert. Dabei wird ein Dehnungsmessstreifen in der Nähe der Rissspitze appliziert, um die dortige Spannungsüberhöhung und damit den Spannungsintensitätsfaktor zu bestimmen. Die an der Rissspitze vorhandene plastische Zone bedingt einen Mindestabstand des Dehnungsmessstreifens zur Rissspitze, wodurch auf der anderen Seite ein Einfluss

von höheren Termen der Rissspitzenspannungsverteilung auf die Messung erfolgt. Dieser Einfluss der höheren Terme wird durch eine Optimierung der Position und der Messrichtung des Dehnungsmessstreifens minimiert. Da jedoch prinzipiell ein Einfluss der höheren Terme auf das Messsignal verbleibt, wurde eine Kalibrierung des Verfahrens unter quasistatischen Bedingungen vorgenommen. Diese Kalibrierung wurde anschließend in einem dynamischen Experiment mit Hilfe von schattenoptischen Kaustiken verifiziert. Außerdem wurden mehrere Dehnungsmessstreifen verwendet. Mit ihnen kann neben dem dynamischen Spannungsintensitätsfaktor $K_{II}(t)$ auch der Initiierungszeitpunkt des Versagens bestimmt werden, da zu diesem Zeitpunkt eine vom vorliegenden Versagensmechanismus abhängige charakteristische Änderung der gemessenen Dehnungssignale erfolgt. Damit können sowohl die Belastungsrate \dot{K}_{II} als auch die dynamische Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}$ bestimmt werden.

Während die experimentelle Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Zugrissen mit Hilfe von Hochgeschwindigkeitsfotografie erfolgt, werden zur Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von adiabatischen Scherbändern wiederum Dehnungsmessstreifen eingesetzt, einerseits durch Applizierung von Dehnungsmessstreifen entlang des zu erwartenden Versagenspfades, andererseits durch eine Messung der Laufzeit des adiabatischen Scherbandes sowie der zugehörigen Ausbreitungslänge.

Zur Erzeugung hochdynamischer Scherbelastungen von Rissen wurde die von Kalthoff eingeführte LECEI-Technik eingesetzt [2]. Dabei wird eine Probe, die mit einem Randriss versehen ist, seitlich oberhalb des Randrisses durch einen Aufschlagkörper mit einer Schlaggeschwindigkeit v_0 beaufschlagt. Wie anhand von schattenoptischen Kaustiken gezeigt werden kann, führt dies zu einer hochdynamischen, nahezu reinen Modus-II-Belastung der Rissspitze. Das dynamische Spannungsfeld an der Rissspitze wurde durch eine dreidimensionale numerische Simulation des dynamischen LECEI-Experimentes mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente eingehender untersucht. Auch dabei wurde eine nahezu reine Modus-II-Belastung der Rissspitze gefunden, allerdings konnte auch gezeigt werden, dass die Winkelverteilung des Rissspitzenspannungsfeldes eine ausgeprägte Zeitabhängigkeit aufweist. Dies führt zu unterschiedlichen Werten des Spannungsintensitätsfaktors bei Extrapolation der Spannungen unter unterschiedlichen Winkeln zum Riss. Eine definitionsgemäß durchgeführte Bestimmung des Spannungsintensitätsfaktors durch Extrapolation von Spannungen auf dem Ligament führt jedoch zu einem Mittelwert, der in der Zeit mehr oder weniger linear ansteigt. Eine Bestimmung dieses Spannungsintensitätsfaktors ist mit Hilfe des optimierten Dehnungsmessstreifenverfahrens möglich, da die gemessenen Dehnungen zu

ihm direkt proportional sind.

Es wurde eine Charakterisierung der untersuchten Werkstoffe anhand von uniaxialen Zugversuchen, von instrumentierten Kerbschlagbiegeversuchen und hinsichtlich der Bruchzähigkeitswerte der Werkstoffe durchgeführt. Dabei zeigte die Aluminiumlegierung Al 7075 eine besondere Neigung zur Ausbildung von Scherversagen, insbesondere wenn sich dieses Versagen in Walzrichtung ausbreitet. Bei dem Kunststoff Polycarbonat trat ein signifikanter Wechsel des Werkstoffverhaltens bei Steigerung der Belastungsgeschwindigkeit auf. Im uniaxialen Zugversuch erweist er sich als komplett duktil, im Kerbschlagbiegeversuch verhält er sich extrem spröde.

Im Rahmen der durchgeführten Experimente konnte der von Kalthoff beobachtete Wechsel des Versagensverhaltens dynamisch scherbeanspruchter Risse von Zugrissen unter -70° zum Ligament bei kleinen Belastungsraten zu adiabatischen Scherbändern, die sich nahezu in Richtung des Ligaments ausbreiten, bei hohen Belastungsraten grundsätzlich bestätigt werden. Lediglich in der Aluminiumlegierung Al 7075 stellte sich nur Versagen durch adiabatische Scherbänder ein. Dieses besondere Werkstoffverhalten wird auf die bereits oben angesprochene Neigung dieser Aluminiumlegierung zur Ausbildung von Scherversagen sowie auf eine mögliche Anisotropie des Werkstoffs durch den Walzvorgang zurückgeführt. Die Belastungsrate \dot{K}_{II} sowie der Initiierungszeitpunkt des Versagens konnten mit Hilfe der optimierten Dehnungsmessstreifentechnik bestimmt werden, wobei der Initiierungszeitpunkt des Versagens zusätzlich anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen verifiziert und abgesichert wurde. Eine Messung der dynamischen Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}$ in Abhängigkeit der Belastungsrate \dot{K}_{II} war damit möglich. Es ergaben sich unterschiedliche Abhängigkeiten einerseits bei Versagen durch Zugrisse und andererseits bei Versagen durch adiabatische Scherbänder. Bei Versagen durch Zugrisse wurde eine fallende Tendenz der dynamischen Scherbruchzähigkeit mit der Belastungsrate gefunden, bei Versagen durch adiabatische Scherbänder hingegen liegt eine deutlich steigende Abhängigkeit vor. Diesen Sachverhalt zeigt schematisch Abb. 130. Er stellt eines der zentralen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit dar.

Bei der Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Versagens ergaben sich für Zugrisse recht hohe und von der Belastungsrate praktisch unabhängige Geschwindigkeiten. Dagegen wurden bei Versagen durch adiabatische Scherbänder wesentlich geringere Ausbreitungsgeschwindigkeiten gemessen, die zudem noch stark von der Belastungsrate abhängen.

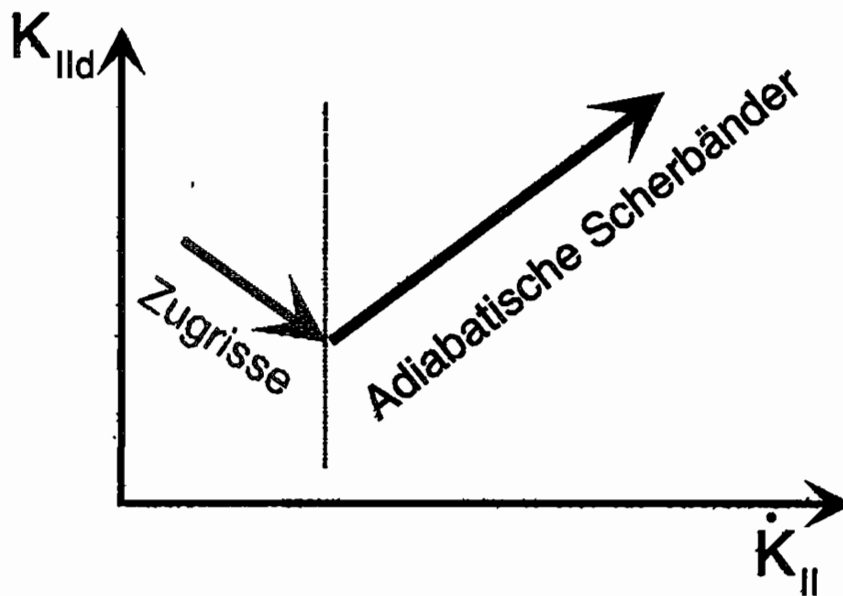


Abb. 130: Abhängigkeiten der dynamischen Scherbruchzähigkeit $K_{II,d}$ von der Belastungsrate \dot{K}_{II} bei Versagen durch Zugrisse und durch adiabatische Scherbänder

Beide Befunde, sowohl im Hinblick auf die dynamischen Scherbruchzähigkeiten als auch auf die gemessenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten, zeigen, dass die beiden Versagensmechanismen durch zwei unterschiedliche konkurrierende Effekte bestimmt werden. Während bei Versagen durch Zugrisse eine Dehnratenverfestigung zu einem Abfall der Bruchzähigkeitswerte führt, wird das Versagen durch adiabatische Scherbänder offensichtlich durch den Effekt der thermischen Entfestigung kontrolliert. Dieser führt zu einem höheren Maß plastischer Verformung an der Risspitze, damit zu einer höheren Energiedissipation und dadurch zu einer ansteigenden Tendenz der Bruchzähigkeitswerte mit der Belastungsrate. Damit konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals ein Einfluss von thermischer Entfestigung auf die Bruchzähigkeit von stationären Rissen unter hochdynamischen Belastungsbedingungen nachgewiesen werden. Das Auftreten thermischer Effekte ließ sich zusätzlich durch eine metallografische Untersuchung sowie durch ein Mikrohärteprofil in der direkten Nähe eines ausgebildeten adiabatischen Scherbandes belegen.

Gleichermaßen, wie die gefundenen Abhängigkeiten der dynamischen Scherbruchzähigkeit von der Belastungsrate, können die ermittelten Ausbreitungsgeschwindigkeiten des jeweiligen Versagens auf die beiden genannten Werkstoffeffekte zurückgeführt werden. Die Betrachtung einer Laufzähigkeit einerseits eines Zugrisses und andererseits eines adiabatischen Scherbandes führt zu der Vermutung, dass sich Zugrisse instabil ausbreiten, während die Ausbreitung von adiabatischen Scherbändern nur stabil, d.h. unter ständiger Nachlieferung

von Energie, erfolgen kann.

Auch im Kunststoff Polycarbonat wurde ein Übergang des Versagensmechanismus von Zugrissen zu adiabatischen Scherbändern beobachtet. Allerdings erfolgte dieser nicht durch eine Variation der Belastungsrate, sondern des Rissspitzenradius. In diesem Falle wurde bestätigt, dass die Neigung zur Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes stark durch das Vorhandensein des makroskopischen Risses beeinflusst wird. Beim Anriss mit endlichem Rissspitzenradius ist die Spannungs-/Dehnungssingularität begrenzt. Dies führt gleichzeitig zu geringeren lokalen Dehnraten, so dass eine adiabatische Scherlokalisierung nicht stattfindet. In diesem Falle erfolgt Versagen durch einen Zugriss. Dagegen ergibt sich bei der scharfen Rissspitze eine höhere Spannungs-/Dehnungssingularität, damit auch eine höhere lokale Dehnraten und dadurch die Ausbildung einer adiabatischen Scherlokalisierung.

Insgesamt zeigt sich, dass Versagen durch adiabatische Scherbänder im Rahmen bruchdynamischer Phänomene einen relevanten Versagensmechanismus darstellt, der sich nicht nur durch eine unterschiedliche Ausbreitungsrichtung vom herkömmlichen Rissversagen unterscheidet, sondern auch durch die zugehörigen bruchmechanischen Versagenskennwerte sowie durch die das Versagen bestimmenden Werkstoffeffekte und den damit verbundenen Abhängigkeiten von der Belastungsrate.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Erdogan, G.C. Sih: „On the Crack Extension in Plates under Plane Loading and Transverse Shear“, *Journal of Basic Engineering, Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, ASME*, 519 - 527, December 1963
- [2] J.F. Kalthoff: „Transition in the Failure Behaviour of Dynamically Shear Loaded Cracks“, *Appl. Mech. Rev.*, 43 (5), Part 2, 247 - 250, May 1990
- [3] J.F. Kalthoff, S. Winkler: „Failure Mode Transition at High Rates of Shear Loading“, *Proc. Int. Conf. on Impact Loading and Dynamic Behaviour of Materials*, (Eds. C.Y. Chiem, H.D. Kunze, L.W. Meyer), Deutsche Gesellschaft für Metallkunde, DGM, Bremen, 185 - 196, May 18 - 22, 1987
- [4] D. Broek: „Elementary Engineering Fracture Mechanics“, 4th edition, Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht, 1986
- [5] H.G. Hahn: „Bruchmechanik“, B.G. Teubner, Studienbücher Mechanik, Band 30, Stuttgart, 1976
- [6] I.N. Sneddon: „The Distribution of Stress in the Neighbourhood of a Crack in an Elastic Solid“, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 187, 229 - 260, London, 1946
- [7] G.R. Irwin: „Analysis of Stresses and Strains near the End of a Crack Traversing a Plate“, *Journ. Appl. Mech.*, 24, 361 - 364, 1957
- [8] D. Gross: „Bruchmechanik“, 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 1996
- [9] H. Tada, P.C. Paris, G.R. Irwin: „The Stress Analysis of Cracks Handbook“, 2nd edition, Paris Productions Incorporated, St. Louis, 1985
- [10] Y. Murakami: „Stress Intensity Factors Handbook“, Pergamon Press, Oxford, 1987
- [11] M.L. Williams: „On the Stress Distribution at the Base of a Stationary Crack“, *Journ. Appl. Mech.*, *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, ASME*, 24, 109 - 114, 1957
- [12] G.R. Irwin: „Fracture“, in: *Handbuch der Physik VI*, Hrsg. S. Flügge, Springer Verlag, Berlin, 551 - 590, 1958

- [13] G. Holzmann, H. Meyer, G. Schumpich: „Technische Mechanik, Teil 3: Festigkeitslehre“, 5. Auflage, B.G. Teubner, Stuttgart, 1983
- [14] T.L. Anderson: „Fracture Mechanics - Fundamentals and Applications“, CRC Press, Boca Raton, 1991
- [15] W. Hiese: „Gültigkeitskriterien zur Bestimmung von Scherbruchzähigkeiten“, Dissertation, Fakultät für Maschinenbau, Ruhr-Universität Bochum, 1999
- [16] ASTM E 399 - 90: „Standard Test Method for Plane-Strain Fracture Toughness of Metallic Materials“, Annual Book of ASTM Standards, 03.01, American Society for Testing and Materials, West Conshohocken, 408 - 438, 1997
- [17] A.A. Griffith: „The Phenomena of Rupture and Flow in Solids“, Philosophical Transactions of The Royal Society, 221A, 163 - 197, 1920
- [18] R. Podleschny: „Untersuchung zum Instabilitätsverhalten scherbeanspruchter Risse“, Dissertation, Fakultät für Maschinenbau, Ruhr-Universität Bochum, 1993
- [19] H.A. Richard: „Bruchvorhersagen bei überlagerter Normal- und Schubbeanspruchung sowie reiner Schubbelastung von Rissen“, Habilitationsschrift, Fachbereich Maschinenwesen, Universität Kaiserslautern, 1984
- [20] H. Kordisch: „Untersuchungen zum Verhalten von Rissen unter überlagerter Normal- und Scherbeanspruchung“, Dissertation, Fakultät für Chemieingenieurwesen, Technische Hochschule Karlsruhe, 1982
- [21] J.D. Achenbach: „Wave Propagation in Elastic Solids“, North-Holland Publishing Company - Amsterdam - London, American Elsevier Publishing Company, Inc. - New York, 1973
- [22] Lord Rayleigh: „On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid“, Proceedings of the London Mathematical Society, 17, 4 - 11, 1885
- [23] L.B. Freund: „Dynamic Fracture Mechanics“, Cambridge University Press, Cambridge - New York - Port Chester - Melbourne - Sydney, 1990
- [24] J.F. Kalthoff: „Experimental Fracture Dynamics“, CISM Courses and Lectures No. 310, Crack Dynamics in Metallic Materials, ed.: J.R. Klepaczko, International Centre for Mechanical Sciences, Italien, Springer-Verlag, Wien - New York, 75 - 253, 1990

- [25] J. Lemaitre, J.-L. Chaboche: „Mechanics of solid materials“, Cambridge University Press, 1990
- [26] J.F. Kalthoff: „Dynamic Fracture Toughnesses“, Encyclopedia of Materials: Science and Technology, eds.: K.H.J. Buschow et al., Pergamon, in Druck
- [27] F. Kerkhof: „Zusammenhang der maximalen Bruchgeschwindigkeit mit anderen Materialkonstanten von Gläsern“, Proc. Int. Conf. Physics of Non-Crystalline Solids, Delft, Niederlande, S. 469, 1964
- [28] F. Kerkhof: „Wave Fractographic Investigations of Brittle Fracture Dynamics“, Proc. Int. Conf. Dynamic Crack Propagation, ed.: G.C. Sih, Noordhoff International Publishing, Leyden, S. 3, 1973
- [29] J.F. Kalthoff: „Bruchmechanik - Sicherheitsanalysen II“, Vorlesung, Ruhr-Universität Bochum, 1996
- [30] B. Skrotzki: „Leichtmetalle“, Vorlesung, Ruhr-Universität Bochum, 1999
- [31] I.J. Polmear: „Light Alloys - Metallurgy of the Light Metals“, 2nd edition, Edward Arnold, London - New York - Melbourne - Auckland, 1989
- [32] P.W. Leech: „Observations of Adiabatic Shear Band Formation in 7039 Aluminum Alloy“, Metallurgical Transactions, 16A, 1900-1903, 1985
- [33] H. Tresca: Proc. Inst. Mech. Engrs., 30, 301-345, 1878
- [34] Y. Bai, B. Dodd: „Adiabatic Shear Localization - Occurrence, Theories and Applications“, Pergamon Press, Oxford - New York - Seoul - Tokyo, 1992
- [35] C. Zener, J.H. Hollomon: „Effect of Strain Rate upon Plastic Flow of Steel“, J. Appl. Phys., 15, 22-32, 1944
- [36] C. Zener: Fracturing of Metals, pp.3-31, ASM, Ohio, 1948
- [37] R.F. Recht: „Catastrophic thermoplastic shear“, Journal of Applied Mechanics, 31, S. 189-193, 1964
- [38] H.J. Frost, M.F. Ashby: „Deformation Mechanism Maps“, Pergamon Press, Oxford, 1982
- [39] P.M. Sargent, M.F. Ashby: Cambridge Univ. Engng. Dept. Report No. CUED/C/MATS/TR.98, 1983

- [40] C.W. Macgregor, J.C. Fisher: „A Velocity-Modified Temperature for the Plastic Flow of Metals“, *J. Appl. Mech.*, **13**, A11-A16, 1946
- [41] U.S. Lindholm: „Review of Dynamic Testing Techniques and Material Behaviour“, in: *Mechanical Properties of Materials at High Rates of Strain* (ed.: J. Harding), pp. 3-21, *Inst. of Physics Conf. Series No. 21*, 1974
- [42] H.C. Rogers: *Ann. Rev. Mat. Sci.*, **9**, 283-311, 1979
- [43] S.P. Timothy: „The Structure of Adiabatic Shear Bands in Metals: A Critical Review“, *Acta Metall.*, **35**, No. 2, 301-306, 1987
- [44] A. Marchand, J. Duffy: „An Experimental Study of the Formation Process of Adiabatic Shear Bands in a Structural Steel“, *J. Mech. Phys. Solids*, **36**, No. 3, 251-283, 1988
- [45] K.A. Hartley, J. Duffy, R.H. Hawley: „Measurement of the Temperature Profile during Shear Band Formation in Steels Deforming at High Strain Rates“, *J. Mech. Phys. Solids*, **35**, No. 3, 283-301, 1987
- [46] M. Zhou, A.J. Rosakis, G. Ravichandran: "Dynamically Propagating Shear Bands in Impact-Loaded Prenotched Plates - I. Experimental Investigations of Temperature Signatures and Propagation Speed", *J. Mech. Phys. Solids*, **44**, No. 6, pp. 981-1006, 1996
- [47] K.H. Hartmann, H.D. Kunze, L.W. Meyer: „Metallurgical Effects on Impact Loaded Materials“, in: *Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals* (eds.: M.A. Meyers, L.E. Murr), pp.325-337, *Plenum Press, New York*, 1981
- [48] J.F. Kalthoff: *Laborarchiv, Experimentelle Mechanik, Ruhr-Universität Bochum*
- [49] H.C. Rogers, C.V. Shastry: „Material Factors in Adiabatic Shearing in Steels“, in: *Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals* (eds.: M.A. Meyers, L.E. Murr), pp.285-298, *Plenum Press, New York*, 1981
- [50] R.C. Batra, M.V.S. Ravisankar: „Three-Dimensional Numerical Simulation of the Kalthoff Experiment“, *International Journal of Fracture* (in Druck)
- [51] R.C. Batra, R.R. Gummalla: „Effect of Material and Geometric Parameters on Deformations near the Notch-Tip of a Dynamically Loaded Prenotched Plate“, *Int. Journ. Fract.*, **101**, 99 - 140, 2000

- [52] M. Zhou, G. Ravichandran, A.J. Rosakis: "Dynamically Propagating Shear Bands in Impact-Loaded Prenotched Plates - II. Numerical Simulations", *J. Mech. Phys. Solids*, **44**, No. 6, pp. 1007-1032, 1996
- [53] T. Nerzak: „Modellierung und Simulation der Ausbreitung adiabatischer Scherbänder in metallischen Werkstoffen bei Hochgeschwindigkeitsdeformationen“, Dissertation, Fakultät für Maschinenbau, Ruhr-Universität Bochum, 1997
- [54] R. Dornmeval: „The Adiabatic Shear Phenomenon“, in: *Materials at High Strain Rates* (ed.: T.Z. Blazinsky), pp. 47-70, Elsevier Applied Science, Barking, Essex, 1987
- [55] C.J. Irwin: „Metallographic Interpretation of Impacted Ogive Penetrators“, DREV, R-652/72, Canada, 1972
- [56] P. Manogg: „Anwendung der Schattenoptik zur Untersuchung des Zerreißvorgangs von Platten“, Dissertation, Freiburg, 1964
- [57] P.S. Theocaris: „Stress Concentrations at Concentrated Loads“, *Exp. Mech.*, **13**, 511-528, 1973
- [58] J.F. Kalthoff, J. Beinert, S. Winkler: „Analysis of Fast Running and Arresting Cracks by the Shadow-Optical Method of Caustics“, *IUTAM Symp. Opt. Methods Mech. Solid* (ed.: A. Lagarde), Université de Poitiers, Frankreich, 10.-14. Sept. 1979, Slijthoff-Noordhoff, Alphen aan den Rijn, Niederlande, 497-508, 1980
- [59] A.J. Rosakis, C.C. Ma, L.B. Freund: „Analysis of the Optical Shadow Spot Method for a Tensile Crack in a Power-Law Hardening Material“, *J. Appl. Mech.*, **50**, 777-782, 1983
- [60] J.F. Kalthoff: „Shadow Optical Method of Caustics“, Chapter 9, *Handbook on Experimental Mechanics* (ed.: A. Kobayashi), 407-476, VCH Publishers / VCH Verlagsgesellschaft, New York - Weinheim - Cambridge, 1993
- [61] O. Bruhns, Th. Lehmann: „Elemente der Mechanik II - Elastostatik“, Vieweg, Braunschweig / Wiesbaden, 1994
- [62] U. Soltész, J. Beinert: „Bestimmung des Spannungszustandes in der Umgebung einer Reißspitze mit einem schattenoptischen Verfahren“, *Wissenschaftlicher Bericht W 6/81*, Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik, Freiburg, Dezember 1981

- [63] J.W. Dally, R.J. Sanford: "Strain-Gage Methods for Measuring the Opening-Mode Stress Intensity Factor, K_I ", *Exp. Mech.*, **27** (4), 381-388, 1987
- [64] A. Bürgel, H.S. Shin, D. Bergmannshoff, J.F. Kalthoff: "Optimization of the Strain-Gauge-Method for Measuring Mode-II Stress Intensity Factors", VII. Bilateral Czech/German Symposium: Significance of Hybrid Method for Assessment of Reliability and Durability in Engineering Sciences, 13.-15. April 1999, Liblice, Tschechische Republik, 11-12
- [65] S. Keil: „Beanspruchungsermittlung mit Dehnungsmeßstreifen“, CUNEUS Verlag Zwingenberg a.d. Bergstrasse, 1995
- [66] H.A. Richard: „Eine Bruchmechanikprobe zur Bestimmung von K_{IIc} -Werten“, *Schweißen und Schneiden*, **33**, Heft 11, 606 - 608, 1981
- [67] M. Wallmichrath: „Zum Einfluß höherer Glieder der Rißspitzen-Spannungsverteilung bei bruchmechanischen Untersuchungen“, Studienarbeit, Experimentelle Mechanik, Ruhr-Universität Bochum, Dezember 1998
- [68] H. Rohloff, A. Zastera: „Physikalische Eigenschaften gebräuchlicher Stähle - Daten für Hersteller und Anwender“, *Stahl Eisen*, Düsseldorf, 1996
- [69] ASM Specialty Handbook: „Aluminum and Aluminum Alloys“, ed.: J.R. Davis, ASM International, The Materials Information Society, 1993
- [70] I-DEAS Master Series™: „Exploring I-DEAS™ Simulation, Volume I“, Handbuch, SDRC, 1996
- [71] I-DEAS Master Series™: „Exploring I-DEAS™ Simulation, Volume II“, Handbuch, SDRC, 1996
- [72] ABAQUS User's Manual, Volume I, Version 5.3, Hibitt, Karlsson & Sorensen, Inc., 1993
- [73] ABAQUS User's Manual, Volume II, Version 5.3, Hibitt, Karlsson & Sorensen, Inc., 1993
- [74] ABAQUS/Post Manual, Version 5.6, Hibitt, Karlsson & Sorensen, Inc., 1996
- [75] M. Creager, C. Paris: „Elastic Field Equations for Blunt Cracks with Reference to Stress Corrosion Cracking“, *Int. Journ. Fract. Mech.*, Groningen, **3**, 247 - 252, 1967

- [76] Rheinisch-Westfälischer Technischer Überwachungsverein e.V.: Bescheinigung über die Bau- und Druckprüfung an einem Druckbehälter, Prüf-Nr./G.-Nr.: 236/458854/01 / 2.3.6-2013/92, Werks-Nr.: 1092, Essen, 1992
- [77] M. Steiner: „Konstruktiver Entwurf einer Drahtschleifmaschine“, Konstruktiver Entwurf, Experimentelle Mechanik, Ruhr-Universität Bochum, Oktober 1991
- [78] M.S. Cayard, W.L. Bradley: „The Effect of Various Precracking Techniques on the Fracture Toughness of Plastics“, Proceedings of the Seventh International Conference on Fracture, Pergamon Press, New York, 4, 2713 - 2723, 1989
- [79] W. Hellerich, G. Harsch, S. Haenle: „Werkstoff-Führer Kunststoffe: Eigenschaften, Prüfungen, Kennwerte“, 3. Auflage, Carl Hanser Verlag, München - Wien, 1983
- [80] ASTM E 23 - 96: „Standard Test Methods for Notched Bar Impact Testing of Metallic Materials“, Annual Book of ASTM Standards, 03.01, American Society for Testing and Materials, West Conshohocken, 137 - 156, 1997
- [81] DIN EN 10045-1: „Metallische Werkstoffe; Kerbschlagbiegeversuch nach Charpy; Teil 1: Prüfverfahren;“, 1990
- [82] Böhler: „Edelstahl-Handbuch“, Böhler Edelstahl GmbH, Kapfenberg, Österreich
- [83] C. Dalle Donne, H. Döker: „Evaluation of Mixed Mode Crack Resistance Curves using Biaxially Loaded Specimens“, 11th European Conference on Fracture, Mechanisms and Mechanics of Damage and Failure, ECF 11, ed.: J. Petit, Engineering Materials Advisory Services Ltd., West Midlands, U.K., 2177 - 2182, 1996
- [84] H. Hallbäck, F. Nilsson: „Mixed-Mode I/II Fracture Behaviour of an Aluminium Alloy, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 42, 1345 - 1374, 1994
- [85] W. Hiese: Persönliche Mitteilung, 2000
- [86] G. Kullmer: „Tragfähigkeitsvorhersage für Bauteile mit Kerben und Rissen“, Dissertation, Fachbereich Maschinentechnik, Universität-Gesamthochschule-Paderborn, 1993

- [87] J.H. Hollomon, L.D. Jaffe: „Time-temperature Relations in Tempering Steel“, Trans. American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engineers 162, 223 - 249, 1945
- [88] T.R. Wilshaw, C.A. Rau, A.S. Tetelman: „A General Model to Predict the Elastic-Plastic Stress Distribution and Fracture Strength of Notched Bars in Plain Strain Bending“, Engng. fract. Mech., 1, 191 - 211, 1968
- [89] J. Malkin, A.S. Tetelman: „Relation between K_{Ic} and Microscopic Strength for Low Alloy Steels“, Engng. Fract. Mech., 3, 151 - 167, 1971
- [90] J. Murken: „Vergleich der Mikrostruktur sowie der mechanischen Eigenschaften geschweißter Al-Mg-Li-Legierungen mit und ohne Sc-Zusatz“, Diplomarbeit, Lehrstuhl Werkstoffwissenschaft, Ruhr-Universität Bochum, 1999
- [91] K. Ravi-Chandar: „On the Failure Mode Transition in Polycarbonate under Dynamic Mixed-Mode Loading“, Int. Journ. Solids Structures, 32, No. 6/7, 925 - 938, 1995
- [92] J.F. Kalthoff, A. Bürgel, W. Hiese: „Failure Mechanics of Adiabatic Shear Bands“, Technical Report RUB EM 97/2, Experimentelle Mechanik, Ruhr-Universität Bochum, September 1997

Anhang

Anhang A Probenform zur Kalibrierung des Dehnungsmessstreifenverfahrens zur Bestimmung von Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren

Die Probe und die Probenhalterung, mit der die Kalibrierung des Dehnungsmessstreifenverfahrens zur Bestimmung von Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren durchgeführt wurde,

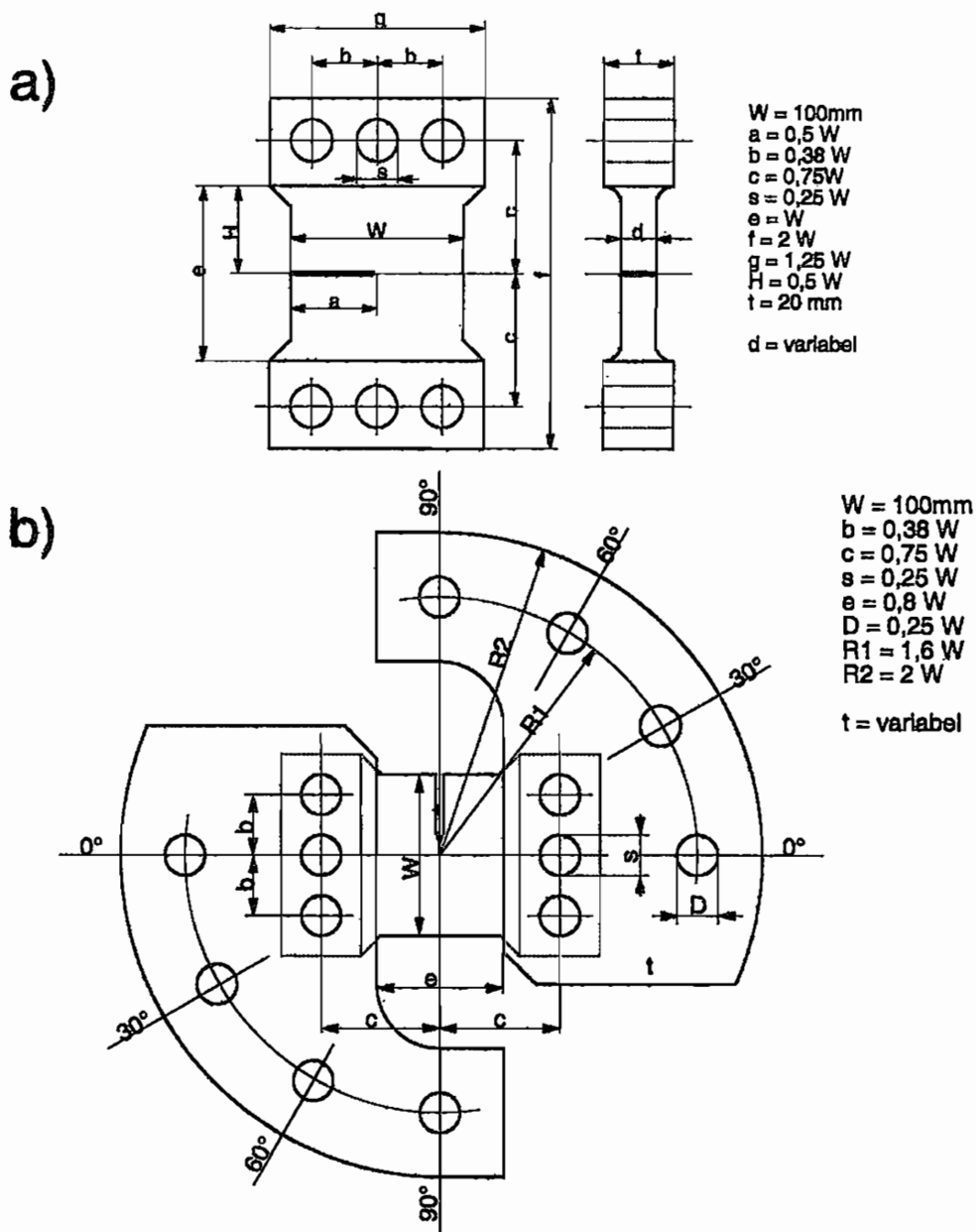


Abb. 131: Probenform (a) und Probenhalterung (b) zur Kalibrierung des Dehnungsmessstreifenverfahrens zur Messung von Modus-II-Spannungsintensitätsfaktoren; aus:[16]

ist in Abb. 131 gegeben. Sie wurde aus einer Probenform für Modus-II-Belastungen nach Arcan und Richard [66] weiterentwickelt. Bei einer Einleitung einer Zugkraft F über die Bohrungen in 90° -Richtung ergibt sich eine reine Modus-II-Belastung an der Risspitze. Es gilt dabei folgender Zusammenhang zwischen der belastenden Kraft F und dem resultierenden Spannungsintensitätsfaktor K_{II} [16]:

$$K_{II} = \frac{F}{W \cdot B} \cdot \sqrt{\pi a} \cdot \frac{1}{1 - \frac{a}{W}} \cdot \sqrt{\frac{0,607 - 0,054 \cdot \frac{a}{W-a}}{1 + 0,224 \cdot \frac{a}{W-a} + 0,063 \cdot \left(\frac{a}{W-a}\right)^2}} \quad (83)$$

Anhang B Abhängigkeit der Schlaggeschwindigkeit vom Druck im Hochdruckbehälter und von der Masse des Aufschlagkörpers

Beim Betrieb des Hochdruckbeschleunigungsrohres ist die Schlaggeschwindigkeit, mit der der Aufschlagkörper auf die Probe trifft, im wesentlichen vom Druck im Hochdruckbehälter sowie von der Masse des Aufschlagkörpers abhängig. In Abb. 132 ist die Schlaggeschwindigkeit für zwei Aufschlagkörper unterschiedlicher Masse gegen den zuvor im Hochdruckbehälter eingestellten Ausgangsdruck aufgetragen.

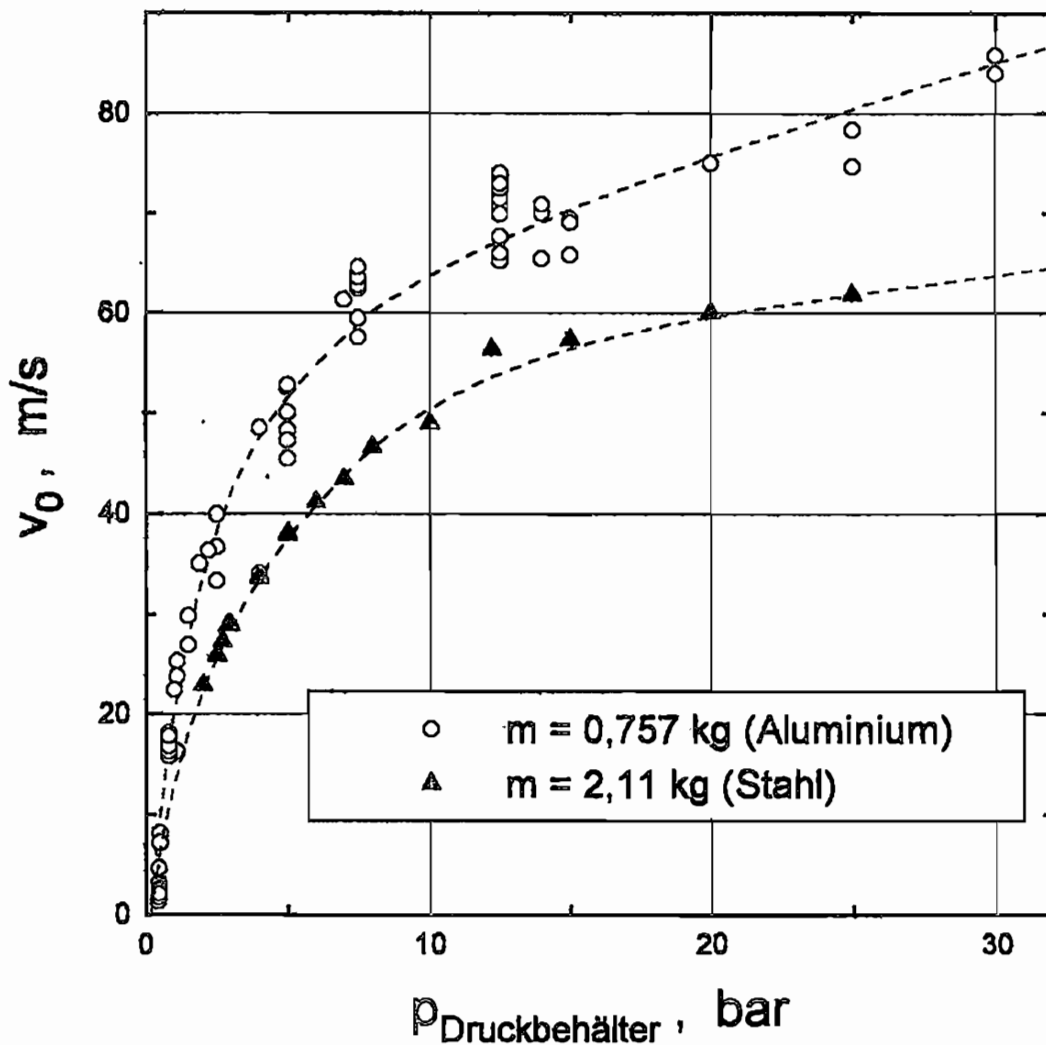


Abb. 132: Abhängigkeit der Schlaggeschwindigkeit vom im Hochdruckbehälter eingestellten Druck für zwei Aufschlagkörper unterschiedlicher Masse

Anhang C Vorversuch zur Überprüfung der Probenjustiervorrichtung

Im LECEI-Experiment ist eine sehr genaue Parallelität der beaufschlagten Probenoberfläche zur vorderen Oberfläche des Aufschlagkörpers extrem wichtig. Um sie zu erreichen wurde eine Justiervorrichtung konzipiert, bei der ein Laserstrahl, der exakt in Richtung des Beschleunigungsrohres ausgerichtet ist auf eine spiegelnde Glasplatte trifft, die zuvor auf die Probe geklebt wurde. Die Probe muss dann so justiert werden, dass der Laserstrahl in sich selbst zurückreflektiert wird. Die Wirksamkeit der Vorrichtung zur genauen Ausrichtung der Proben im LECEI-Experiment wurde durch Vorversuche überprüft. Abb. 133 zeigt Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, die während zweier Vorversuche an Proben aus dem Kunststoff

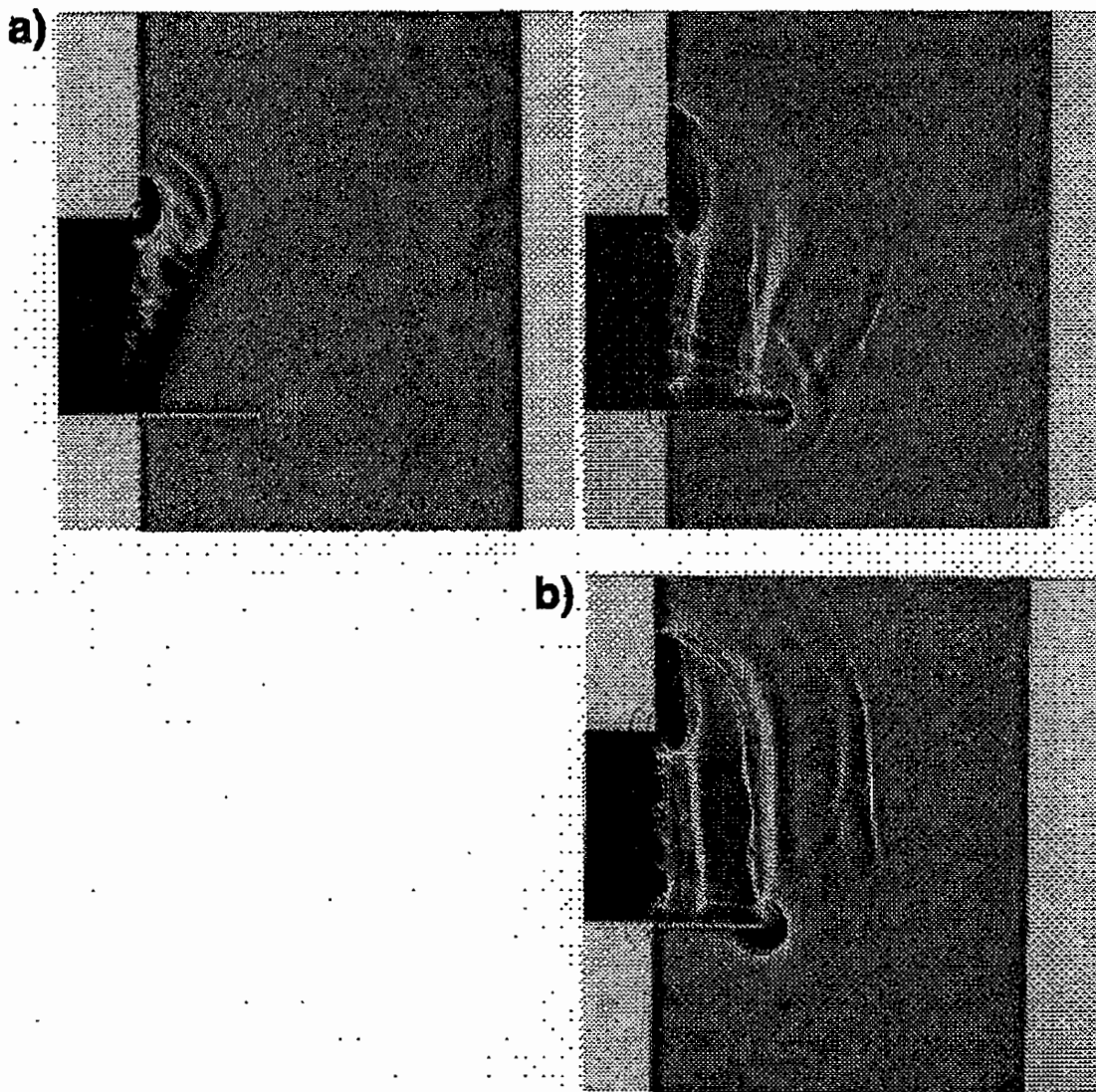


Abb. 133: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen einer im LECEI-Experiment erzeugten Wellenfront a) ohne Ausrichtung der Probe mit Hilfe der Justiervorrichtung und b) unter Benutzung der Justiervorrichtung

Araldit B durchgeführt wurden. In Teilbild a) wurde die Justiervorrichtung nicht verwendet. Deutlich sieht man, dass die Wellenfront der induzierten longitudinalen Druckwelle gegenüber der Schlagrichtung verkippt ist. Dagegen wurde bei dem in Teilbild b) gezeigten Versuch die Justiervorrichtung benutzt. Dabei wird eine sehr gute Einleitung der Druckwelle ohne Neigung der Wellenfront erreicht.

Anhang D Durchführung und Ergebnisse der uniaxialen Zugversuche

Es wurden uniaxiale Zugversuche an Rundzugproben durchgeführt. Die Probenform ist in Abb. 134 dargestellt. Es wurde eine Standardzugprüfmaschine der Firma Schenk Trebel (Typ RM 100) verwendet. Die Versuche wurden wegeregelt mit einer Abzugsgeschwindig-

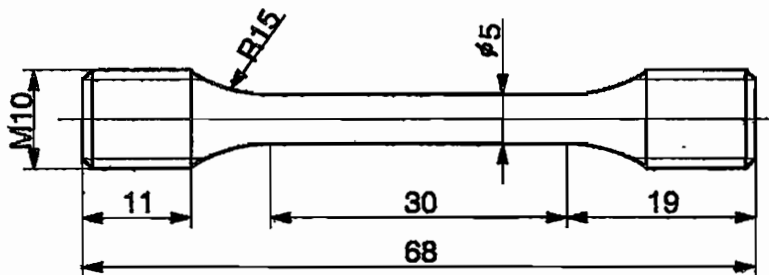
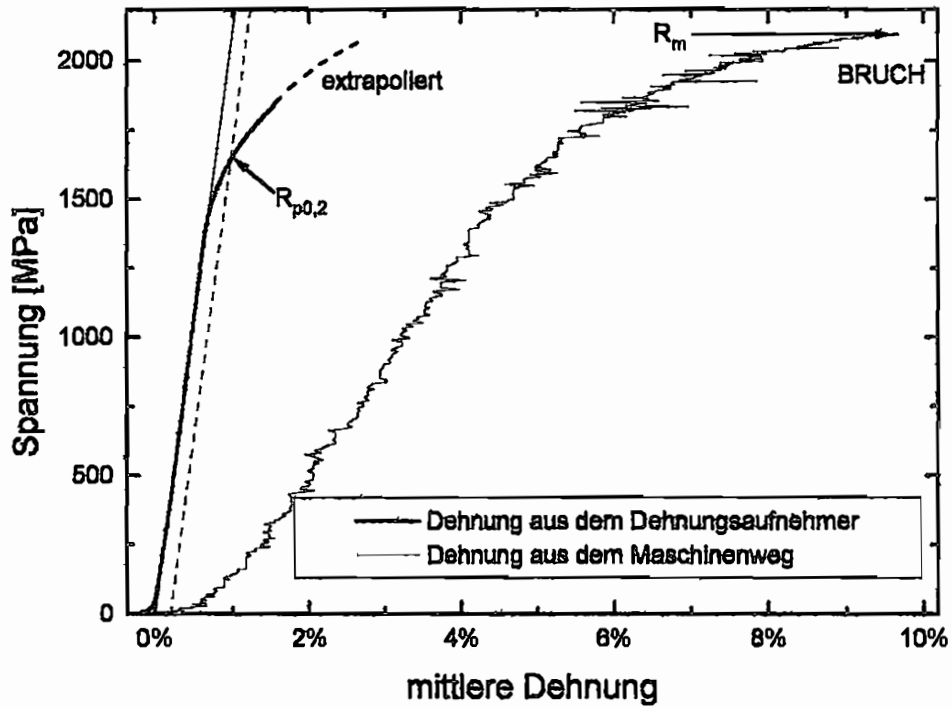
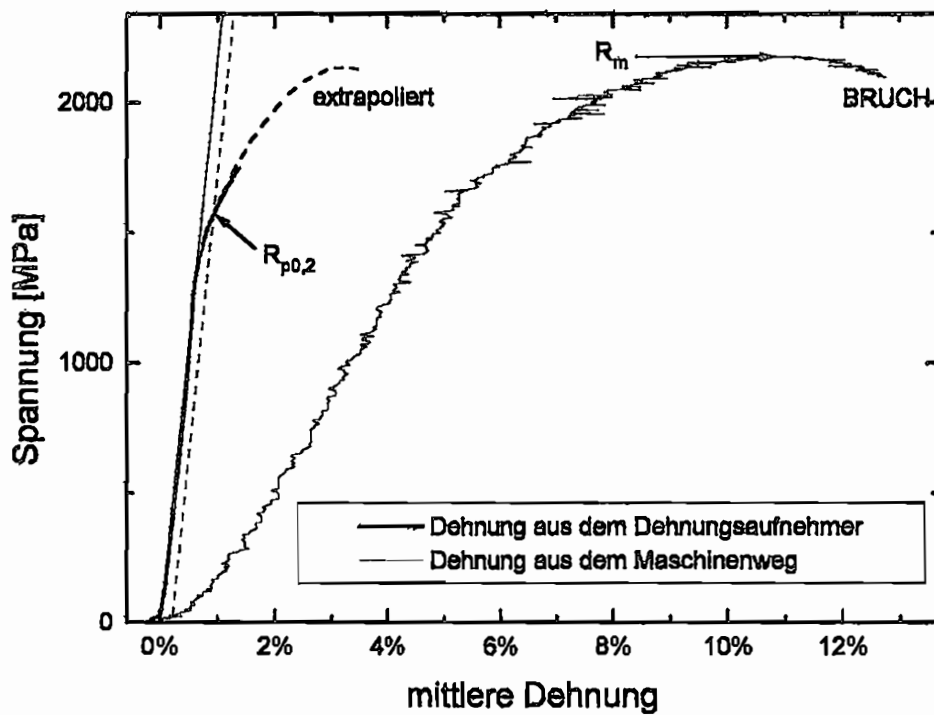
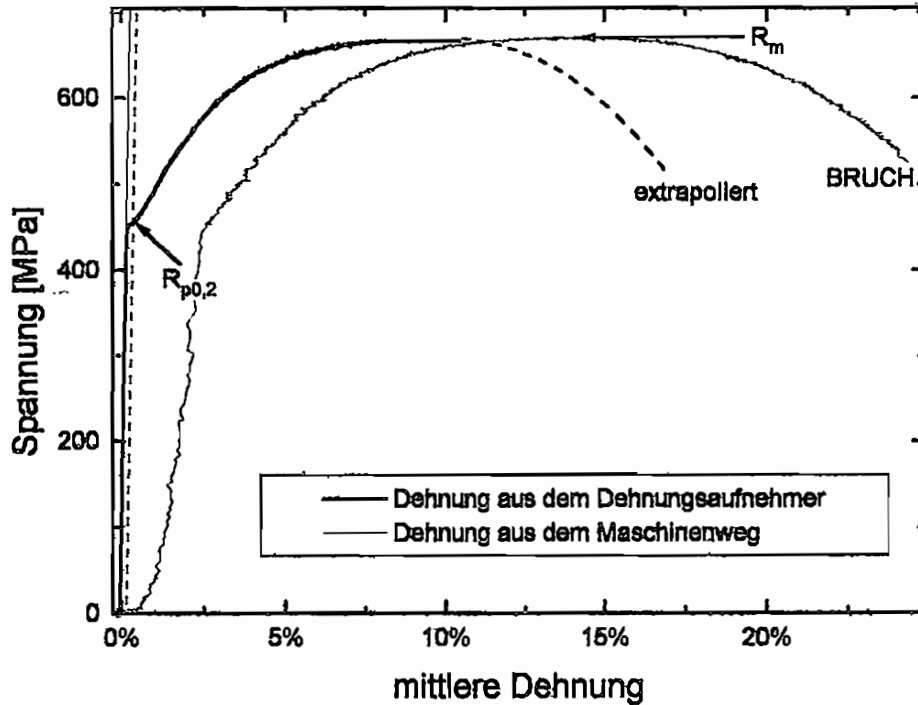
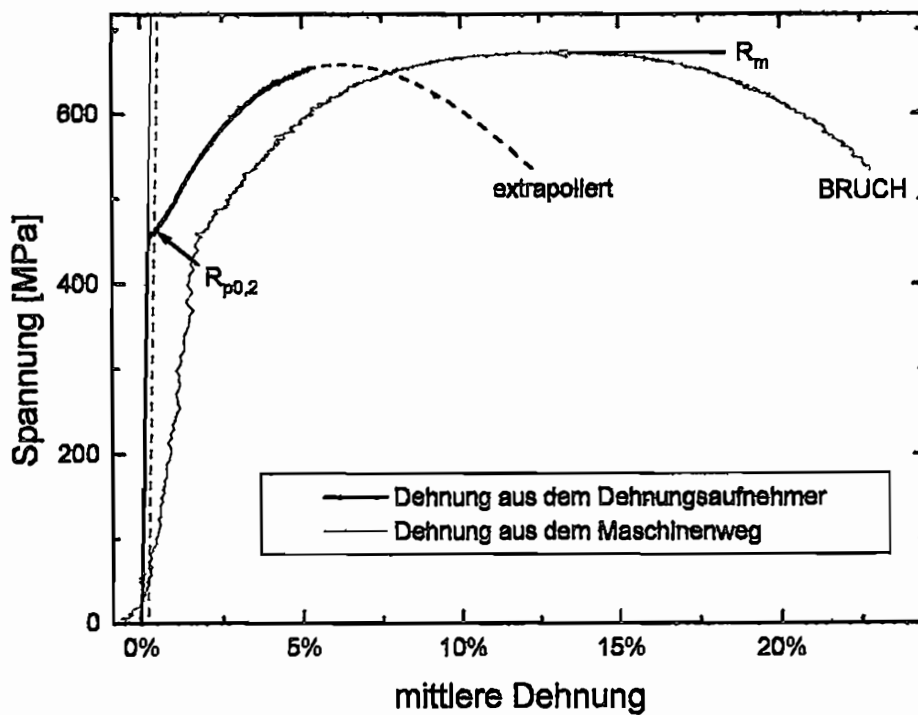


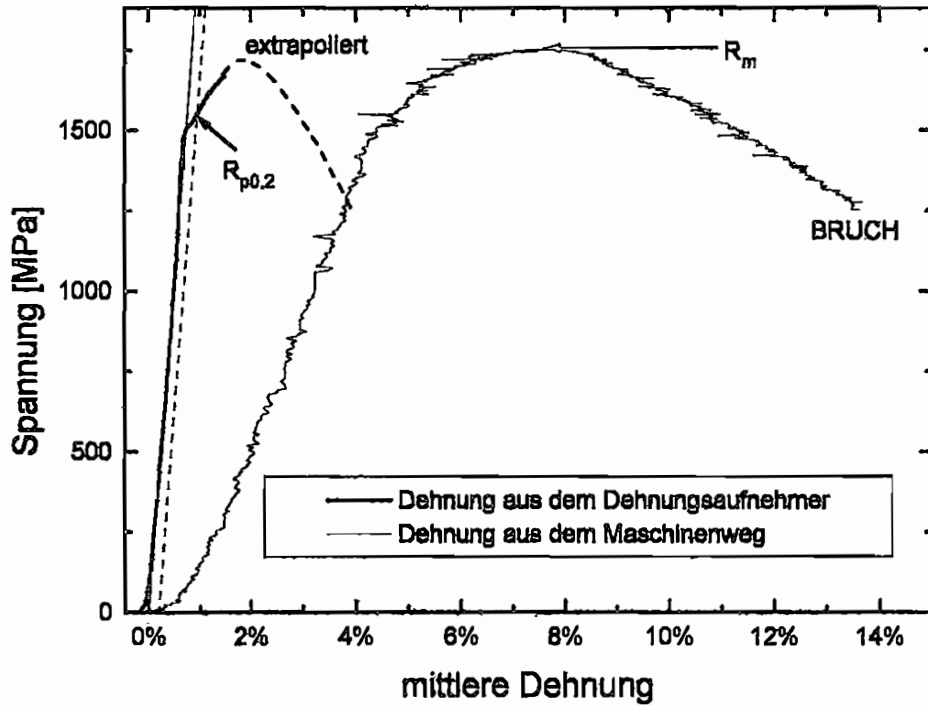
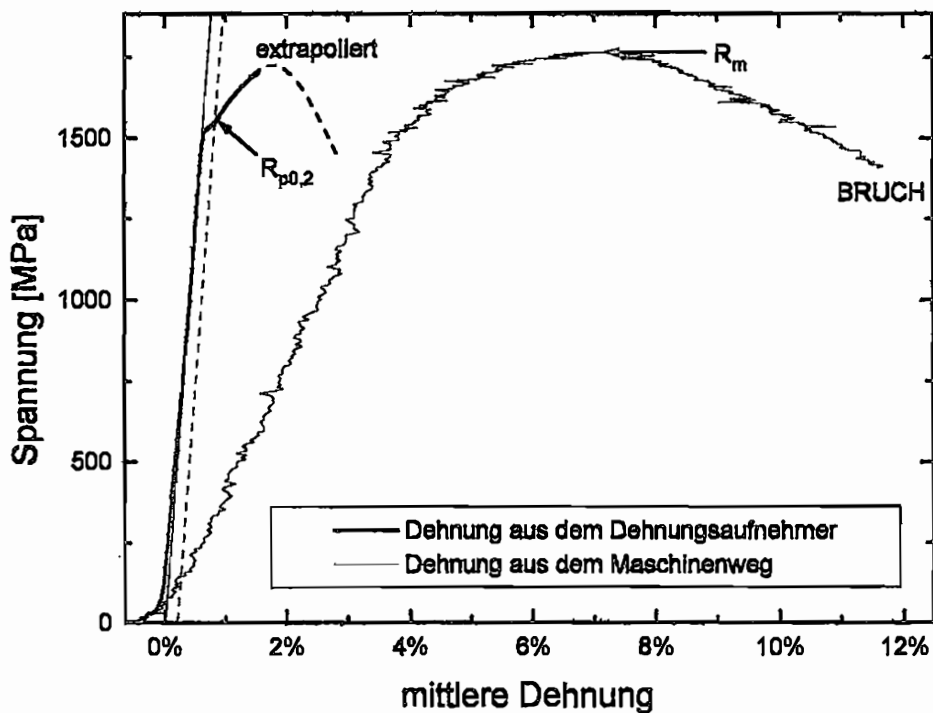
Abb. 134: Geometrie der verwendeten Rundzugproben; aus [16]

keit von 0,5 mm / min durchgeführt. Die Spannung ergibt sich aus der Zugkraft und dem Probenquerschnitt, die Dehnung wurde einerseits hochgenau mit Hilfe eines Dehnungsaufnehmers bestimmt, der direkt an der Probe angebracht war, andererseits aus dem Maschinenweg. Der Dehnungsaufnehmer wurde, damit er beim Bruch der Probe keinen Schaden nimmt, nach Eintreten deutlicher Plastizität von der Probe entfernt, so dass von diesem Zeitpunkt an die Dehnung nur noch aus dem Maschinenweg zu bestimmen war. Bei der Dehnungsbestimmung aus dem Maschinenweg werden durch die endliche Steifigkeit der Maschine jedoch viel zu hohe Dehnungswerte vorgetäuscht. Der Verlauf der exakten Dehnung lässt sich damit nur noch qualitativ extrapolieren.

Im folgenden sind ermittelte Spannungs-Dehnungskurven für die untersuchten Werkstoffe für Ausrichtungen der Proben parallel (LT) und quer (TL) zur Walzrichtung dargestellt:

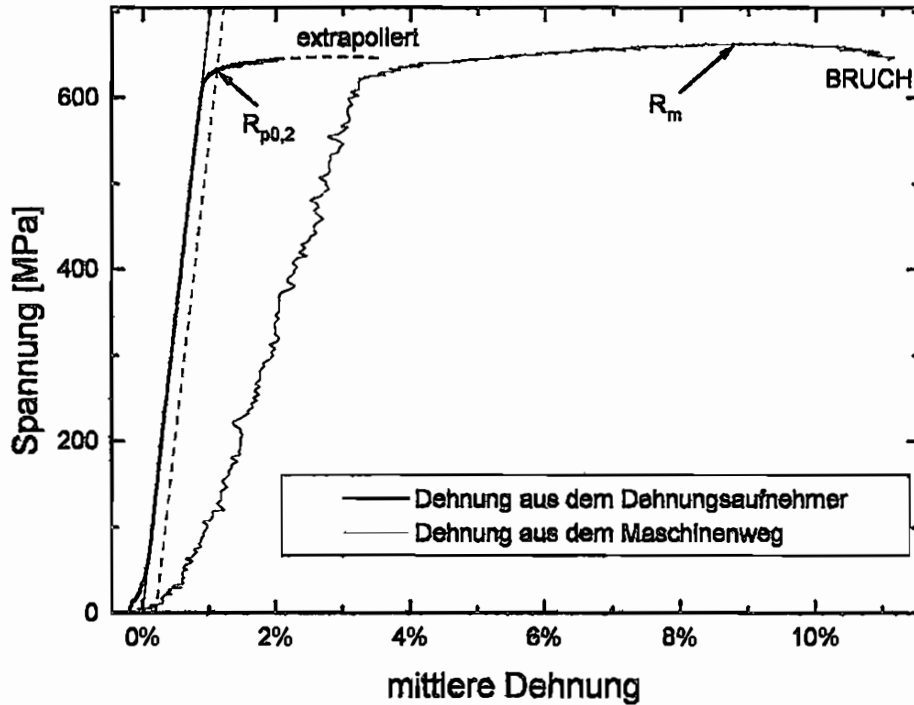
Vergütungsstahl 42 CrMo 4 (nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C):**Zugrichtung parallel zur Walzrichtung (LT):****Zugrichtung senkrecht zur Walzrichtung (TL):**

Vergütungsstahl 42 CrMo 4 (im Anlieferungszustand):**Zugrichtung parallel zur Walzrichtung (LT):****Zugrichtung senkrecht zur Walzrichtung (TL):**

Vergütungsstahl 42 CrMo 4 (nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 300 °C):**Zugrichtung parallel zur Walzrichtung (LT):****Zugrichtung senkrecht zur Walzrichtung (TL):**

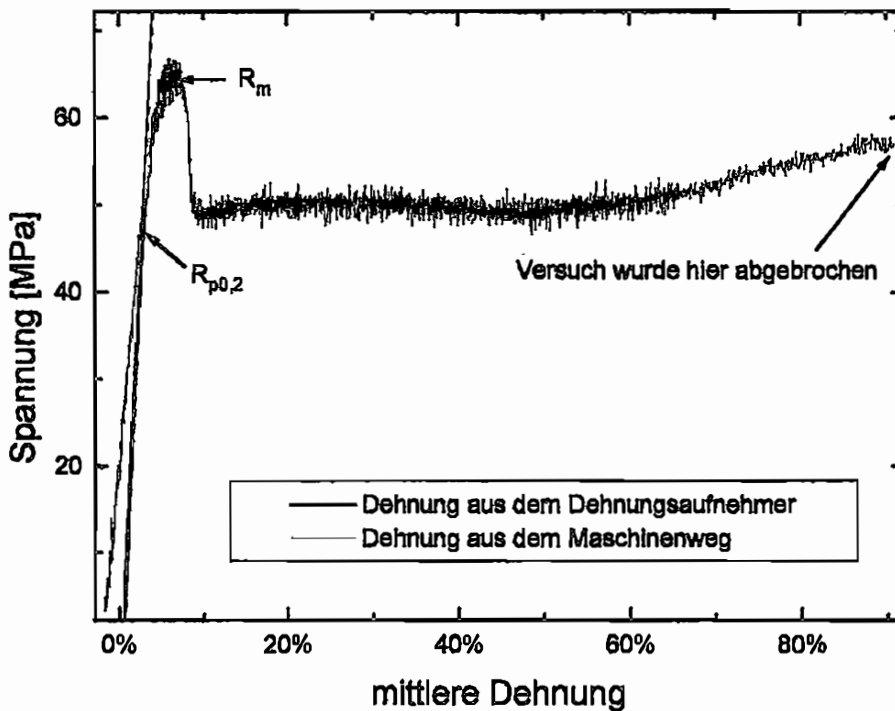
Aluminiumlegierung Al 7075:

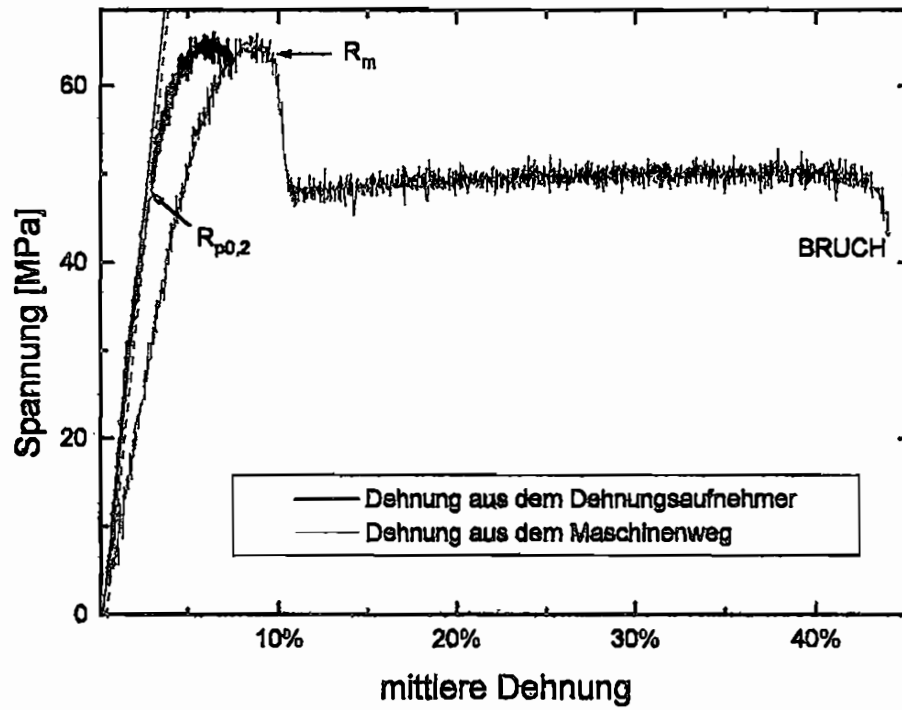
Zugrichtung parallel zur Walzrichtung (LT):



Polycarbonat:

Zugrichtung parallel zur Walzrichtung (LT):



Zugrichtung senkrecht zur Walzrichtung (TL):

Anhang E Durchführung und Ergebnisse der instrumentierten Kerbschlagbiegeversuche

Die instrumentierten Kerbschlagbiegeversuche wurden an Standard-Charpy-Proben mit V-Kerb nach ASTM E 23 (Charpy Simple-Beam Impact Test Specimen, Type A) [80] bzw. DIN EN 10045-1 [81] durchgeführt. Sie weisen die in Abb. 135 gezeigte Geometrie auf. Sie wurden gemäß Abb. 136 in TL- und LT-Lage dem gewalzten Material entnommen.

Die Versuche wurden in einem Pendelschlagschlagwerk der Firma Wolpert, Typ PW 30, mit einer maximalen Schlagenergie von 300 J durchgeführt. Die mit Dehnungsmessstreifen instrumentierte Schlagfinne ermöglicht eine dynamische Kraftmessung während des Schlagvorgangs. Durch zweifache Integration des zeitlichen Kraftverlaufes $F(t)$ können unter Kenntnis der Ausgangsschlaggeschwindigkeit und der Masse des Schlaghammers Kraft-

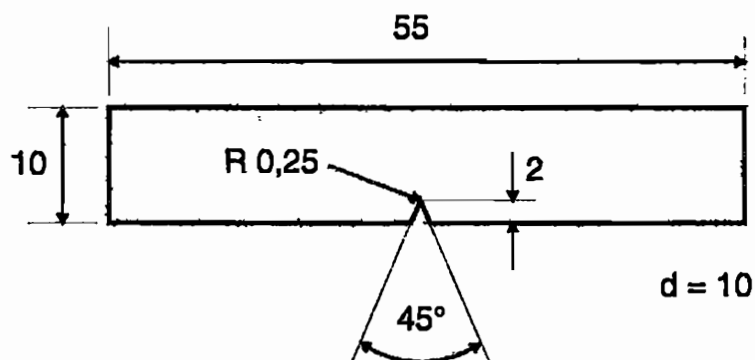


Abb. 135: Standard-Charpy-Probe mit V-Kerb nach ASTM E 23 (Charpy Simple-Beam Impact Test Specimen, Type A) [80] bzw. DIN EN 10045-1 [81]

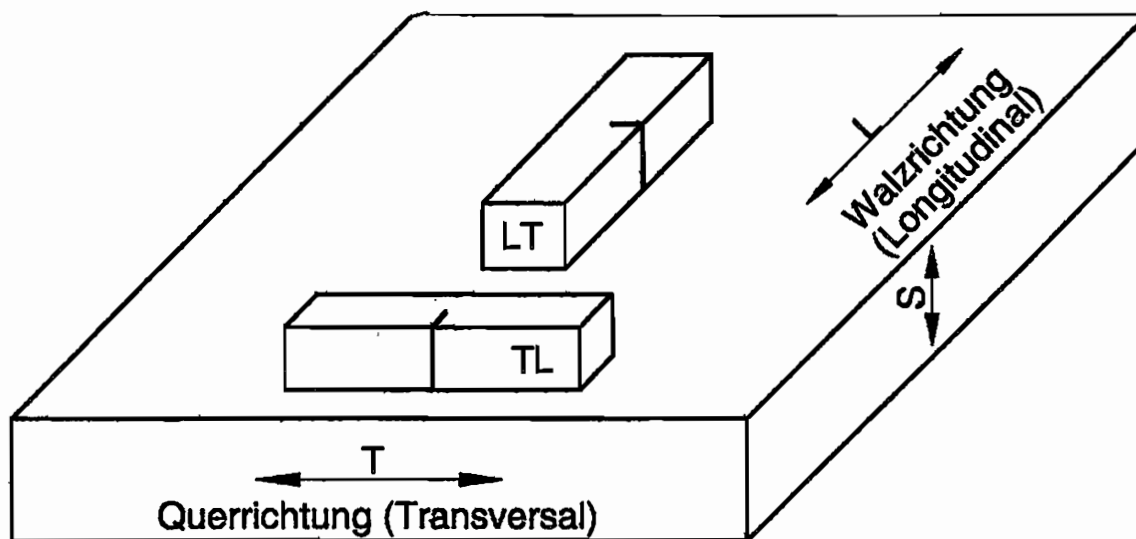


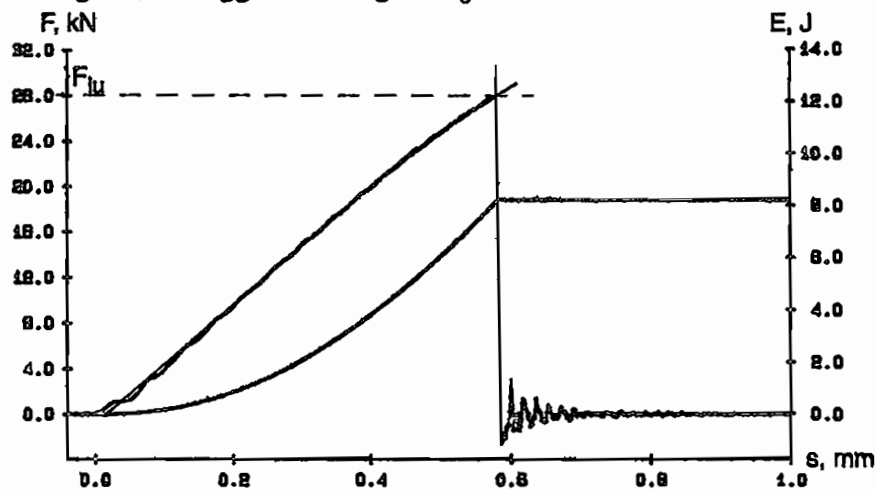
Abb. 136: Probenentnahme in TL- bzw. LT-Lage

Durchbiegungsdiagramme aufgenommen werden. Aus ihnen lassen sich sowohl typische Energie- als auch Kraftwerte zu verschiedenen charakteristischen Zeitpunkten des Schlagvorgangs (Einsetzen von plastischer Verformung, Bruchinitiierung und -arretierung, Restenergie nach Arretierung) bestimmen. Die zu ermittelnden Kraft-Durchbiegungskurven weisen in der Regel aufgrund der Dynamik des Schlagvorgangs ausgeprägte Oszillationen auf, die um so ausgeprägter sind, je höher die Schlaggeschwindigkeit ist. Bei der Bestimmung von Kräften wird dabei eine Ausgleichskurve durch die Oszillationen gelegt. Dabei muss die Ausgleichskurve nicht unbedingt mit dem ersten Kraftanstieg, dem sogenannten Trägheitspeak, beginnen. Sie kann bis zu einer halben Schwingungsdauer der Oszillationen nach dem ersten Kraftanstieg starten.

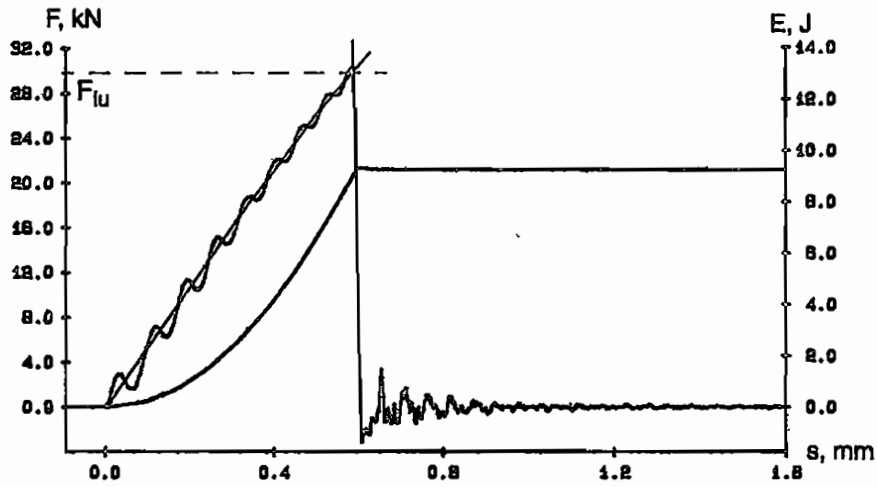
Im folgenden sind für die untersuchten Werkstoffe ermittelte Kraft-Durchbiegungskurven bei Schlaggeschwindigkeiten von $v_0 = 1 \text{ m/s}$ bis $v_0 = 5,5 \text{ m/s}$ zusammengestellt:

Vergütungsstahl 42 CrMo 4 (nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C):

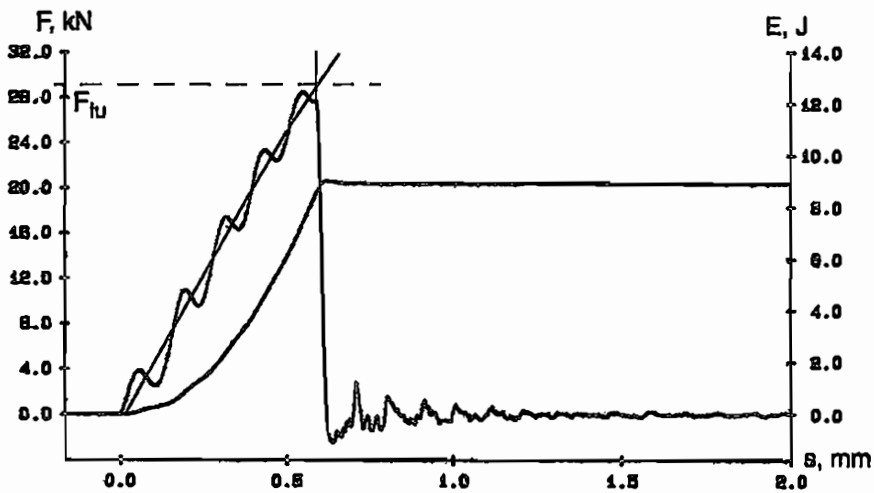
Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 1 \text{ m/s}$:



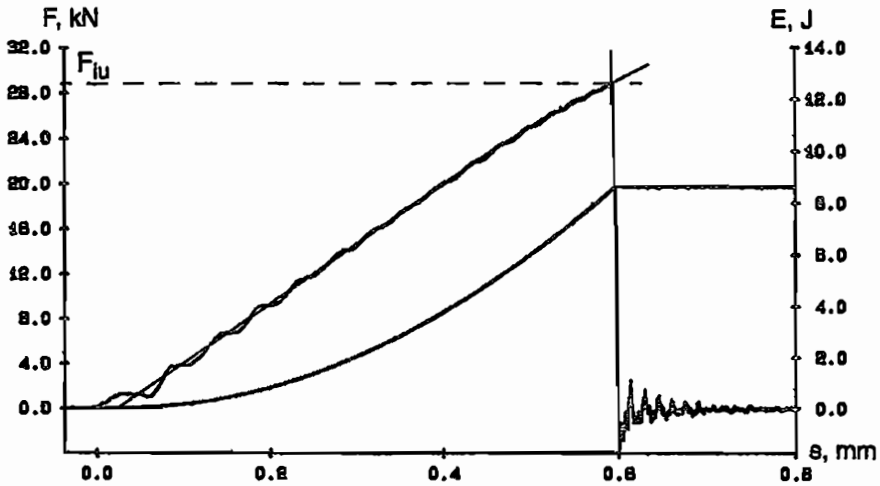
Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 1,56 \text{ m/s}$:



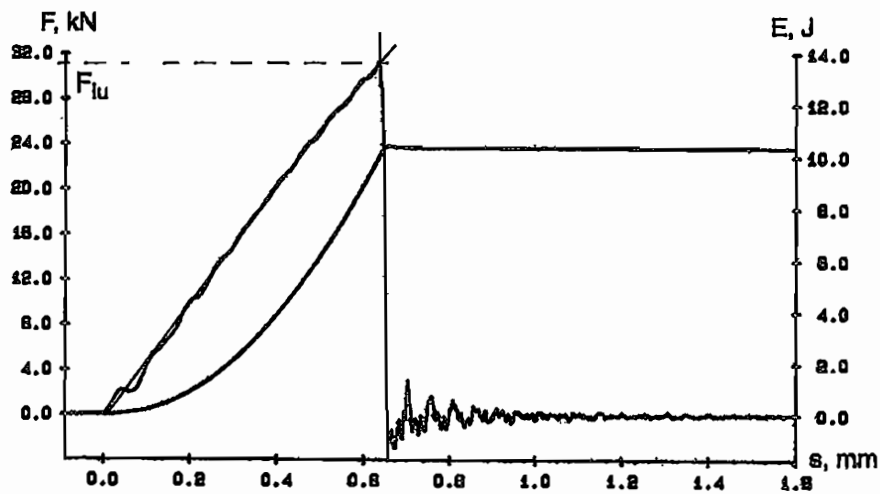
Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 2,5 \text{ m/s}$:



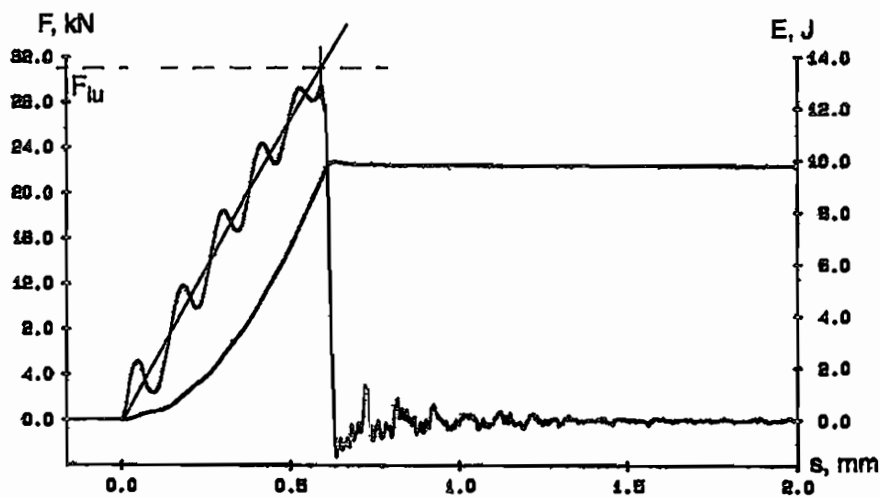
Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 1 \text{ m/s}$:



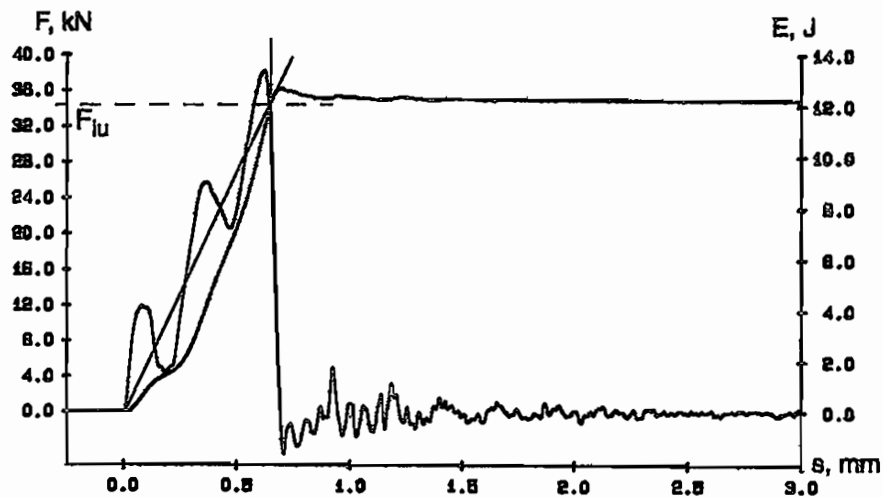
Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 1,56$ m/s:



Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 2,5$ m/s:



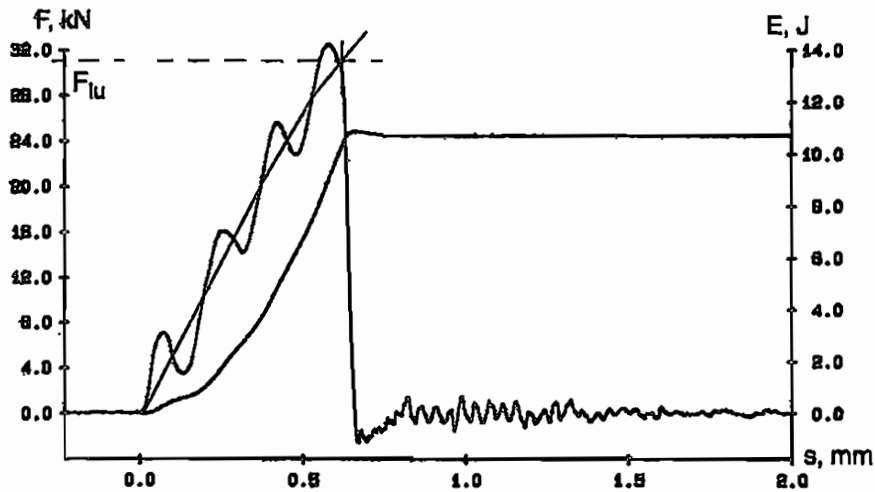
Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 5,5$ m/s:



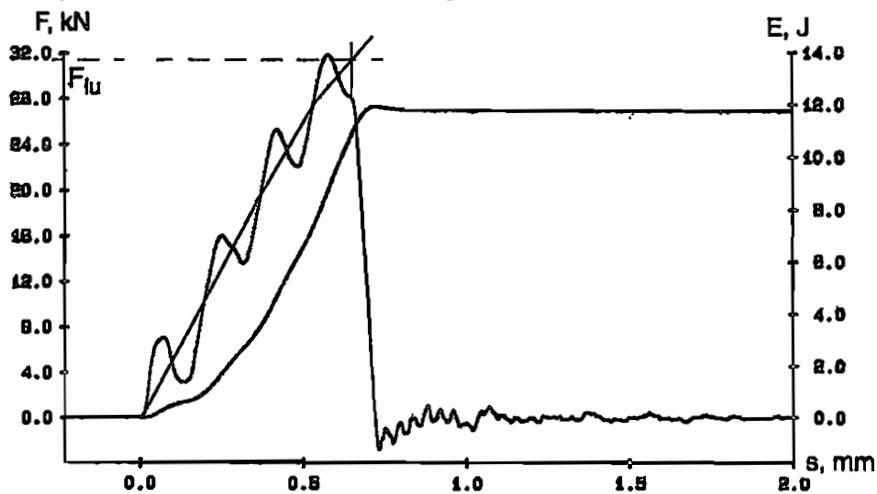
Untersuchung zu Hoch- / Tieflage:

Zur Überprüfung einer Tief- oder Hochlage wurden zusätzlich Kerbschlagbiegeversuche bei erhöhter Probentemperatur durchgeführt. Die Proben wurden in einem Ofen auf Temperaturen von $T = 270\text{ °C}$ und $T = 303\text{ °C}$ erhitzt, dem Ofen entnommen und so schnell wie möglich dem Kerbschlagbiegeexperiment mit einer konstanten Schlaggeschwindigkeit von $3,5\text{ m/s}$ zugeführt. Da die übliche Transportzeit etwa im Bereich von $5 - 10\text{ Sekunden}$ lag, muss davon ausgegangen werden, dass die tatsächlichen Prüftemperaturen um mehr als 10 °C niedriger lagen [80]. Hier geht es jedoch lediglich um die prinzipielle Temperaturabhängigkeit der Kerbschlagarbeit. Es wurden folgende Kraft-Durchbiegungsdiagramme ermittelt:

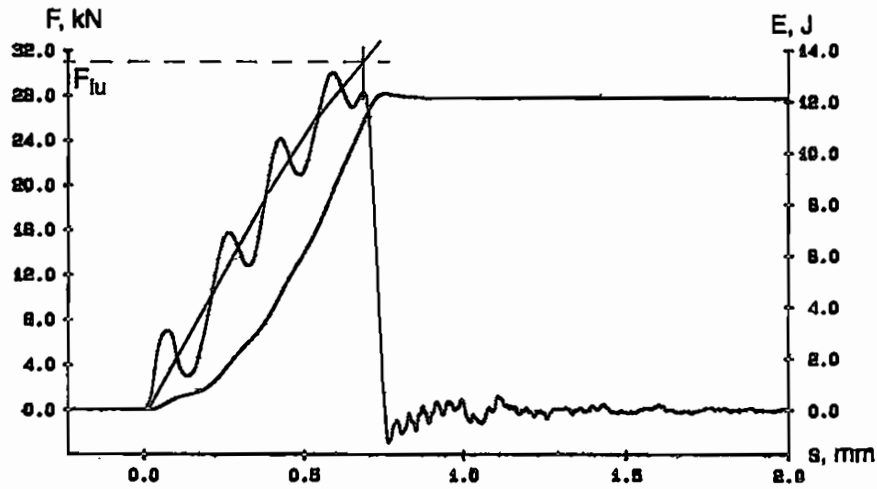
Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 3,5\text{ m/s}$, $T = 20\text{ °C}$:



Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 3,5\text{ m/s}$, $T = 270\text{ °C}$:



Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 3,5 \text{ m/s}$, $T = 303 \text{ °C}$:



Die bei den unterschiedlichen Probentemperaturen aufgenommenen Kraft-Durchbiegungsverläufe unterscheiden sich qualitativ nicht voneinander. In Abb. 137 ist die Kerbschlagarbeit gegen die nominelle Probentemperatur aufgetragen. Auch in dieser Auftragung ist ein ausgeprägter Übergang zwischen einer Tief- und einer Hochlage im untersuchten Temperaturbereich nicht zu erkennen.

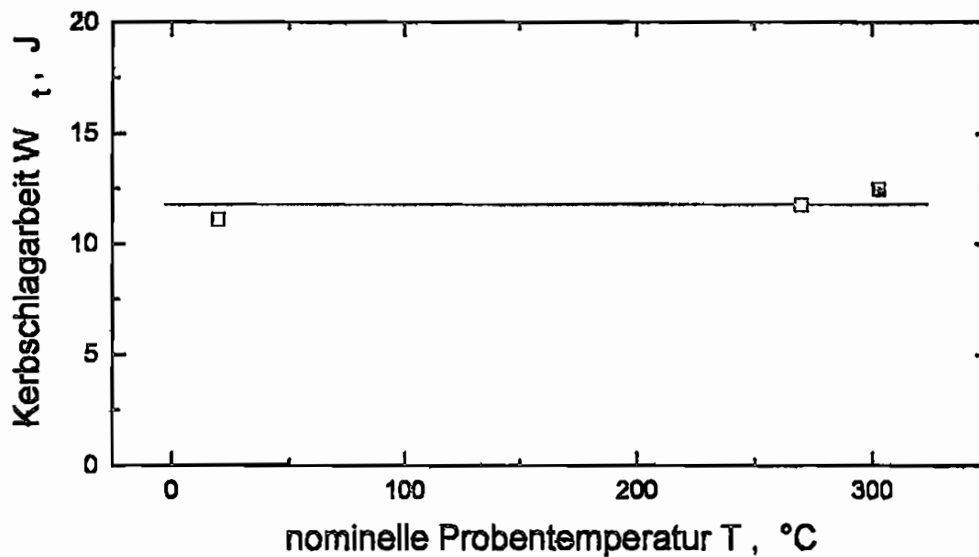
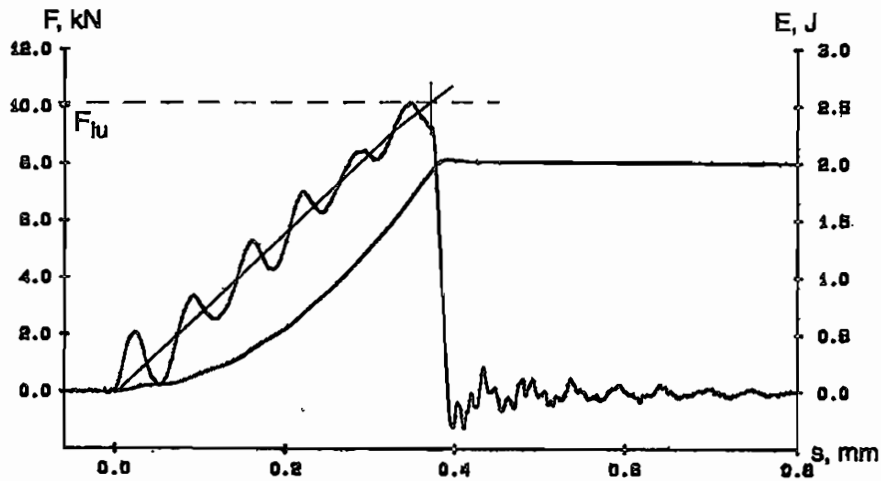


Abb. 137: Temperaturabhängigkeit der Kerbschlagarbeit am Vergütungsstahl 42 CrMo 4 nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C

Kerbschlagbiegeversuche zur Bruchzähigkeitsbestimmung:

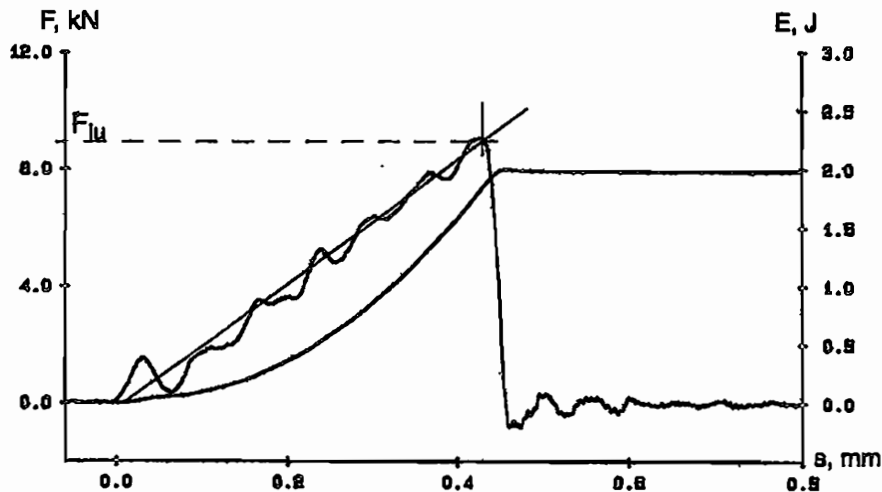
Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 1,3 \text{ m/s}$:



Nach ASTM E 399 ergibt sich aus der Kraft $F_{1u} = 10,1 \text{ kN}$, dem Auflagerabstand $S = 4 \text{ cm}$, der Probendicke $d = 1 \text{ cm}$, der Probenlänge $W = 1 \text{ cm}$ und der Risslänge $a = 4,9 \text{ mm}$:

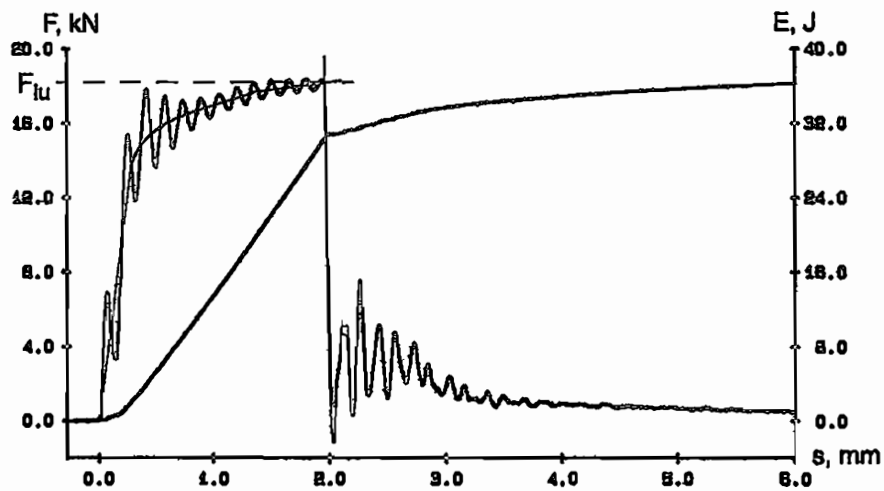
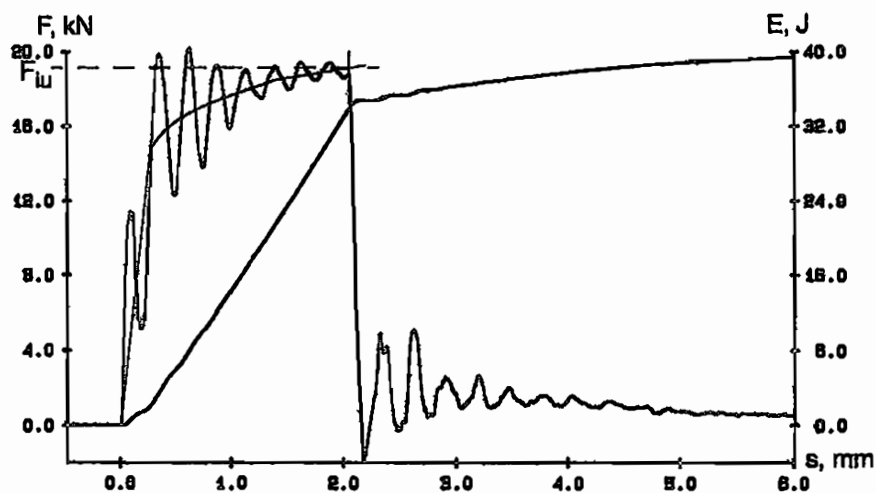
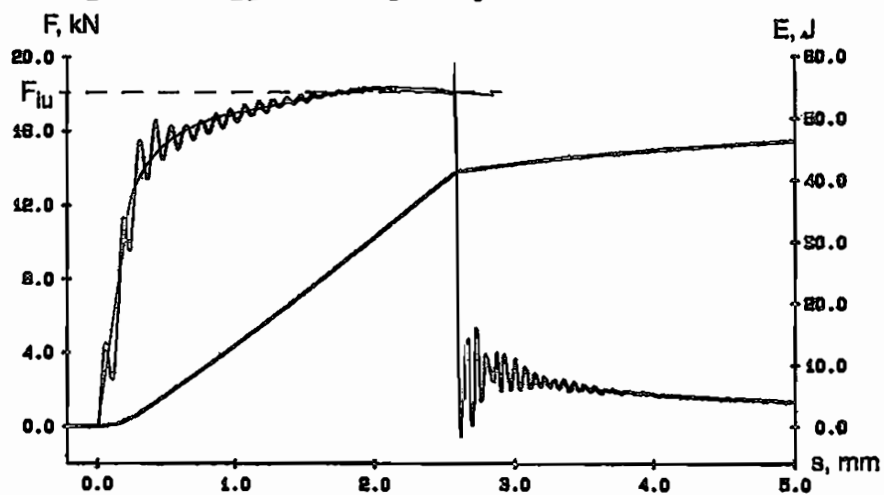
$$K_{1d} = 104,2 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$$

Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 1,3 \text{ m/s}$:

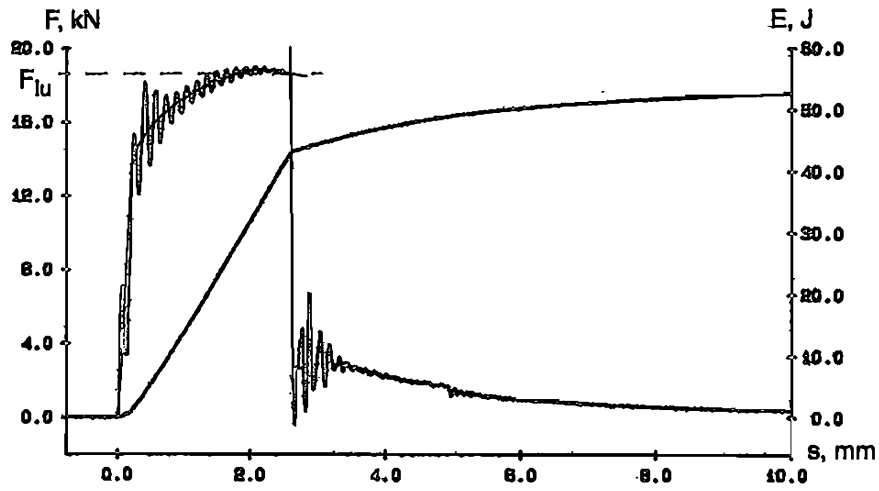


Nach ASTM E 399 ergibt sich aus der Kraft $F_{1u} = 8,8 \text{ kN}$, dem Auflagerabstand $S = 4 \text{ cm}$, der Probendicke $d = 1 \text{ cm}$, der Probenlänge $W = 1 \text{ cm}$ und der Risslänge $a = 5,5 \text{ mm}$:

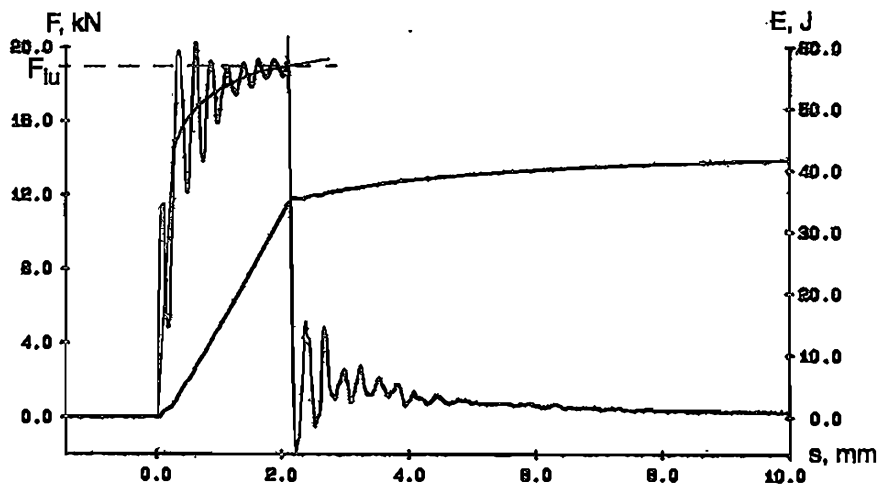
$$K_{1d} = 110,5 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$$

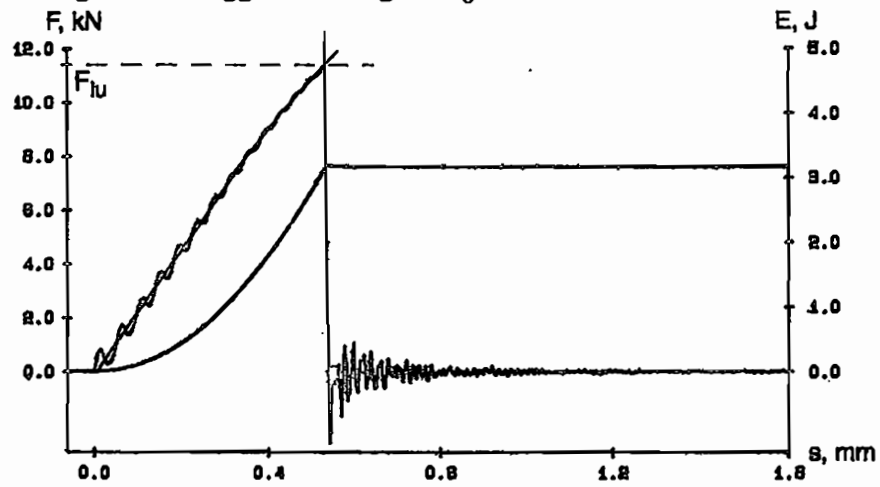
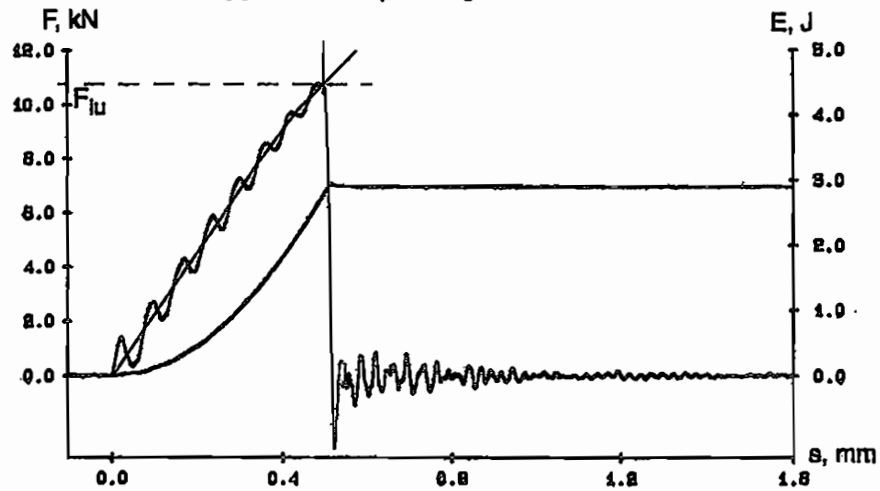
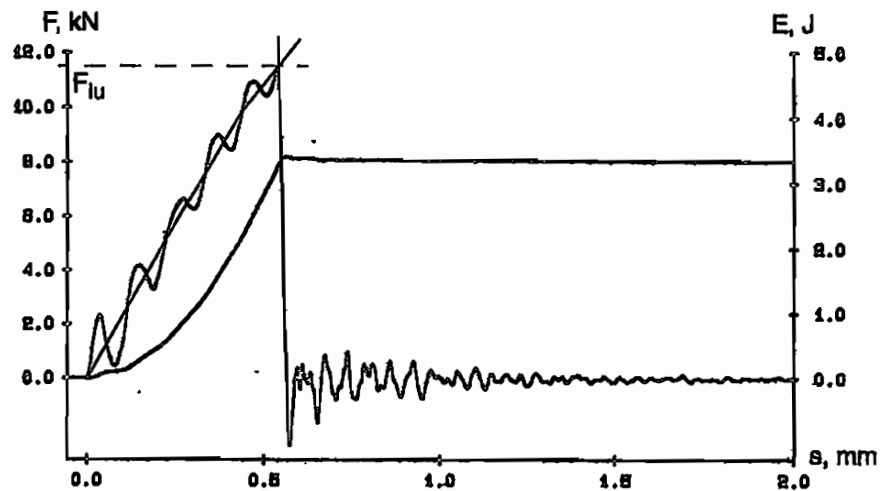
Vergütungsstahl 42 CrMo 4 (im Anlieferungszustand):Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 3,5$ m/s:Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 5,5$ m/s:Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 2,5$ m/s:

Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 3,5$ m/s:

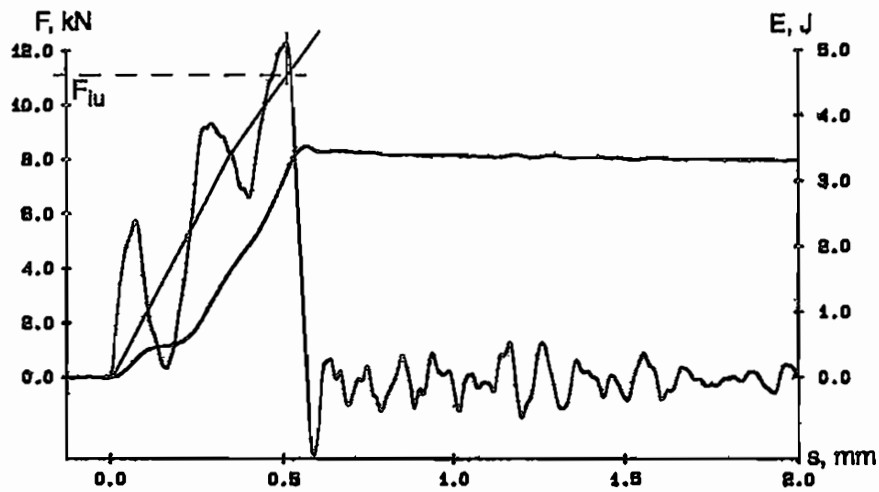


Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 5,5$ m/s:

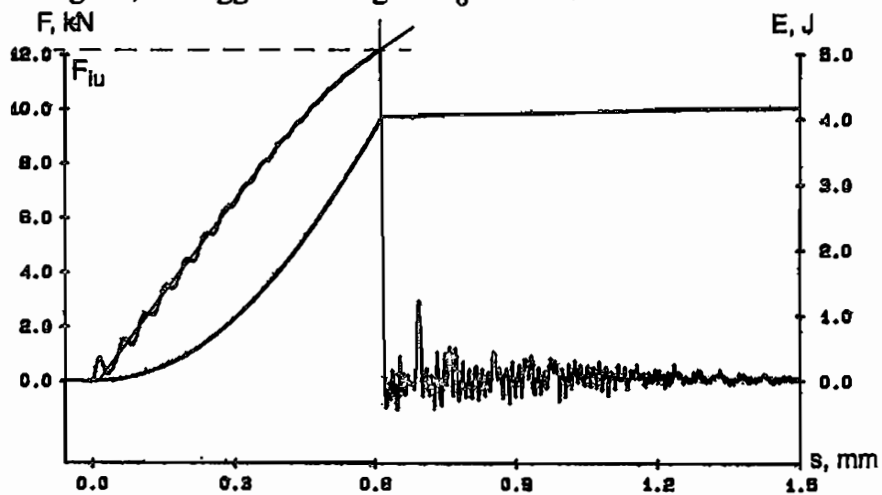


Aluminiumlegierung Al 7075:Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 1 \text{ m/s}$:Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 1,56 \text{ m/s}$:Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 2,5 \text{ m/s}$:

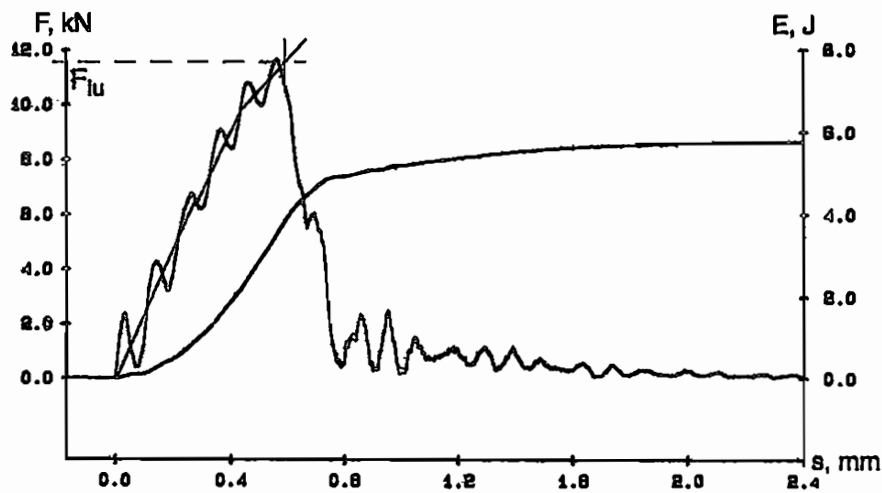
Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 5,5$ m/s:



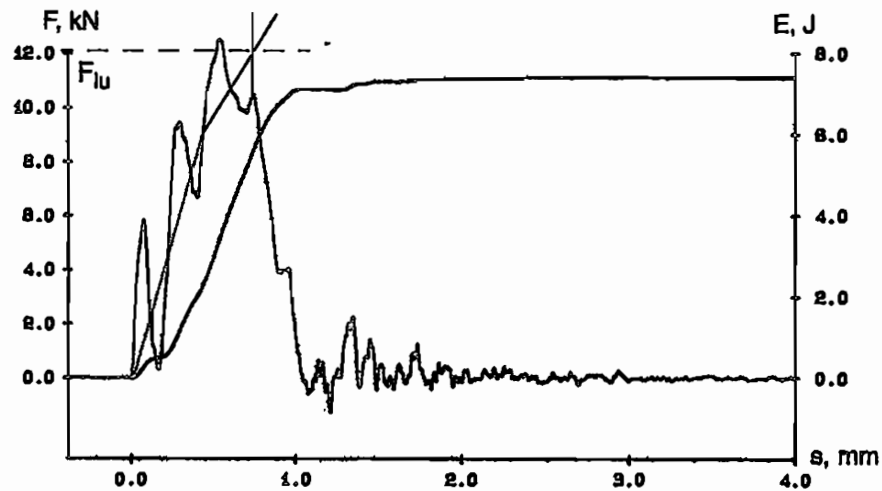
Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 1$ m/s:



Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 2,5$ m/s:

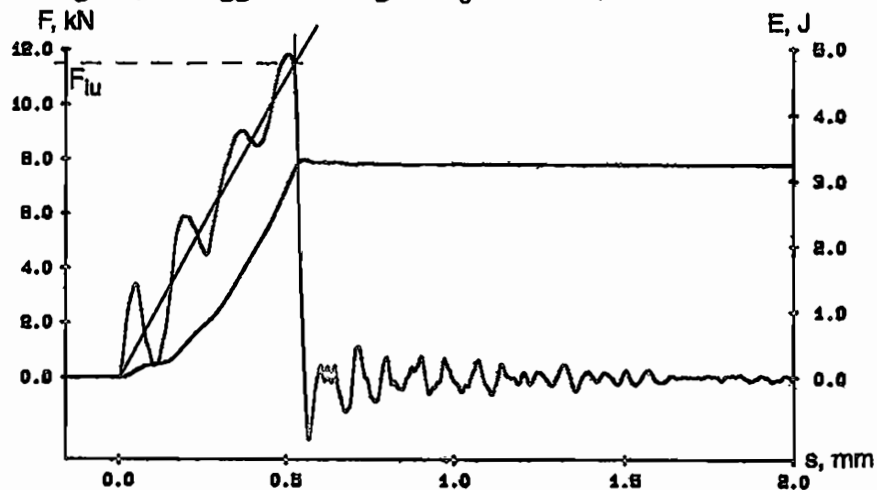


Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 5,5$ m/s:

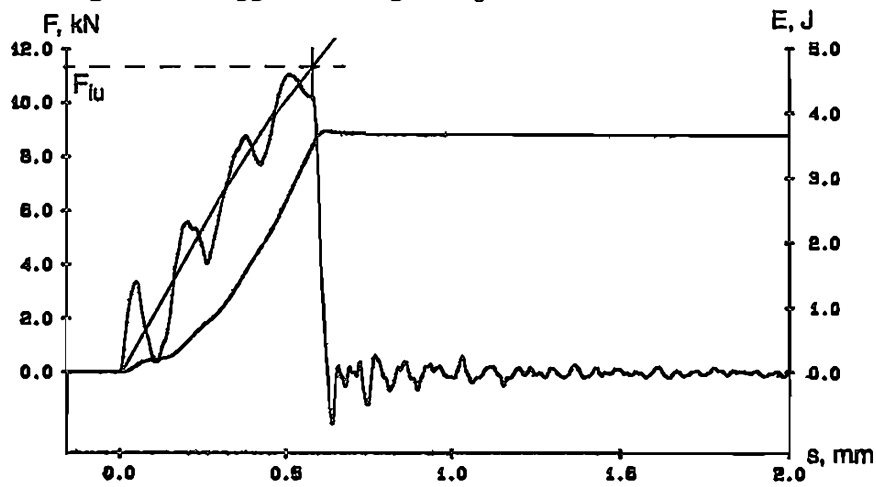


Zur Bestimmung einer eventuellen Hoch- oder Tieflage wurden wie zuvor an den Stahlproben zusätzliche Kerbschlagbiegeversuche an TL-Proben bei erhöhter Probentemperatur und mit einer Schlaggeschwindigkeit von jeweils $v_0 = 3,5$ m/s durchgeführt. Die nominellen Probentemperaturen lagen bei 150 °C und 270 °C. Es wurden folgende Kraft-Durchbiegungsdiagramme ermittelt:

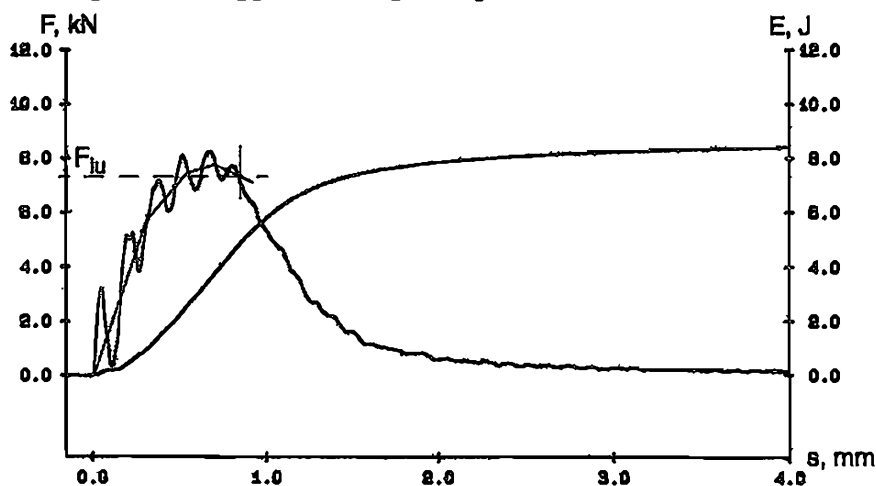
Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 3,5$ m/s, $T = 20$ °C:



Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 3,5 \text{ m/s}$, $T = 150 \text{ °C}$:



Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 3,5 \text{ m/s}$, $T = 270 \text{ °C}$:



In diesem Werkstoff zeigt sich eine starke Abhängigkeit sowohl des Verlaufes der Kraft-Durchbiegungsdiagramme, als auch der ermittelten totalen Kerbschlagarbeiten W_t , von der Probentemperatur. In Abb. 138 ist die Kerbschlagarbeit W_t gegen die nominelle Probentemperatur aufgetragen. Man erkennt, dass bei einer Temperatur in der Größenordnung von $T_u \approx 200 \text{ °C} \dots 250 \text{ °C}$ ein Anstieg der totalen Kerbschlagarbeit erfolgt. Ob man dies als Übergang zwischen einer Tief- und Hochlage einstufen kann, ist nicht sicher, da dieser Anstieg der Kerbschlagarbeit im Vergleich zu anderen Werkstoffen eher gering ist.

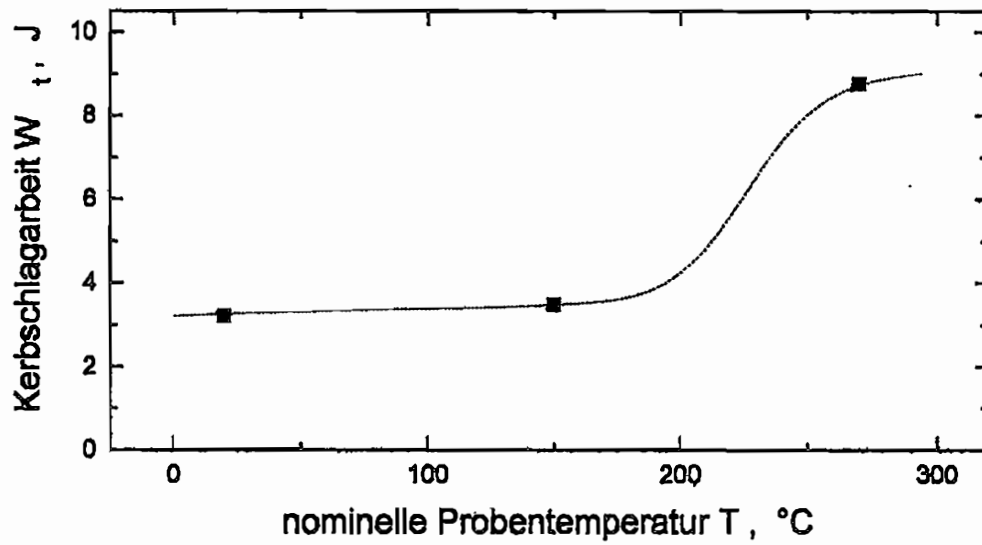
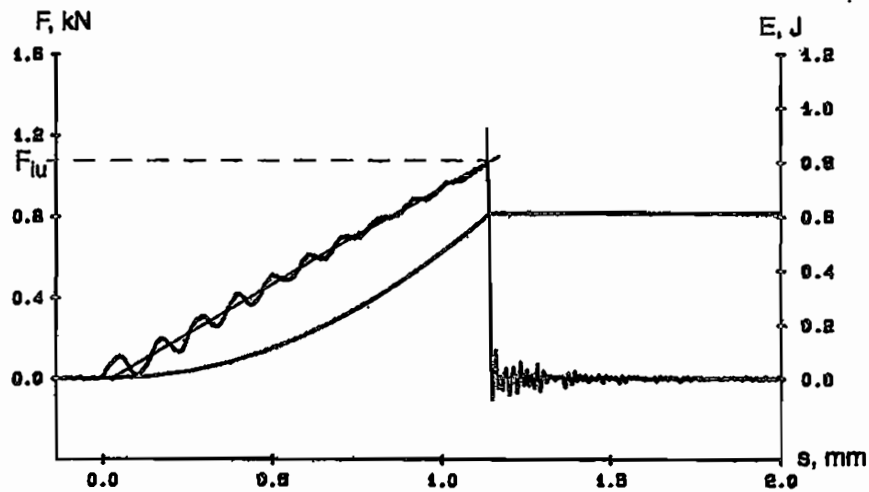


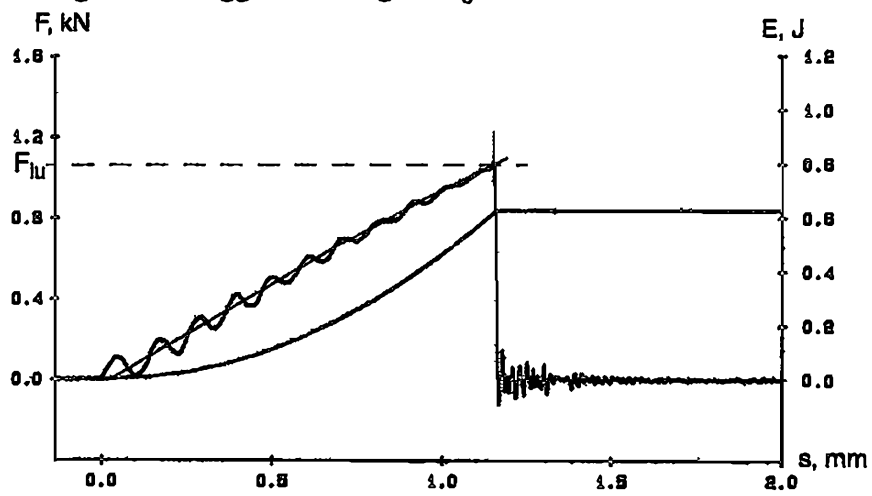
Abb. 138: Temperaturabhängigkeit der Kerbschlagarbeit am Vergütungsstahl 42 CrMo 4 nach Wärmebehandlung mit Anlassen bei 160 °C

Polycarbonat:

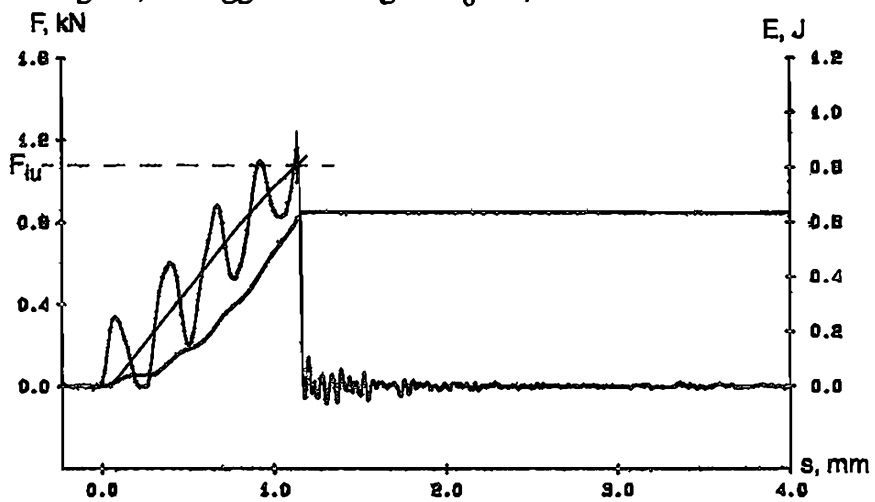
Probenorientierung TL, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 1$ m/s:



Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 1 \text{ m/s}$:



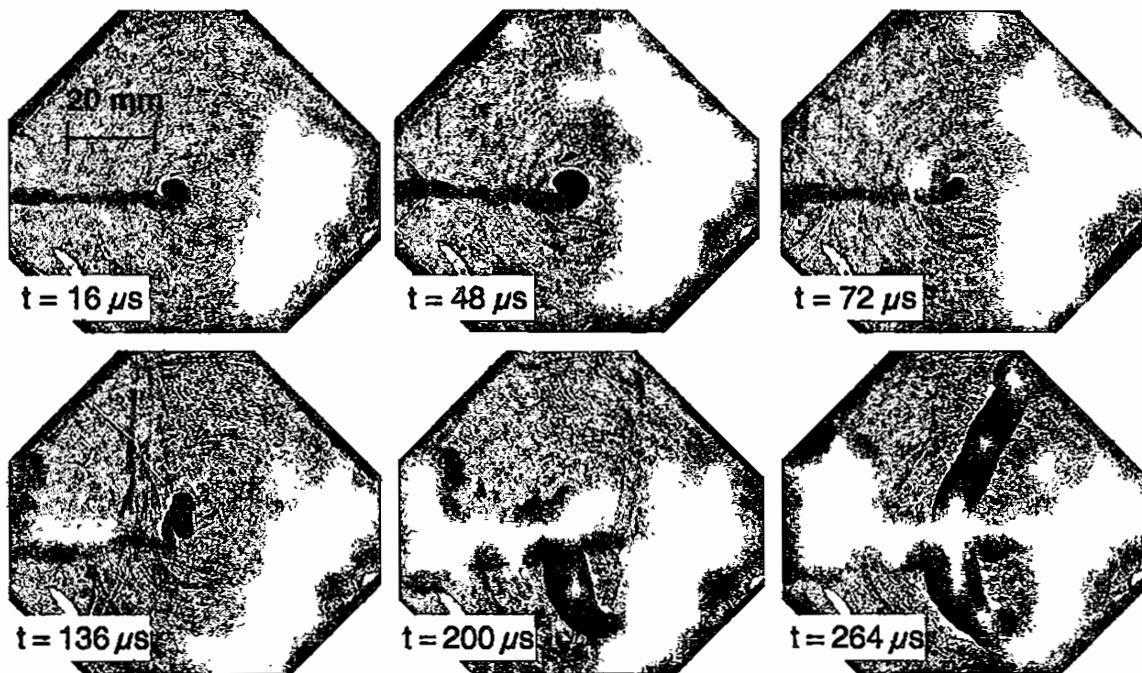
Probenorientierung LT, Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 2,5 \text{ m/s}$:



Anhang F Nachweis von Spätzeitversagen im LECEI-Experiment durch Hochgeschwindigkeitsfotografie

Versagen durch einen Zugriss zu einem zu späten Zeitpunkt:

Bei LECEI-Experimenten mit niedriger Schlaggeschwindigkeit trat in mehreren Fällen zwar Versagen durch einen Zugriss unter -70° zum Ligament auf, anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ließ sich jedoch feststellen, dass es erst weit außerhalb des zulässigen Zeitfensters erfolgte, nämlich nachdem die Welle die Probe bereits mehrmals durchquert hat. Ein Beispiel für ein solches Spätzeitversagen, welches zu keinen gültigen Kennwerten führt, ist anhand der folgenden Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zu erkennen:

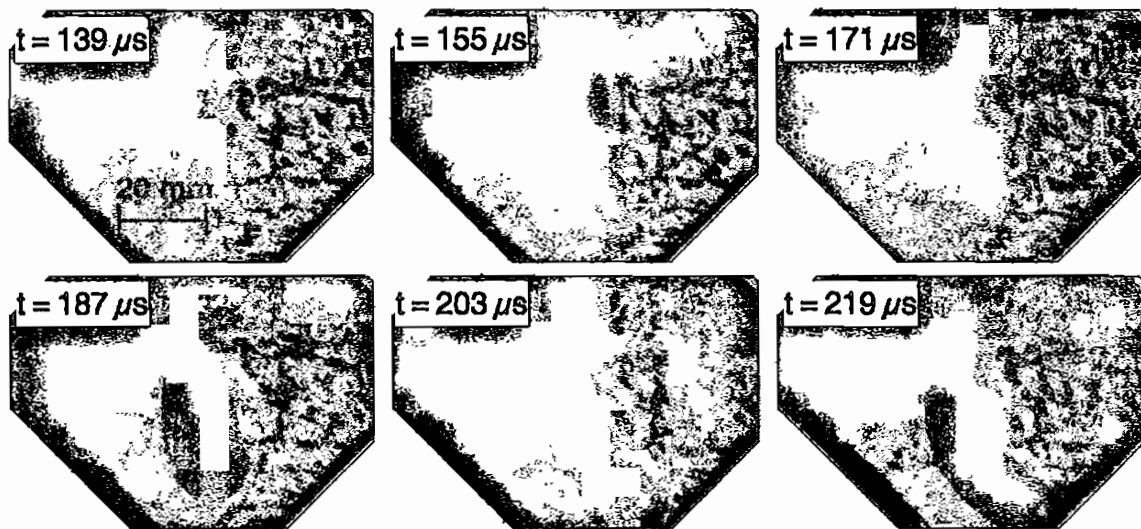


Deutlich ist zu erkennen, dass in diesem Falle Versagen erst nach dem Zeitpunkt $t = 136 \mu\text{s}$ erfolgt ist, d.h. erst nachdem die Welle die Probe mehrmals durchlaufen hat.

Spätzeitversagen nach Ausbildung eines adiabatischen Scherbandes:

Nach Versagen durch ein adiabatisches Scherband erfolgte in aller Regel noch ein anschließendes Spätzeitversagen. Dieses erfolgte jedoch stets erst nach einem längeren Zeitraum nach der Arretierung des adiabatischen Scherbandes. Dies sei hier anhand eines Beispiels verdeutlicht. Die folgende Serie von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen wurde im Verlaufe des Experimentes aufgenommen, dessen zugehöriger Dehnungsmessstreifensignalverlauf in

Abb. 99 dargestellt ist. Trotz der eingeschränkten Qualität der Aufnahmen aufgrund der in diesem Falle schlecht verspiegelten Probenoberfläche ist zu erkennen, dass das Spätzeitversagen erst zu einem Zeitpunkt nach $t = 139 \mu\text{s}$ erfolgt. Wie in Abb. 99 zu erkennen arretiert das adiabatische Scherband allerdings bereits vor etwa $t = 40 \mu\text{s}$. Damit zeigt sich, dass das Spätzeitversagen erst weit nach der Ausbildung und Arretierung des adiabatischen Scherbandes erfolgt.



Anhang G Bewertung von Versuchen bei Einfluss der Delamellierung auf den Initiierungszeitpunkt des Versagens

In einigen seltenen Fällen führte bei den Proben aus dem Vergütungsstahl 42 CrMo 4 eine mehrfache Wärmebehandlung zu einem Einfluss der vorhandenen Delamellierung auf das Versagensverhalten. Es wurden mehrere Merkmale gefunden, die auf ein Initiieren des Versagens zu unterschiedlichen Zeiten auf den beiden Seiten der Delamellierung hindeuten, insbesondere bei Versagen durch einen Zugriss. In diesen Fällen liegen gewissermaßen zwei unabhängige Proben vor, die nur über die offensichtlich geschwächte Delamellierungsschicht miteinander verbunden sind. Dies ist einerseits durch einen Vergleich zwischen Dehnungsmessstreifensignalen und Hochgeschwindigkeitsphotographie festzustellen, da diese beiden Informationen von unterschiedlichen Seiten der Probe bezogen werden. Andererseits ist dieser Effekt auch anhand einer Untersuchung der Bruchflächen zu belegen. In Abb. 139 sind Bruchflächen von Zugrissen bei gleichmäßiger Initiierung (a) und bei Initiierung des Zugrisses zu unterschiedlichen Zeiten (b) dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, dass die Bruchflächen bei Initiierung zu unterschiedlichen Zeiten auf unterschiedlichen Höhen liegen, zwischen ihnen gibt es eine Stufe, gerade auf Höhe der Delamellierung.

Zur Bewertung der Gültigkeit solcher Versuche wurde folgender Algorithmus angewendet: Zunächst wurde die Bruchfläche auf ihre Regelmäßigkeit hin untersucht und mit Punkten von null bis drei bewertet. Eine Bruchfläche wie in Abb. 139 a) wird demnach mit drei Punkten bewertet, eine solche wie in Abb. 139 b) mit null Punkten. Dann wird ein Vergleich zwischen den Dehnungsmessstreifensignalen und den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen angestellt. Auch hier wird die Übereinstimmung der zu ermittelnden Initiierungszeitpunkte durch Punkte zwischen null (keine Übereinstimmung) und drei (genaue Übereinstimmung)

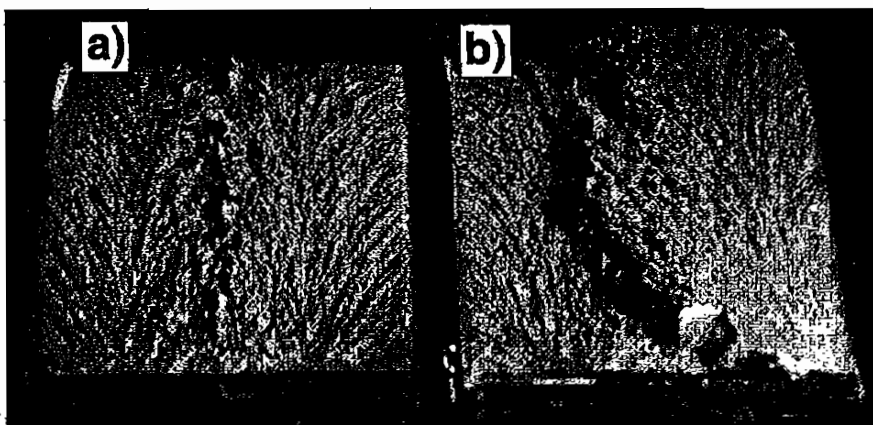


Abb. 139: Bruchflächen von Zugrissen bei gleichmäßiger Initiierung (a) und bei Initiierung des Zugrisses zu unterschiedlichen Zeiten auf den beiden Seiten der Delamellie-

bewertet. Der Mittelwert der Punkte beider Bewertungen wird zur Einstufung der Gültigkeit des Experimentes herangezogen: Ist er ≤ 1 , dann wird der Versuch als ungültig gewertet, ist er ≤ 2 , dann gilt der Versuch als bedingt gültig, die entsprechenden Datenpunkte werden verwendet und in den Diagrammen eingeklammert dargestellt. Ansonsten wird er Versuch als voll gültig eingestuft.

Anhang H Auswertung von dynamischen Kaustiken bei LECEI-Experimenten an Polycarbonat

Bei den LECEI-Experimenten am Kunststoff Polycarbonat wurden Hochgeschwindigkeitsaufnahmen schattenoptischer Kaustiken zur Erfassung der dynamischen Rissspitzenbelastung gemacht. Es zeigte sich, dass sie aufgrund von Wellenausbreitungsvorgängen in der Probe stark gestört waren. Insbesondere bei hohen Schlaggeschwindigkeiten war eine Bestimmung von Spannungsintensitätsfaktoren anhand von Kaustiken nicht möglich. Bei niedrigen Schlaggeschwindigkeiten ist die Auswertung der Kaustiken jedoch bedingt möglich. In einem Vorversuch wurde die schattenoptische Konstante c und der Anisotropieparameter λ von Polycarbonat zu

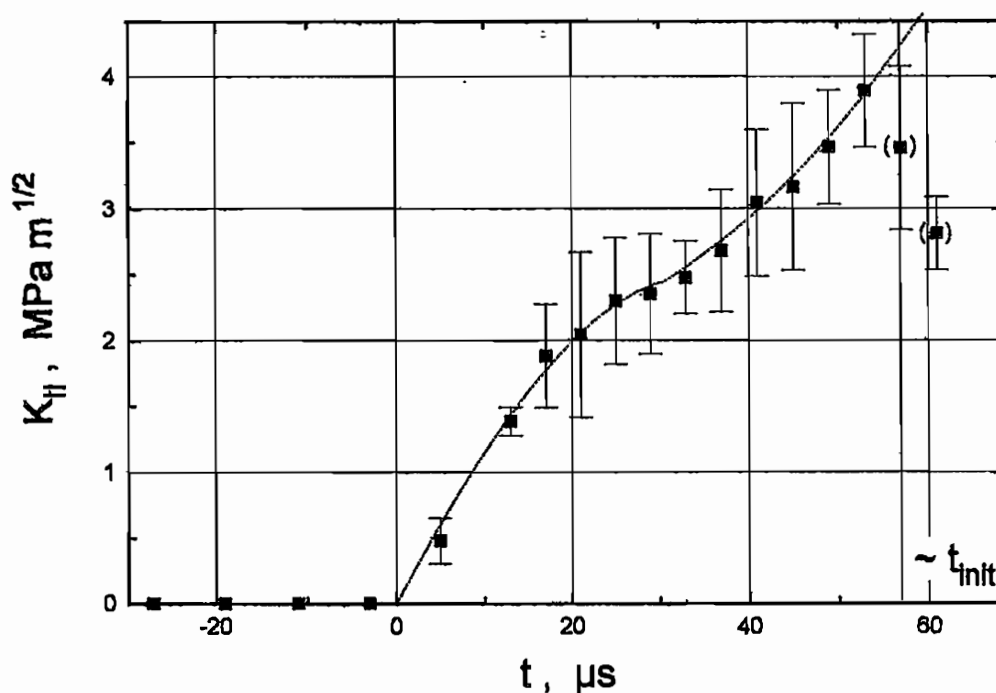
$$c = (1,398 \pm 0,0122) \cdot 10^{-10} \text{ m}^2/\text{N} \quad \text{und} \quad \lambda = 0,2706 \pm 0,00125$$

bestimmt [92].

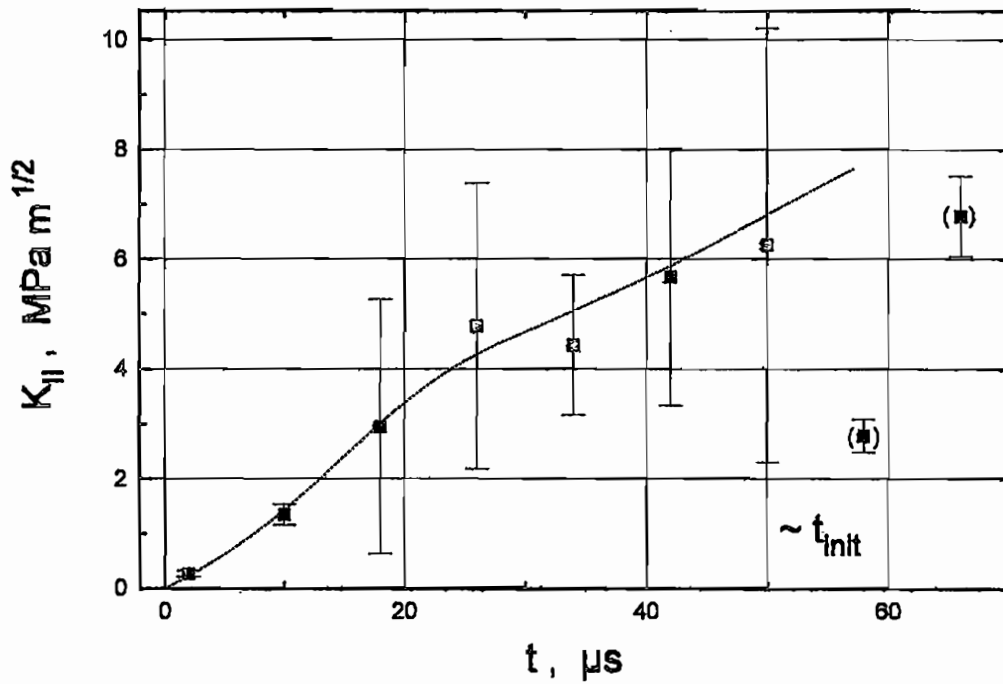
Anhand der schattenoptischen Kaustiken können folgende zeitliche Verläufe des Spannungsintensitätsfaktors ermittelt werden:

Rissspitzenradius $\rho = 0,5 \text{ mm}$. Versagen durch Zugriss:

Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 17,8 \text{ m/s}$:

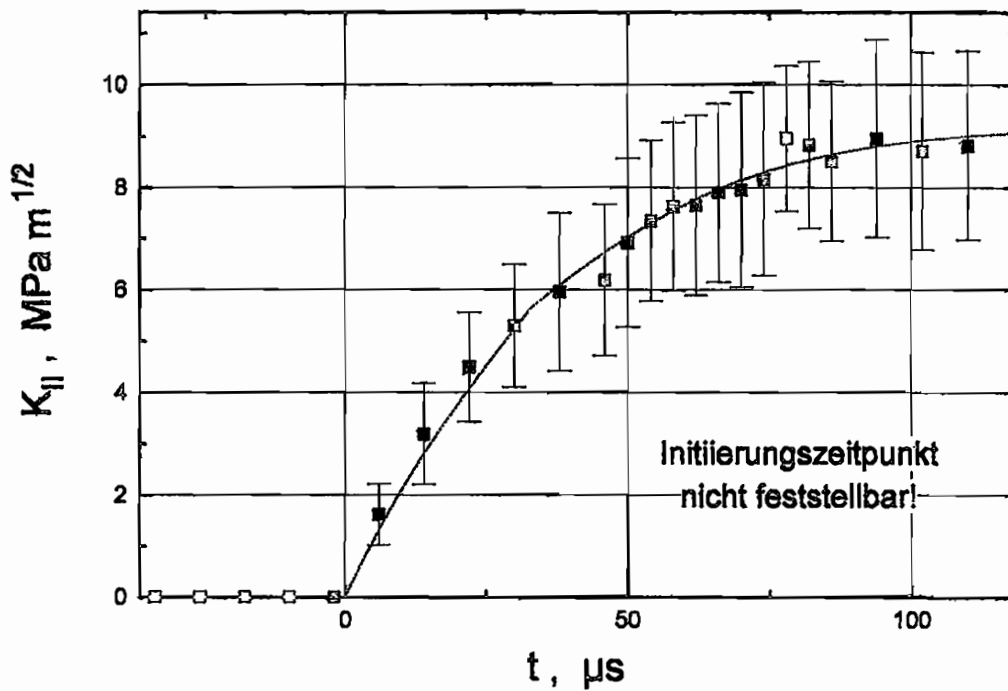


Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 48.5 \text{ m/s}$:

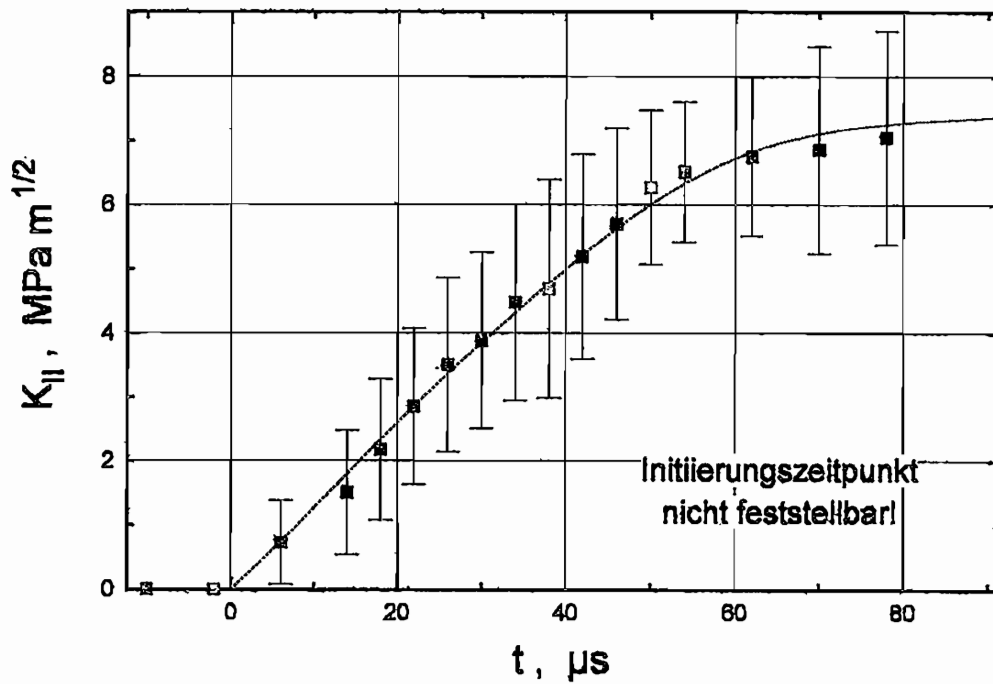


Durch Rasterklinge verschärfte Risspitze. Versagen durch adiabatisches Scherband:

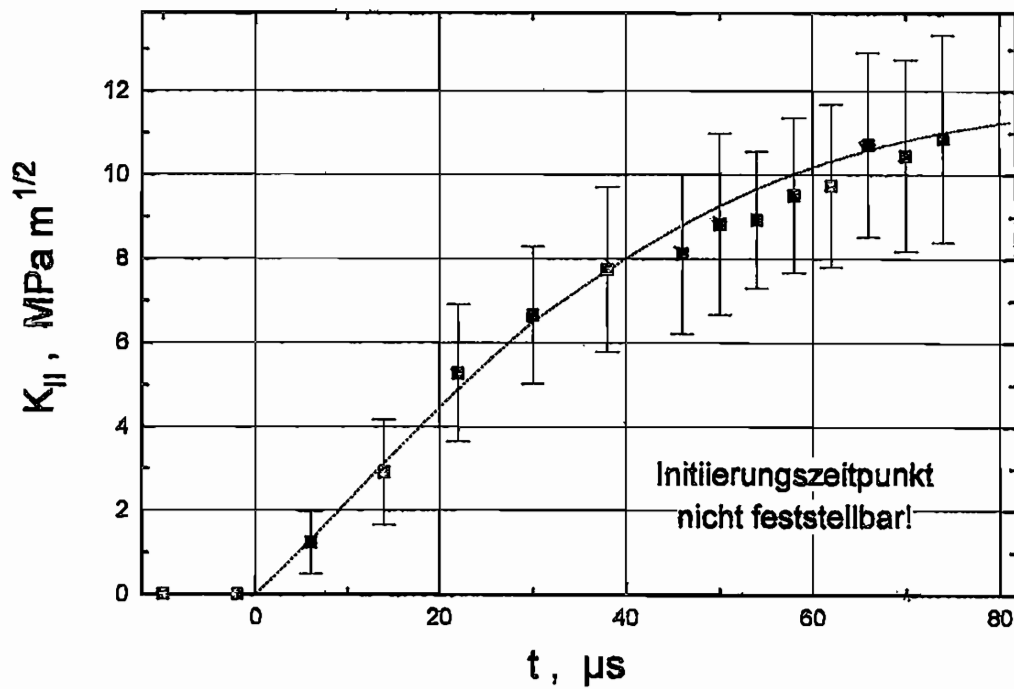
Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 22.4 \text{ m/s}$:



Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 26,9$ m/s:



Schlaggeschwindigkeit $v_0 = 36,8$ m/s:



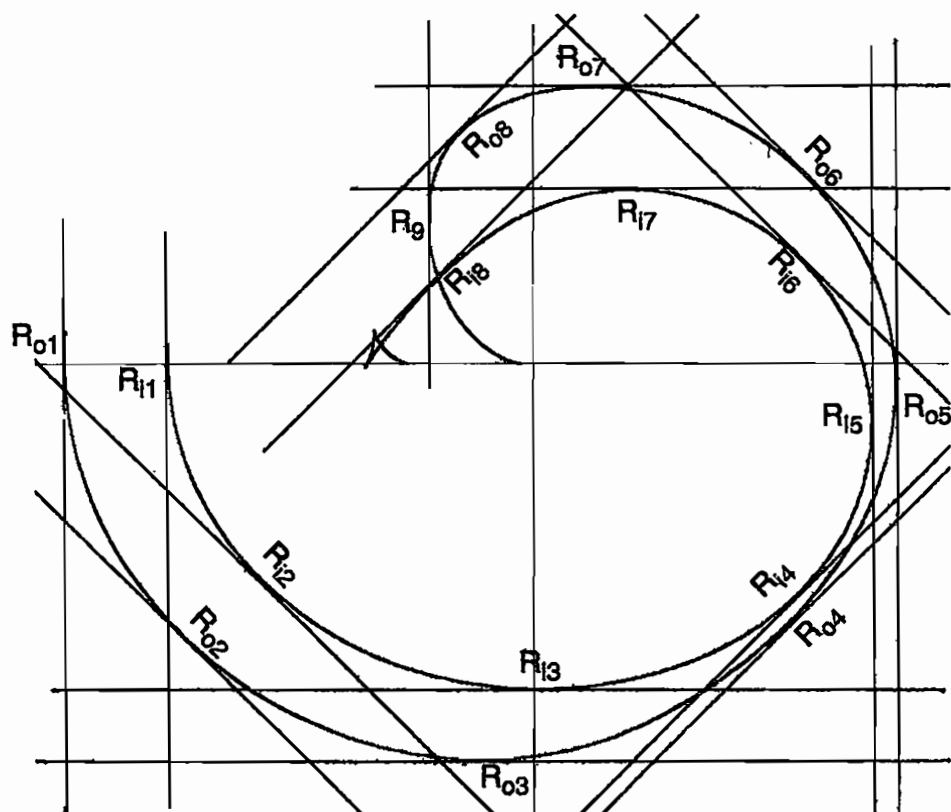


Abb. 140: Modus-II-Kaustikenauswertung anhand von Radien

Zur Bestimmung des Spannungsintensitätsfaktors wurde nicht nur der Kaustikdurchmesser gemäß Abb. 36 herangezogen, sondern auch vertikale Durchmesser der Kaustik [60], bzw. in manchen Fällen auch ein Kaustikenradius gemäß Abb. 140. Diese Radien sind jeweils als kürzester Abstand der gezeigten Tangenten zur Risspitze zu bestimmen. Aus ihnen lässt sich der Modus-II-Spannungsintensitätsfaktor nach Gl. (84) bestimmen.

$$|K_{II}| = \frac{2\sqrt{2\pi}}{3 \cdot f_{jn}^{5/2} \cdot |z_0| \cdot |c| \cdot d_{eff}} \cdot R_{jn}^{5/2} \quad (84)$$

Die Faktoren f_{jn} für die unterschiedlichen Richtungen, in denen die Radien gemessen werden, und für die äußere bzw. innere Kaustik sind in Abb. 141 grafisch dargestellt und aufgelistet.

Die Fehlerbalken in den $K_{II}(t)$ -Diagrammen entsprechen der Standardabweichung der an unterschiedlichen Durchmessern / Radien bestimmten Werte. Es zeigt sich, dass insbesondere bei hohen Schlaggeschwindigkeiten die Bestimmung der Spannungsintensitätsfaktoren durch Kaustiken fehlerbehaftet ist. Außerdem ist bei Versagen durch ein adiabatisches Scherband, welches sich hier nur über eine sehr kurze Distanz ausbreitet, der Initiierungszeitpunkt und damit auch eine dynamische Scherbruchzähigkeit nicht bestimmbar.

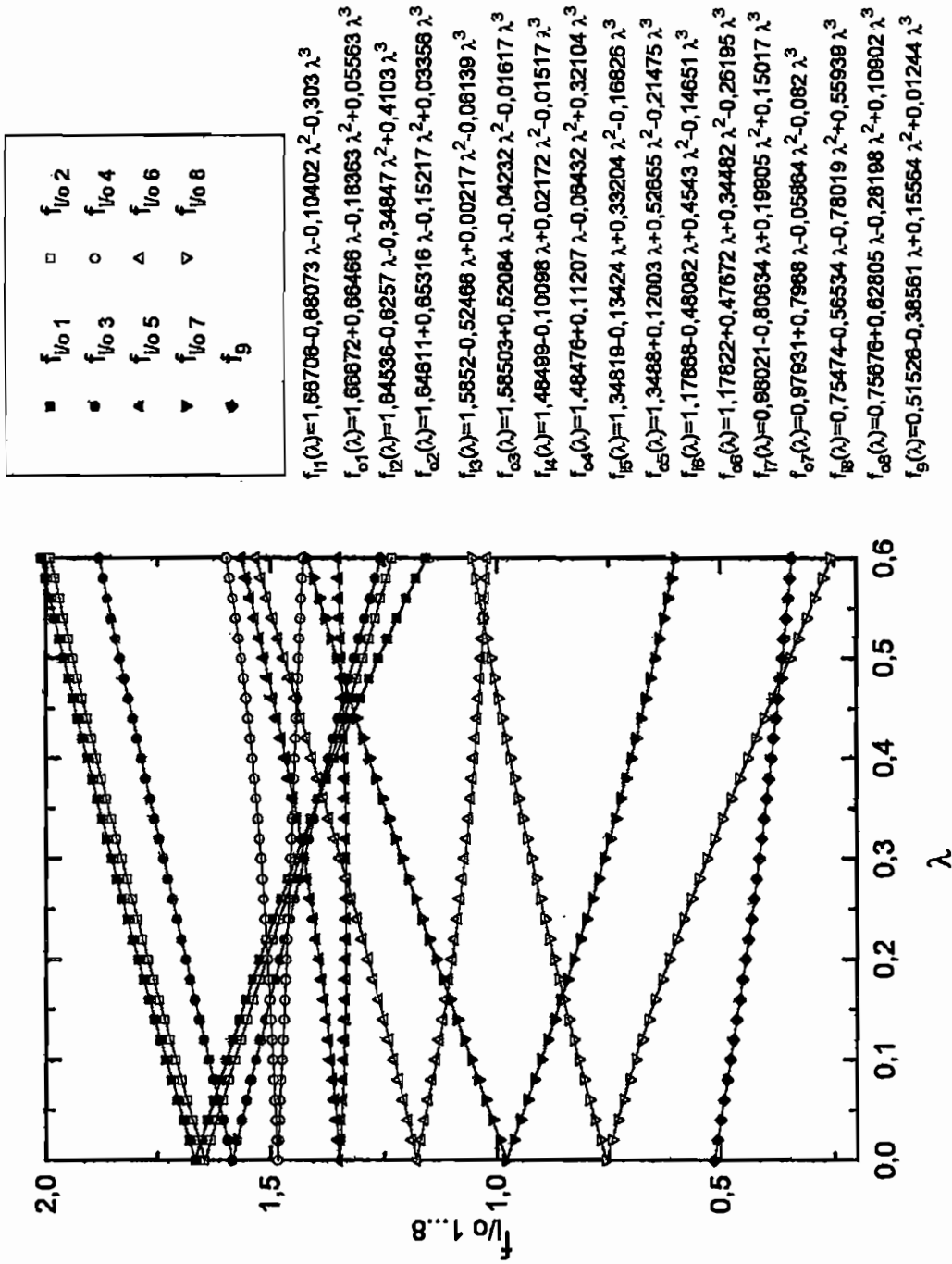


Abb. 141: Faktoren f_{ij} zur Auswertung von Modus-II-Kaustiken durch Kaustikenradien in Abhängigkeit des Anisotropieparameters λ

Lebenslauf:

Andreas Bürge
geboren am 24.04.1970
in Duisburg

1976 - 1980	Grundschule Duisburg - Großenbaum
1980 - 1989	Steinbart - Gymnasium Duisburg
Mai 1989	Abitur
Okt. 1989 - Jan. 1995	Studium der Physik an der Gerhard-Mercator-Universität Duisburg Gesamthochschule:
1991	Vordiplom
1993	Ablegen der Diplomhauptprüfung (vor Beginn der einjährigen Diplomarbeit)
1995	Abschluss als Diplom-Physiker
1995 - 2000	Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe für expe- rimentelle Mechanik am Institut für Mechanik der Ruhr-Uni- versität Bochum

Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik

- Nr. 1 Theodor Lehmann:
Große elasto-plastische Formänderungen (Dezember 1976)
- Nr. 2 Bogdan Raniecki/Klaus Thermann:
Infinitesimal Thermoplasticity and Kinematics of Finite Elastic-Plastic Deformations. Basic Concepts (Juni 1978)
- Nr. 3 Wolfgang Krings:
Beitrag zur Finiten Element Methode bei linearem, viskoelastischem Stoffverhalten
Stoffverhalten (Januar 1976)
- Nr. 4 Burkhard Lücke:
Theoretische und experimentelle Untersuchungen der zyklischen elastoplastischen
Blechbiegung bei endlichen Verzerrungen (Januar 1976)
- Nr. 5 Knut Schwarze:
Einfluß von Querschnittsverformungen bei dünnwandigen Stäben mit stetig gekrümmter
Profilmittellinie (Februar 1976)
- Nr. 6 Hubert Sommer:
Ein Beitrag zur Theorie des ebenen elastischen Verzerrungszustandes bei endlichen
Formänderungen (Januar 1977)
- Nr. 7 H. Stumpf/F. J. Blehl:
Die Methode der orthogonalen Projektionen und Ihre Anwendungen zur Berechnung
orthotroper Platten (März 1977)
- Nr. 8 Albert Meyers:
Ein Beitrag zum optimalen Entwurf von schnelllaufenden Zentrifugenschalen (April 1977)
- Nr. 9 Berend Fischer:
Zur zyklischen, elastoplastischen Beanspruchung eines dickwandigen Zylinders bei
endlichen Verzerrungen (April 1977)
- Nr. 10 Wojciech Pietraszkiewicz:
Introduction to the Non-Linear Theory of Shells (Mai 1977)
- Nr. 11 Wilfried Ullenboom:
Optimierung von Stäben unter nichtperiodischer dynamischer Belastung (Juni 1977)
- Nr. 12 Jürgen Güldenpfennig:
Anwendung eines Modells der Vielkristallplastizität auf ein Problem gekoppelter
elastoplastischer Wellen (Juli 1977)
- Nr. 13 Pawel Rafalski:
Minimum Principles in Plasticity (März 1978)
- Nr. 14 Peter Hilgers:
Der Einsatz eines Mikrorechners zur hybriden Optimierung und Schwingungsanalyse (Juli
1978)
- Nr. 15 Hans-Albert Lauer:
Optimierung von Stäben unter dynamischer periodischer Beanspruchung bei Beachtung
von Spannungsrestriktionen (August 1979)
- Nr. 16 Martin Fritz:
Berechnung der Auflagerkräfte und der Muskelkräfte des Menschen bei ebenen
Bewegungen aufgrund von kinematographischen Aufnahmen (Juli 1979)

- Nr. 17 H. Stumpf/F. J. Blehl:
Approximations and Error Estimates in Eigenvalue Problems of Elastic Systems with Application to Eigenvibrations of Orthotropic Plates (Dezember 1979)
- Nr. 18 Uwe Kohlberg:
Variational Principles and their Numerical Application to Geometrically Nonlinear v. Karman Plates (Juli 1979)
- Nr. 19 Heinz Antes:
Über Fehler und Möglichkeiten ihrer Abschätzung bei numerischen Berechnungen von Schalentragwerken (Januar 1980)
- Nr. 20 Czeslaw Wozniak:
Large Deformations of Elastic and Non-Elastic Plates, Shells and Rods (März 1980)
- Nr. 21 Maria K. Duszek:
Problems of Geometrically Non-Linear Theory of Plasticity (Juni 1980)
- Nr. 22 Burkhard von Bredow:
Optimierung von Stäben unter stochastischer Erregung (Dezember 1980)
- Nr. 23 Jürgen Prüss:
Optimaler Entwurf von Tragwerken mit Hilfe der Mehrzielmethode (Februar 1981)
- Nr. 24 Ekkehard Großmann:
Kovarianzanalyse mechanischer Zufallsschwingungen bei Darstellung der mehrfachkorrelierten Erregungen durch stochastische Differentialgleichungen (Februar 1981)
- Nr. 25 Dieter Weichert:
Variational Formulation and Solution of Boundary-Value Problems in the Theory of Plasticity and Application to Plate Problems (März 1981)
- Nr. 26 Wojciech Pietraszkiewicz:
On Consistent Approximations in the Geometrically Non-Linear Theory of Shells (Juni 1981)
- Nr. 27 Georg Zander:
Zur Bestimmung von Verzweigungslasten dünnwandiger Kreiszyylinder unter kombinierter Längs- und Torsionslast (September 1981)
- Nr. 28 Pawel Rafalski:
An Alternative Approach to the Elastic-Viscoplastic Initial-Boundary Value Problem (September 1981)
- Nr. 29 Heinrich Oeynhausen:
Verzweigungslasten elastoplastisch deformierter, dickwandiger Kreiszyylinder unter Innendruck und Axialkraft (November 1981)
- Nr. 30 F.-J. Blehl:
Zweiseitige Eingrenzung von Feldgrößen beim einseitigen Kontaktproblem (Dezember 1981)
- Nr. 31 Maria K. Duszek:
Foundations of the Non-Linear Plastic Shell Theory (Juni 1982)
- Nr. 32 Reinhard Piltner:
Spezielle finite Elemente mit Löchern, Ecken und Rissen unter Verwendung von analytischen Teillösungen (Juli 1982)

- Nr. 33 Petrisor Mazilu:
Variationsprinzip der Thermoplastizität
I. Wärmeausbreitung und Plastizität (Dezember 1982)
- Nr. 34 Helmut Stumpf:
Unified Operator Description, Nonlinear Buckling and Post-Buckling Analysis of Thin Elastic Shells (Dezember 1982)
- Nr. 35 Bernd Kaempf:
Ein Extremal-Variationsprinzip für die instationäre Wärmeleitung mit einer Anwendung auf thermoelastische Probleme unter Verwendung der finiten Elemente (März 1983)
- Nr. 36 Alfred Kraft:
Zum methodischen Entwurf mechanischer Systeme im Hinblick auf optimales Schwingungsverhalten (Juli 1983)
- Nr. 37 Petrisor Mazilu:
Variationsprinzip der Thermoplastizität
II. Gekoppelte thermomechanische Prozesse (August 1983)
- Nr. 38 Klaus-Detlef Mücke:
Punktwise Eingrenzung von Feldgrößen in der Elastomechanik und ihre numerische Realisierung mit Fundamental-Splinefunktionen (November 1983)
- Nr. 39 Lutz-Peter Nolte:
Beitrag zur Herleitung und vergleichende Untersuchung geometrisch nichtlinearer Schalentheorien unter Berücksichtigung großer Rotationen (Dezember 1983)
- Nr. 40 Ulrich Blix:
Zur Berechnung der Einschnürung von Zugstäben unter Berücksichtigung thermischer Einflüsse mit Hilfe der Finite-Element-Methode (Dezember 1983)
- Nr. 41 Peter Becker:
Zur Berechnung von Schallfeldern mit Elementmethoden (Februar 1984)
- Nr. 42 Diemar Bouchard:
Entwicklung und Anwendung eines an die Diskrete-Fourier-Transformation angepassten direkten Algorithmus zur Bestimmung der modalen Parameter linearer Schwingungssysteme (Februar 1984)
- Nr. 43 Uwe Zdebel:
Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu einem thermo-plastischen Stoffgesetz (Dezember 1984)
- Nr. 44 Jan Kubik:
Thermodiffusion Flows in a Solid with a Dominant Constituent (April 1985)
- Nr. 45 Horst J. Klepp:
Über die Gleichgewichtslagen und Gleichgewichtsbereiche nichtlinearer autonomer Systeme (Juni 1985)
- Nr. 46 J. Makowsky/L.-P. Nolte/H. Stumpf:
Finite In-Plane Deformations of Flexible Rods - Insight into Nonlinear Shell Problems (Juli 1985)
- Nr. 47 Franz Kari Labisch:
Grundlagen einer Analyse mehrdeutiger Lösungen nichtlinearer Randwertprobleme der Elastostatik mit Hilfe von Variationsverfahren (August 1985)
- Nr. 48 J. Chroscielewski/L.-P. Nolte:
Strategien zur Lösung nichtlinearer Probleme der Strukturmechanik und ihre modulare Aufbereitung im Konzept MESY (Oktober 1985)

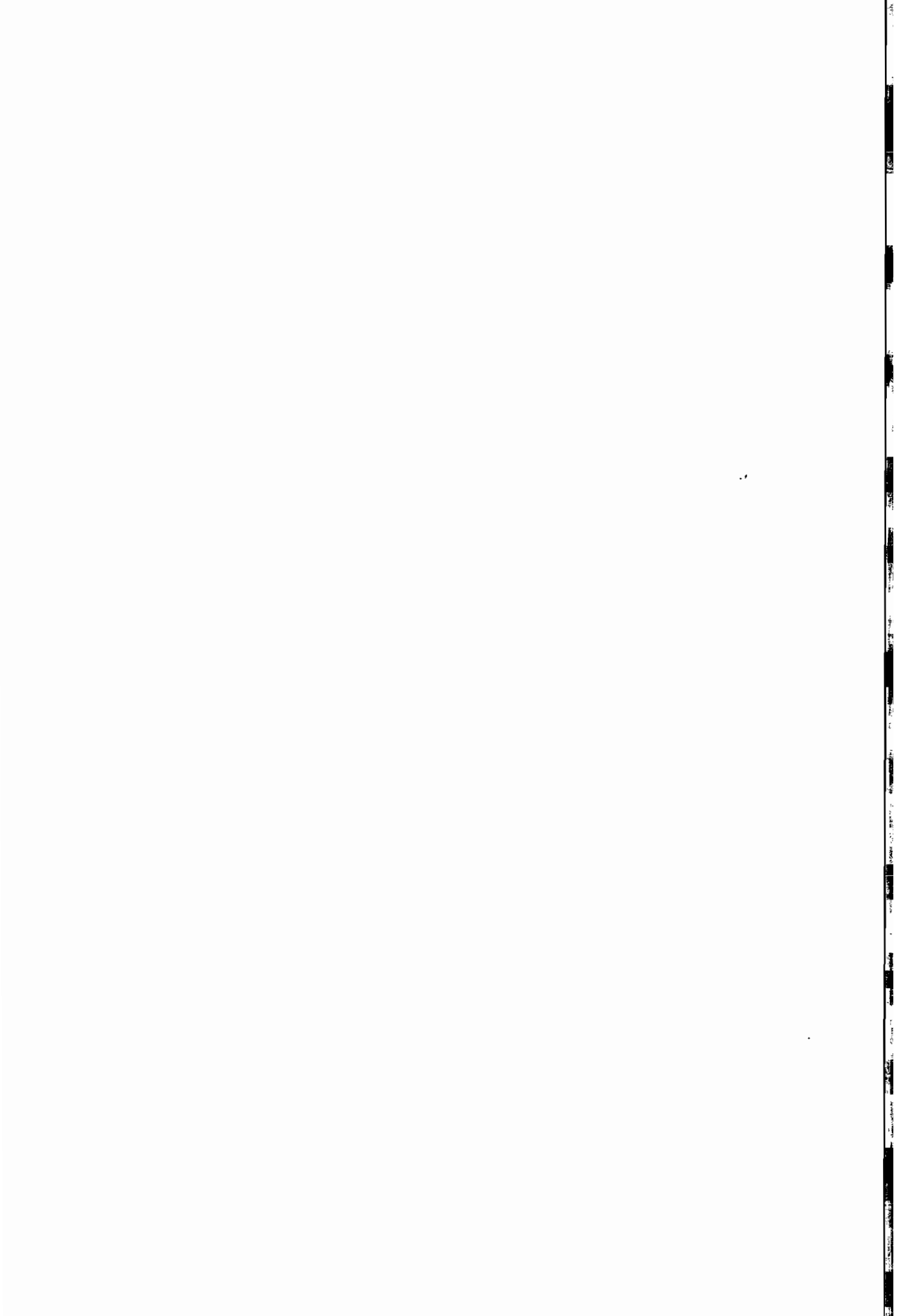
- Nr. 49 Karl-Heinz Bürger:
Gewichtsoptimierung rotationssymmetrischer Platten unter instationärer Erregung (Dezember 1985)
- Nr. 50 Ulrich Schmid:
Zur Berechnung des plastischen Setzens von Schraubenfedern (Februar 1987)
- Nr. 51 Jörg Frischbier:
Theorie der Stoßbelastung ortotroper Platten und ihr experimentelle Überprüfung am Beispiel einer unidirektional verstärkten CFK-Verbundplatte (März 1987)
- Nr. 52 W. Tampczynski:
Strain history effect in cyclic plasticity (Juli 1987)
- Nr. 53 Dieter Weichert:
Zum Problem geometrischer Nichtlinearitäten in der Plastizitätstheorie (Dezember 1987)
- Nr. 54 Heinz Antes/Thomas Meise/Thomas Wiebe:
Wellenausbreitung in akustischen Medien
Randelement-Prozeduren im 2-D Frequenzraum und im 3-D Zeitbereich (Januar 1988)
- Nr. 55 Wojciech Pietraszkiewicz:
Geometrically non-linear theories of thin elastic shells (März 1988)
- Nr. 56 Jerzy Makowski/Helmut Stumpf:
Finite strain theory of rods (April 1988)
- Nr. 57 Andreas Pape:
Zur Beschreibung des transienten und stationären Verfestigungsverhaltens von Stahl mit Hilfe eines nichtlinearen Grenzflächenmodells (Mai 1988)
- Nr. 58 Johannes Groß-Weege:
Zum Einspielverhalten von Flächentragwerken (Juni 1988)
- Nr. 59 Peihua LIU:
Optimierung von Kreisplatten unter dynamischer nicht rotationssymmetrischer Last (Juli 1988)
- Nr. 60 Reinhard Schmidt:
Die Anwendung von Zustandsbeobachtern zur Schwingungsüberwachung und Schadensfrüherkennung auf mechanische Konstruktionen (August 1988)
- Nr. 61 Martin Pitzer:
Vergleich einiger FE-Formulierungen auf der Basis eines inelastischen Stoffgesetzes (Juli 1988)
- Nr. 62 Jerzy Makowski/Helmut Stumpf:
Geometric structure of fully nonlinear and linearized Cosserat type shell theory (Dezember 1988)
- Nr. 63 O. T. Bruhns:
Große plastische Formänderungen - Bad Honnef 1988 (Januar 1989)
- Nr. 64 Khanh Chau Le/Helmut Stumpf/Dieter Weichert:
Variational principles of fracture mechanics (Juli 1989)
- Nr. 65 Guido Obermüller:
Ein Beitrag zur Strukturoptimierung unter stochastischen Lasten (Juni 1989)

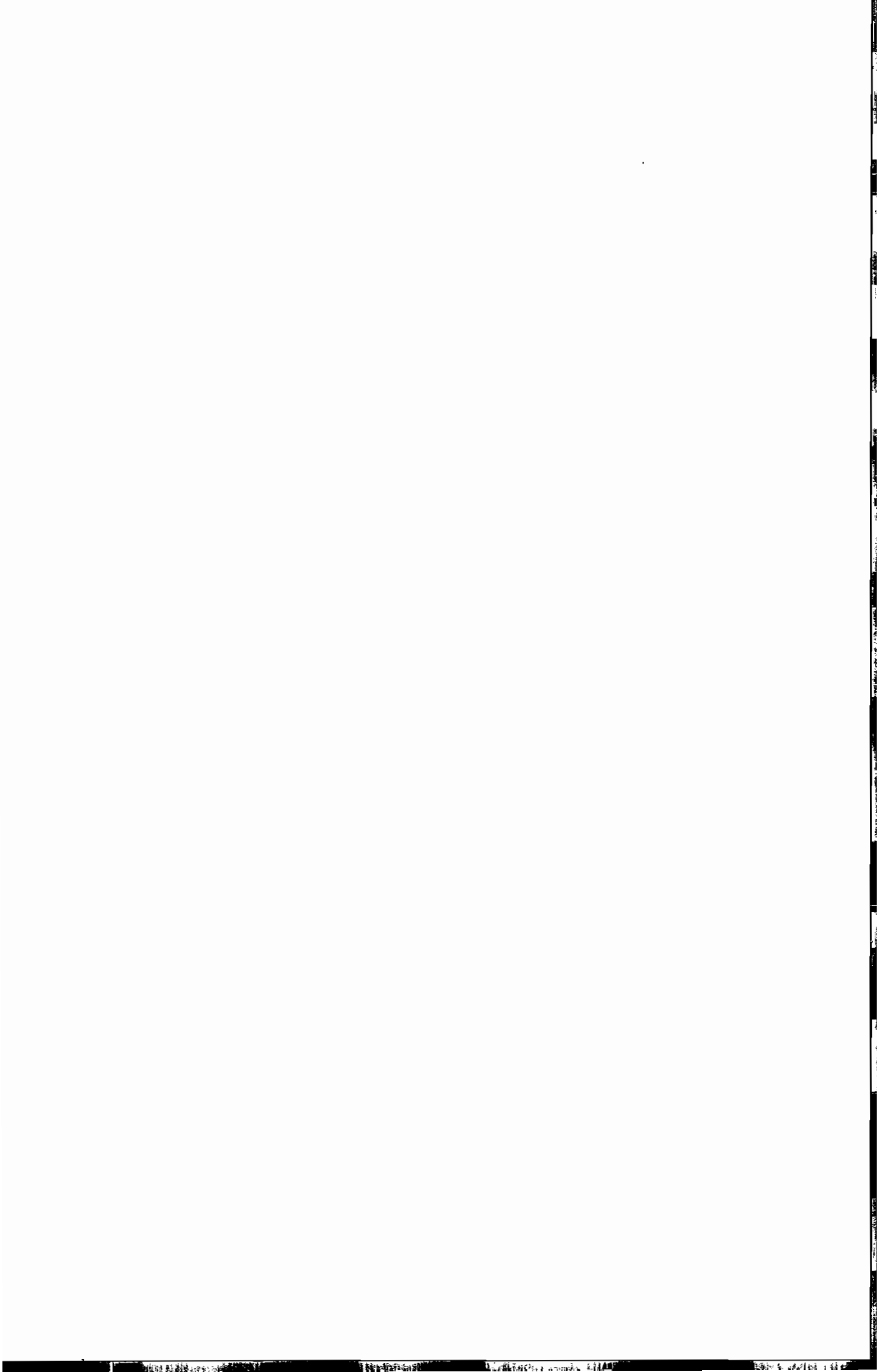
- Nr. 66 Herbert Diehl:
Ein Materialmodell zur Berechnung von Hochgeschwindigkeitsdeformationen metallischer Werkstoffe unter besonderer Berücksichtigung der Schädigung durch Scherbänder (Juni 1989)
- Nr. 67 Michael Geis:
Zur Berechnung ebener, elastodynamischer Rißprobleme mit der Randelementmethode (November 1989)
- Nr. 68 Günter Renker:
Zur Identifikation nichtlinearer strukturelle Systeme (November 1989)
- Nr. 69 Berthold Schleck:
Große elastische Dehnungen in Schalen aus hyperelastischen inkompressiblen Materialien (November 1989)
- Nr. 70 Frank Szepan:
Ein elastisch-viskoplastisches Stoffgesetz zur Beschreibung großer Formänderungen unter Berücksichtigung der thermomechanischen Kopplung (Dezember 1989)
- Nr. 71 Christian Scholz:
Ein Beitrag zur Gestaltoptimierung druckbelasteter Rotationsschalen (Dezember 1989)
- Nr. 72 J. Badur/H. Stumpf:
On the influence of E. and F. Cosserat on modern continuum mechanics and field theory (Dezember 1989)
- Nr. 73 Werner Fornefeld:
Zur Parameteridentifikation und Berechnung von Hochgeschwindigkeitsdeformationen metallischer Werkstoffe anhand eines Kontinuums-Damage-Modells (Januar 1990)
- Nr. 74 J. Sączuk/H. Stumpf:
On statical shakedown theorems for non-linear problems (April 1990)
- Nr. 75 Andreas Feldmüller:
Ein thermoplastisches Stoffgesetz isotrop geschädigter Kontinua (April 1991)
- Nr. 76 Ulfert Rott:
Ein neues Konzept zur Berechnung viskoplastischer Strukturen (April 1991)
- Nr. 77 Thomas Heinrich Pingel:
Beitrag zur Herleitung und numerischen Realisierung eines mathematischen Modells der menschlichen Wirbelsäule (Juli 1991)
- Nr. 78 O. T. Bruhns:
Große plastische Formänderungen - Bad Honnef 1991 (Dezember 1991)
- Nr. 79 J. Makowski/J. Chrosielewski/H. Stumpf:
Computational Analysis of Shells Undergoing Large Elastic Deformation
Part I: Theoretical Foundations
- Nr. 80 J. Chrosielewski/J. Makowski/H. Stumpf:
Computational Analysis of Shells Undergoing Large Elastic Deformation
Part II: Finite Element Implementation
- Nr. 81 R. H. Franía/H. Waller:
Entwicklung und Anwendung spezieller finiter Elemente für Kerbspannungsprobleme im Maschinenaufbau (Mai 1992)
- Nr. 82 B. Bischoff-Beiermann:
Zur selbstkonsistenten Berechnung von Eigenspannungen in polykristallinem Eis unter Berücksichtigung der Monokristallanisotropie (Juli 1992)

- Nr. 83 J. Pohé:
Ein Beitrag zur Stoffgesetzentwicklung für polykristallines Eis (Februar 1993)
- Nr. 84 U. Kikillus:
Ein Beitrag zum zyklischen Kriechverhalten von Ck 15 (Mai 1993)
- Nr. 85 T. Guo:
Untersuchung des singulären Rißspitzenfeldes bei stationärem Rißwachstum in verfestigendem Material (Juni 1993)
- Nr. 86 Achim Menne:
Identifikation der dynamischen Eigenschaften von hydrodynamischen Wandlern (Januar 1994)
- Nr. 87 Uwe Folchert:
Identifikation der dynamischen Eigenschaften Hydrodynamischer Kopplungen (Januar 1994)
- Nr. 88 Jörg Körber:
Ein verallgemeinertes Finite-Element-Verfahren mit asymptotischer Stabilisierung angewendet auf viskoplastische Materialmodelle (April 1994)
- Nr. 89 Peer Schließe:
ein Beitrag zur Berechnung des Deformationsverhaltens anisotrop geschädigter Kontinua unter Berücksichtigung der thermoplastischen Kopplung (April 1994)
- Nr. 90 Egbert Schopphoff:
Dreidimensionale mechanische Analyse der menschlichen Wirbelsäule (Juli 1994)
- Nr. 91 Christoph Beerens:
Zur Modellierung nichtlinearer Dämpfungsphänomene in der Strukturmechanik (Juli 1994)
- Nr. 92 K. C. Le/H. Stumpf:
Finite elastoplasticity with microstructure (November 1994)
- Nr. 93 O. T. Bruhns:
Große plastische Formänderungen - Bad Honnef 1994 (Dezember 1994)
- Nr. 94 Armin Lenzen:
Untersuchung von dynamischen Systemen mit der Singulärwertzerlegung - Erfassung von Strukturveränderungen (Dezember 1994)
- Nr. 95 J. Makowski/H. Stumpf:
Mechanics of Irregular Shell Structures (Dezember 1994)
- Nr. 96 J. Chrosielewski/J. Makowski/H. Stumpf:
Finite Elements for Irregular Nonlinear Shells (Dezember 1994)
- Nr. 97 W. Krings/A. Lenzen/u. a.:
Festschrift zum 60. Geburtstag von Heinz Waller (Februar 1995)
- Nr. 98 Ralf Podleschny:
Untersuchung zum Instabilitätsverhalten scherbeanspruchter Risse (April 1995)
- Nr. 99 Bernd Westerhoff:
Eine Untersuchung zum geschwindigkeitsabhängigen Verhalten von Stahl (Juli 1995)
- Nr. 100 Marc Mittelbach:
Simulation des Deformations- und Schädigungsverhaltens beim Stoßversuch mit einem Kontinuums-Damage-Modell (Dezember 1995)

- Nr. 101 Ulrich Hoppe:
Über grundlegende Konzepte der nichtlinearen Kontinuumsmechanik und Schalentheorie
(Mai 1996)
- Nr. 102 Marcus Otto:
Erweiterung des Kaustikenverfahrens zur Analyse räumlicher Spannungskonzentrationen
(Juni 1996)
- Nr. 103 Horst Lanzerath:
Zur Modalanalyse unter Verwendung der Randelementemethode
(Juli 1996)
- Nr. 104 Andreas Wichtmann
Entwicklung eines thermodynamisch konsistenten Stoffgesetzes zur Beschreibung der
Reckalterung (August 1996)
- Nr. 105 Bjarne Fosså
Ein Beitrag zur Fließflächenmessung bei vorgedehnten Stoffen (Oktober 1996)
- Nr. 106 Khanh Cha Le:
Kontinuumsmechanisches Modellieren von Medien mit veränderlicher Mikrostruktur
(Dezember 1996)
- Nr. 107 Holger Behrens:
Nichtlineare Modellierung und Identifikation hydrodynamischer Kupplungen mit allge-
meinen diskreten Modellansätzen (Januar 1997)
- Nr. 108 Johannes Moosheimer:
Gesteuerte Schwingungsdämpfung mit Elektrorheologischen Fluiden (Juli 1997)
- Nr. 109 Dirk Klaus Anding:
Zur simultanen Bestimmung materialabhängiger Koeffizienten inelastischer Stoffgesetze
(Oktober 1997)
- Nr. 110 Stephan Weng:
Ein Evolutionsmodell zur mechanischen Analyse biologischer Strukturen
(Dezember 1997)
- Nr. 111 Michael Straßberger:
Aktive Schallreduktion durch digitale Zustandsregelung der Strukturschwingungen mit
Hilfe piezo-keramischer Aktoren (Dezember 1997)
- Nr. 112 Hans-Jörg Becker:
Simulation des Deformationsverhaltens polykristallinen Eises auf der Basis eines
monokristallinen Stoffgesetzes (Dezember 1997)
- Nr. 113 Thomas Nerzak:
Modellierung und Simulation der Ausbreitung adiabatischer Scherbänder in metallischen
Werkstoffen bei Hochgeschwindigkeitsdeformationen (Dezember 1997)
- Nr. 114 O. T. Bruhns:
Große plastische Formänderungen (März 1998)
- Nr. 115 Jan Steinhausen:
Die Beschreibung der Dynamik von Antriebssträngen durch Black-Box-Modelle
hydrodynamischer Kupplungen (August 1998)
- Nr. 116 Thomas Pandorf:
Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Kerbspitzenbeanspruchung bei
schlagbelasteten Biegeproben (August 1998)

- Nr. 117 Claus Oberste-Brandenburg:
Ein Materialmodell zur Beschreibung der Austenit-Martensit Phasentransformation unter Berücksichtigung der transformationsinduzierten Plastizität (Juni 1999)
- Nr. 118 Michael Märtens:
Regelung mechanischer Strukturen mit Hilfe piezokeramischer Stapelaktoren (Dezember 1999)
- Nr. 119 Dirk Kamarys:
Detektion von Systemveränderungen durch neue Identifikationsverfahren in der experimentellen Modalanalyse (Dezember 1999)
- Nr. 120 Wolfgang Hiese
Gültigkeitskriterien zur Bestimmung von Scherbruchzähigkeiten (Januar 2000)
- Nr. 121 Peter Jaschke
Mathematische Modellierung des Betriebsverhaltens hydrodynamischer Kupplungen mit hybriden Modellansätzen (Februar 2000)
- Nr. 122 Stefan Müller
Zum Einsatz von semi-aktiven Aktoren zur optimalen Schwingungsreduktion in Tragwerken (Februar 2000)
- Nr. 123 Dirk Eichel
Zur Kondensation strukturdynamischer Aufgaben mit Hilfe von Polynommatrizen (Juni 2000)
- Nr. 124 Andreas Bürgel
Bruchmechanische Kennwerte beim Wechsel im Versagensverhalten dynamisch scherbeanspruchter Risse (August 2000)





**Mitteilungen aus dem Institut für Mechanik
RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM
Nr. 124**