

Technisch-
Wissenschaftlicher-
Bericht

Stefan Offermanns

**Verhalten dünnwandiger
austenitischer Rohre
bei Wasserstoff-
Sauerstoff-Detonation**

Verhalten dünnwandiger austenitischer Rohre bei Wasserstoff-Sauerstoff-Detonation

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Stefan Offermanns
Geboren in Erlangen

Materialprüfungsanstalt (MPA) Universität Stuttgart
2016

Technisch-Wissenschaftlicher-Bericht
Band: 2016/01

Offermanns, Stefan:
Verhalten dünnwandiger austenitischer Rohre
bei Wasserstoff-Sauerstoff-Detonation

Herausgeber:
Materialprüfungsanstalt (MPA) Universität Stuttgart
Pfaffenwaldring 32
70569 Stuttgart
Internet: <http://www.mpa.uni-stuttgart.de>

© MPA, Stuttgart 2016
Alle Rechte vorbehalten
ISBN: 978-3-946789-00-0

Verhalten dünnwandiger austenitischer Rohre bei Wasserstoff-Sauerstoff-Detonation

Von der Fakultät Energie-, Verfahrens- und Biotechnik der Universität Stuttgart zur
Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Stefan Offermanns
Geboren in Erlangen

Hauptberichter: apl. Prof. Dr.-Ing. Karl Maile
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Stefan Weihe
Tag der mündlichen Prüfung: 25.05.2016

Materialprüfungsanstalt (MPA) Universität Stuttgart
2016

VORWORT

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter an der Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart. Ein wesentlicher Teil der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurden mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie (BMWi) gefördert. Basis dieser Dissertation ist das an der MPA Stuttgart durchgeführte Forschungsvorhaben „*Analyse von Radiolysegasdetonationen*“, Reaktorsicherheitsforschung des BMWi, Förderkennzeichen 1501297 [1] sowie das Folgevorhaben „*Untersuchungen zur Analyse von Radiolysegasdetonationen im Hinblick auf Nachrüstungen und zukünftige Auslegungen von Rohrleitungen*“, Reaktorsicherheitsforschung des BMWi, Förderkennzeichen 1501412.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. Karl Maile, der mir die Möglichkeit gab, diese Arbeit zum Abschluss zu bringen, für sein förderndes Interesse am Fortgang der Arbeit und für die Übernahme des Hauptberichtes.

Herrn Professor Dr.-Ing. Stefan Weihe, danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferats. Sein Interesse an meiner Arbeit hat mich sehr gefreut.

Meinen Kolleginnen und Kollegen an der MPA Stuttgart möchte ich für ihre tatkräftige Unterstützung und die zahlreichen Anregungen und Hinweise danken. Ganz besonders möchte ich in diesem Zusammenhang Herrn Dr. Werner Stadtmüller erwähnen, der sich für die Organisation und die Durchführung der Detonationsversuche verantwortlich zeichnete. Die intensiven Diskussionen und Gespräche mit ihm haben maßgebend zum Verständnis und zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen. Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Uwe Mayer, der trotz seiner eigenen Projekte immer wieder eine beratende Anlaufstation war. Die konstruktiven Gespräche mit ihm und die daraus hervorgegangenen Denkanstöße haben einen entscheidenden Beitrag geleistet.

Besonderen Dank verdient auch Herr Dr. Reinhard Redlinger vom Karlsruher Institut für Technologie für die gasdynamischen Berechnungen und für seine unermüdliche Bereitschaft zu Diskussionen über die Berechnungsergebnisse.

Zum Schluss möchte ich mich noch bei meiner Frau Caroline und meinen beiden Kindern Kimmy und Zoe bedanken für ihre Geduld und ihr Verständnis in mancher schwierigen Phase der Promotionszeit.

INHALTSVERZEICHNIS

Abkürzungen und Formelzeichen	iv
Kurzfassung.....	1
Abstract.....	3
1. Einleitung und Zielsetzung.....	5
1.1. Ausgangssituation	5
1.2. Aufgabenstellung.....	7
1.3. Übersicht	8
2. Grundlagen und Literaturübersicht	10
2.1. Wasserstoff-Sauerstoff-Reaktion in Rohrleitungen.....	10
2.2. Belastung von Rohren unter Detonationsbeanspruchung	13
2.3. Strukturmechanische Reaktion auf Detonationsbeanspruchung.....	14
2.4. Werkstoffverhalten unter dynamischer Beanspruchung	17
2.4.1 Phänomenologische Modelle.....	17
2.4.2 Dynamik der Versetzungsbewegungen	19
2.4.3 Physikalisch basierte Modelle.....	24
2.4.4 Versagensmechanismen unter quasi-statischer Beanspruchung.....	25
2.4.5 Versagensmechanismen unter dynamischer Beanspruchung	31
3. Zugrunde liegende Rohrdetonationsversuche	40
3.1. Übersicht	40
3.2. Quasistatischer Berstversuch.....	40
3.3. Versuche an dickwandigen, quasi ideal starren Rohren.....	41
3.3.1 Versuchsbeschreibung	41
3.3.2 Deflagrationsstrecke und Druckwellengeschwindigkeiten	43
3.3.3 Maximaldruck und Charakterisierung der Taylorwelle	45
3.4. Versuche an dünnwandigen Rohren	50
3.4.1 Versuchsbeschreibung	50
3.4.2 Deflagrationsstrecken und Druckwellengeschwindigkeiten	52
3.4.3 Maximaldruck und Charakterisierung der Taylorwelle	53

4. Verformungs- und Bruchverhalten	55
4.1. Einfluss der $2H_2+O_2$ -Konzentration	55
4.2. Einfluss der Rohrwanddicke	66
4.3. Metallographische Untersuchungen der Bruchflächen	67
4.4. Untersuchung von Martensitbildung	71
5. Mechanisch technologische Werkstoffuntersuchungen	72
5.1. Versuchs- und Messtechnik.....	72
5.1.1 Universal-Prüfmaschine.....	72
5.1.2 Servohydraulische Schnellzerreißmaschine (SZM).....	72
5.1.3 Split-Hopkinson-Pressure-Bar (SHPB)	74
5.2. Probengeometrie und –herstellung	76
5.2.1 Rundzugproben	76
5.2.2 Kerbzugproben	77
5.2.3 Stauchproben	77
5.2.4 Prismatische Scherproben.....	78
5.3. Quasistatische Zugversuche	79
5.3.1 Einfluss der Temperatur	79
5.3.2 Einfluss der Rohrwanddicke	81
5.4. Dynamische Zugversuche	82
5.5. Dynamische Stauchversuche	84
5.6. Zugversuche an gekerbten Rundzugproben	88
5.7. Druckversuche an prismatischen Scherproben.....	91
6. Konstitutive Beschreibung des Materialverhaltens	96
6.1. Beschreibung der Fließkurve und Bestimmung der Modellparameter.....	96
6.1.1 Beschreibung der Fließkurve nach Johnson und Cook	96
6.1.2 Beschreibung der Fließkurve nach Zerilli und Armstrong	98
6.2. Berücksichtigung von Schädigung.....	98
6.2.1 Schädigung in Abhängigkeit von Mehrachsigkeit und Lode-Winkel	98
6.2.2 Schädigung bei axialsymmetrischer Zugbelastung	99
6.2.3 Schädigung bei Druck-Scherbelastung im ebenen Verzerrungszustand	105

7. Numerische Simulation der Detonationsversuche.....	112
7.1. Untersuchungen am axialsymmetrischen Modell	112
7.1.1 Versuch V80E3.....	116
7.1.2 Versuch V80A2.....	119
7.1.3 Versuch V60G1	120
7.1.4 Versuch V100G2	122
7.2. Untersuchungen am Modell mit den Annahmen des ebenen Dehnungszustandes	124
7.2.1 Versuch V60E1	125
7.2.2 Versuch V60G1	128
7.2.3 Fiktives Rohr mit 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ und $D_a \times s = (114,3 \times 8,56)$ mm	129
8. Zusammenfassung und Ausblick	131
9. Literatur	134

ABKÜRZUNGEN UND FORMELZEICHEN

Abkürzungen

ASB	Adiabatische Scherbänder
BMWi	Bundesministerium für Wirtschaft und Energie
DDT	Deflagration to detonation transition
DMS	Dehnungsmessstreifen
EDZ	Ebener Dehnungszustand
ESZ	Ebener Spannungszustand
IKET	Institut für Kern- und Energietechnik
KIT	Karlsruher Institut für Technologie
kfz	Kubisch flächenzentrierte Gitterstruktur
krz	Kubisch raumzentrierte Gitterstruktur
MPA	Materialprüfungsanstalt
REM	Rasterelektronenmikroskop
RT	Raumtemperatur
RUD	Run-up-Distance (Deflagrationsstrecke)
SHPB	Split-Hopkinson-Pressure-Bar
SZM	Schnellzerreißmaschine
$2\text{H}_2+\text{O}_2$	Wasserstoff-Sauerstoff im stochiometrischen Verhaltnis (Knallgas)
N_2	Stickstoff

Großbuchstaben

A	MPa mm ²	Materialkonstante, Johnson-Cook-Gleichung Fläche
A_{20}	-	Bruchdehnung bezogen auf $l_0 = 20$ mm
A_{gt}	-	Gleichmaßdehnung
B	MPa N s/mm	Materialkonstante, Johnson-Cook-Gleichung Dämpfungskonstante
C	s ⁻¹ -	Materialkonstante, Johnson-Cook-Gleichung Konstante, Mott-Gleichung
$C_1 \dots C_4$		Materialkonstante, Wierzbicki-Schädigungsmodell
D	J	Energiedissipation
$D_1 \dots D_5$	-	Materialkonstante, Johnson-Cook-Schädigungsmodell
D_a	mm	Außendurchmesser
E	MPa	E-Modul
F	kN	Kraft
G	MPa	Schubmodul
ΔG	J	Aktivierungsenergie
$I_1 \dots I_3$	MPa...MPa ³	Invarianten des Spannungstensors
$J_1 \dots J_3$	MPa...MPa ³	Invarianten des Spannungsdeviators
L	-	Lode-Parameter
M_T	-	Mittlerer Orientierungsfaktor
N_m	mm ⁻²	Mobile Versetzungsdichte
P	-	Wahrscheinlichkeit
R_0	mm	Porenradius
R_e	MPa	Streckgrenze
R_m	MPa	Zugfestigkeit
$R_{p0,2}$	MPa	2 ‰ Dehngrenze
$R_{p1,0}$	MPa	1 ‰ Dehngrenze
T	°C	Temperatur
T_0	°C	Referenztemperatur
T_{CJ}	°C	Detonationstemperatur
T_m	°C	Schmelztemperatur
V	mm ²	Volumen
Z	-	Brucheinschnürung

Kleinbuchstaben

<i>a</i>	m/s ²	Beschleunigung
<i>b</i>	mm	Burgers-Vektor
<i>c</i>	m/s	Formfaktor der Taylorwelle
<i>c</i> ₀	m/s	Schallgeschwindigkeit
<i>c</i> _{1...C2}	MPa	Materialkonstante, Zerilli-Armstrong-Gleichung
<i>c</i> _{3...C4}	1/K	Materialkonstante, Zerilli-Armstrong-Gleichung
<i>c</i> _p	J/K	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
<i>c</i> _v	J/K	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
<i>d</i>	mm	Probenverlängerung
<i>f</i>	-	Hohlraumvolumenanteil
	-	Schädigungsparameter
<i>h</i>	mm	Höhe
<i>i</i>	N s/mm ²	Impuls
	N/mm ^{3/2}	Materialkonstante, Zerilli-Armstrong-Gleichung
<i>l</i>	mm	Länge
<i>l</i> ₀	mm	Messlänge
<i>m</i>	-	Materialkonstante, Johnson-Cook-Gleichung
	kg	Masse
<i>n</i>	-	Verfestigungsexponent
<i>p</i>	bar	Druck
<i>p</i> ₀	bar	Fülldruck
<i>p</i> ₃	bar	Druck des verbrannten Gases
<i>p</i> _{CJ}	bar	Chapman-Jouguet-Druck
<i>p</i> _{max}	bar	Maximaldruck
<i>q</i>	-	Mehrachsigkeitsquotient
<i>q</i> _{1...q3}	-	Schädigungsparameter
<i>r</i>	mm	Radius
<i>s</i>	mm	Wanddicke
<i>t</i>	s	Zeit
<i>v</i>	m/s	Geschwindigkeit
<i>v</i> _{CJ}	m/s	Detonationsgeschwindigkeit
<i>v</i> _r	m/s	Radialgeschwindigkeit
<i>v</i> _{ret}	m/s	Retonationsgeschwindigkeit
<i>x</i>	mm	Abstand/Strecke
<i>x</i> _{RUD}	mm	Deflagrationsstrecke
<i>y</i>	mm	Rissöffnungsgeschwindigkeit

Griechische Buchstaben

Φ	-	Fließfunktion
Θ	°	Lodewinkel
Γ	s^{-1}	Sprungfrequenz
	-	Gammfunktion
α	K^{-1}	Thermischer Entfestigungskoeffizient
ε	-	Dehnung
ε_f	-	Bruchdehnung (Dehnung bei erstem Zusammenwachsen von Hohlräumen)
ε_t	-	Tangentialdehnung
$\dot{\varepsilon}_{pl}$	s^{-1}	Plastische Dehnrates
μ	-	Querkontraktionszahl
ρ	kg/m^3	Dichte
σ	MPa	Spannung
σ_0	MPa	Referenzspannung
σ_{ad}	MPa	Adiabate Spannung
σ_G	MPa	Athermische Spannung
σ_{iso}	MPa	Isotherme Spannung
σ_m	MPa	Mittelspannung
σ_s	MPa	Sättigungsspannung
σ_v	MPa	Vergleichsspannung nach von Mises
σ_y	MPa	Fließspannung
β	-	Taylor-Quinney-Parameter
γ		Konstante Mott-Gleichung
	-	Scherdehnung
	-	Isentropenexponent
γ_e	-	Euler-Mascheroni-Konstante
η	-	Wachstumsrate
κ	$W/(m \cdot K)$	Wärmeleitfähigkeit
λ		Hindernisbreite
		Detonationszellengröße
τ		Scherspannung
ξ	mm^{-1}	Wellenzahl

KURZFASSUNG

Beim Auftreten oder bei der Verwendung von Wasserstoff in sauerstoffhaltiger Umgebung ist eines der Hauptrisiken dessen leichte Entzündbarkeit, wobei die Gasreaktionen mit sehr unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Gasdruckentwicklungen ablaufen. In der Folge können zum Beispiel in druckführenden Komponenten technischer Anlagen extreme mechanische und auch thermische Belastungen auftreten.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der sicherheitstechnischen Bewertung austenitischer Rohrleitungen unter Beanspruchung durch Wasserstoff-Sauerstoff-Reaktionen. Derzeit bekannte Ansätze für die Auslegung von Rohrleitungen unter derartigen Belastungsszenarien sind entweder auf rein elastische Rohrreaktionen beschränkt oder aber sie berücksichtigen die gasdynamischen Vorgänge nicht in ausreichendem Maße.

Neben der genauen Kenntnis der vielfältigen komplexen Belastungsgrößen und deren Wechselwirkung mit der Struktur ist aber auch das Verständnis des Materialverhaltens und der Bruchmechanismen der Komponentenstruktur unter den auftretenden Beanspruchungsgeschwindigkeiten- und -temperaturen von zentraler Bedeutung. Zur Beschreibung der Vorgänge wurden von Stadtmüller und Offermanns [1] durchgeführte Detonationsversuche herangezogen. Ziel dieser Versuche war die Untersuchung von Detonationsvorgängen in Deckelsprühleitungen von Siedewasserreaktoren. Die Versuche wurden daher an für diese Anwendung relevanten austenitischen Rohren (Werkstoffnummer 1.4541) mit den nominalen Abmessungen $D_a \times s = (114,30 \times 6,02)$ mm durchgeführt. Die Untersuchungen wurden im Rahmen dieser Arbeit durch weitere Versuche mit identischem Außendurchmesser, aber veränderter Wanddicke ergänzt.

Die Auswertung der Versuche hat ergeben, dass geringere Mengen an reaktionsfähigem Gas zu einer heftigeren Rohrreaktion führen können als es bei höheren Mengen der Fall ist. Diese Beobachtung kann auf den Einfluss der so genannten überkomprimierten Detonation zurückgeführt werden. Von einer überkomprimierten Detonation spricht man, wenn die mit Unterschallgeschwindigkeit ablaufende deflagrative Verbrennung vor ihrer Flammenfront Frischgas vorkomprimiert und der Umschlag in eine Detonation (DDT) innerhalb dieser vorkomprimierten Zone stattfindet. Die Deflagrationsstrecke wird mit abnehmender Konzentration reaktionsfähiger Gase länger, so dass die Vorkompression zunimmt. Dies hat zur Folge, dass am Umschlagpunkt zur Detonation höhere Druckspitzen und Dehnraten auftreten, als bei einer höheren Gaskonzentration.

Die Analyse der Bruchstücke hat ergeben, dass es, abhängig von Gasmischung und Rohrwanddicke, zur Ausbildung so genannter adiabatischer Scherbänder kommen kann. Adiabata-

tische Scherbänder sind sehr schmale Zonen, in denen es zu intensiv lokalisierten Scherdeformationen kommt. Zurückzuführen ist diese Lokalisierung auf die Umwandlung eines erheblichen Teils der Formänderungsarbeit in Wärme. Da der Vorgang bei hoher Belastungsgeschwindigkeit weitgehend adiabat abläuft, d. h. die Zeit für eine Diffusion der Wärme nicht ausreicht, kommt es zu einer thermischen Entfestigung welche schließlich die Kaltverfestigung überschreitet.

Aus dieser Erkenntnis heraus wurde ein Schädigungsmodell verwendet, das die Werkstoffschädigung über einen weiten Bereich verschiedener Spannungszustände abbilden kann. Es hat sich jedoch gezeigt, dass die Schädigung des Untersuchungswerkstoffs in starkem Maße auch vom Lode-Winkel beeinflusst wird. Dieser Umstand wurde in einem vereinfachten Ansatz berücksichtigt. Durch Kleinprobenversuche wurde die kritische Dehnung in Abhängigkeit von Spannungsmehrachsigkeit und Lode-Winkel bestimmt. Es erfolgte eine numerisch gestützte Auswahl geeigneter Probenformen und die Festsetzung entsprechender Versuchsanordnungen.

Zur konstitutiven Beschreibung des Werkstoffverhaltens unter den auftretenden Beanspruchungsgeschwindigkeiten- und -temperaturen wurden geeignete Materialmodelle ausgewählt. Die erforderlichen Parameter wurden experimentell durch Kleinprobenzug- und Druckversuche evaluiert und numerisch verifiziert.

Mit Hilfe der konstitutiven Werkstoffbeschreibung und des Schädigungsmodells wurden numerische Simulationen der Detonationsversuche durchgeführt. Die räumlichen und zeitlichen Druckverläufe wurden am Institut für Kern- und Energietechnik am Karlsruher Institut für Technologie numerisch ermittelt, gelten jedoch nur für unnachgiebige Rohrleitungen. Zur Berücksichtigung der Interaktion mit den stark plastifizierenden Rohren aus [1] wurde ein einfacher Korrekturansatz über die Isentropenbeziehung des Gases herangezogen. Die Simulationen der Detonationsversuche haben ergeben, dass im Bereich der stabilen Detonation die plastische Verformung gegenüber dem Experiment überschätzt wird. Diese Beobachtung ist vermutlich hauptsächlich vereinfachten Annahmen bei der Gas-Strukturinteraktion geschuldet. Beispielsweise wird bei dem verwendeten Ansatz sowohl der axiale Druckausgleich als auch die radiale Strömung während der Rohraufweitung vernachlässigt. Eine direkte Kopplung der verwendeten gas- und strukturmechanischen Berechnungsmethoden könnte hier zu einer Verbesserung führen. Weiterhin konnte das Versagen von Rohren infolge der Ausbildung adiabatischer Scherbänder in befriedigender Übereinstimmung mit dem Experiment simuliert werden.

ABSTRACT

One of the main risks with the occurrence or by the use of hydrogen in oxygen-containing environment is the easy ignitability of the oxyhydrogen mixture, whereby the combustion proceeds with very different velocities and pressures. As a consequence, extreme mechanical and thermal loads can occur for example in pressurised components of technical installations.

The present work deals with the safety assessment of austenitic piping under the influence of oxyhydrogen reactions. Currently known approaches for the design of piping under detonation loads are either limited to purely elastic tube reactions or they do not consider the gas-dynamic reactions sufficiently.

In addition to the precise knowledge of the diverse and complex load values and their interaction with the structure, the understanding of the material behaviour and fracture mechanisms of component structure under the occurring loading rates and temperatures is of central importance. For the characterisation of the processes, detonation tests performed by Stadtmüller and Offermanns [1] were used. The aim of these experiments was the study of detonation processes in head spray cooling piping of boiling water reactors. The experiments were performed on austenitic pipes (material number 1.4541) with nominal dimensions $O.D. \times t = (114.30 \times 6.02)$ mm which are common for those applications. In addition of these experiments further tests on pipes with the same outer diameter but modified wall thickness were performed in this work.

The evaluation of these tests has shown that less amount of reactive gas may result in a stronger reaction of the pipe structure. This observation is attributed to the influence of the so-called overdriven detonation. An overdriven detonation occurs when the subsonic deflagrative combustion pre-compresses unburned gas ahead of the flame front and the transition to a detonation (DDT) arises within that pre-compressed zone. The run-up distance becomes larger with decreasing oxyhydrogen concentration, hence the pre-compression increases. In consequence strain rates and pressure peaks are much higher than in case of higher oxyhydrogen concentration.

The analysis of the fragments has shown that, depending on the gas mixture and pipe-wall thickness, so-called adiabatic shear bands can occur. Adiabatic shear bands are very narrow zones in which it comes to intense localised shear deformations. This localisation is due to the conversion of a significant portion of strain energy into heat. Since the process is substantially adiabatic at high loading rates, the time is not sufficient for heat diffusion; hence it comes to thermal softening which eventually exceeds work hardening.

Realising this, a strain-based failure model was created, which can reflect the material damage over a wide range of different stress states. However, it has shown that the damage of the studied material depends significantly on the Lode angle. This fact was taken into account by using a simplified approach. The failure strain as a function of stress triaxiality and Lode angle was determined by small-scale specimen tests. A numerically-based selection of appropriate specimens and a determination of appropriate test arrangements were performed in order to obtain the required model parameters.

For the constitutive description of the material behaviour under the occurring loading rates and temperatures suitable material models were selected and the required parameters have been evaluated experimentally and verified by numerical methods.

With the aid of this constitutive description of the material behaviour and the failure model numerical simulations of the detonation tests were carried out. The spatial and temporal pressure courses were determined numerically at the Institute for Nuclear and Energy Technologies at the Karlsruhe Institute of Technology; however, these pressure profiles are valid for unyielding pipes only. To account for the interaction with the highly plastified pipes from [1] a simple correction approach using the isentropic relations for the gas was used. The simulations of the detonation tests have shown that the plastic deformation is overestimated compared to the experiment in the range of stable detonation. This observation is probably due to simplified assumptions used in the gas-structure interaction. For example, in the approach the axial pressure balance and the radial flow during tube expansion are neglected. Direct coupling of gas and structural mechanics could lead to an improvement here. Furthermore, the failure of pipes due to the formation of adiabatic shear bands could be simulated in a satisfactory agreement with experiment.

1. EINLEITUNG UND ZIELSETZUNG

1.1. Ausgangssituation

Ein Ziel der Sicherheitsforschung ist es, laufend verbesserte Kenntnisse und Verfahren zur Bewertung sicherheitstechnisch relevanter Komponenten von technischen Anlagen unter Betriebs- und Störfallbedingungen bereitzustellen und somit kontinuierlich zur Weiterentwicklung der Sicherheitstechnik beizutragen.

Beim Auftreten oder bei der Verwendung von Wasserstoff in sauerstoffhaltiger Umgebung ist eines der Hauptrisiken dessen leichte Entzündbarkeit, wobei die Gasreaktionen mit sehr unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Gasdruckentwicklungen ablaufen. In der Folge können zum Beispiel in druckführenden Komponenten technischer Anlagen extreme mechanische und auch thermische Belastungen auftreten. Der dabei auftretende Verbrennungsprozess verläuft explosiv, wenn er eine Temperatur- oder Druckerhöhung oder beides gleichzeitig bewirkt [2]. Je nach Reaktionsgeschwindigkeit wird zwischen Deflagration oder Detonation unterschieden. Die deflagrative Verbrennung verläuft mit einer Geschwindigkeit unterhalb der Schallgeschwindigkeit des verbrannten Gases. Im Gegensatz dazu läuft die Detonation mit Verbrennungsgeschwindigkeiten oberhalb der Schallgeschwindigkeit ab und ist durch eine Unstetigkeit im Druck- und Temperaturverlauf gekennzeichnet. Voraussetzung für das Auftreten einer Detonation ist das Erreichen der von Druck und Gemischzusammensetzung abhängigen Selbstzündungstemperatur des Reaktionsgases. Diese Bedingung kann entweder direkt durch starke Stoßwellen initiiert werden oder sie entstehen durch Vorwärmung des unverbrannten Gases infolge von Druckwellen, die der Flammenfront vorauslaufen und durch Wirkung von Turbulenz [3]. Letzteres ist maßgebend bei einer Gasedetonation in Rohrleitungen und als ein Umschlagen von einer Deflagration in die Detonation zu verstehen. Die Detonation ist charakterisiert durch eine Reaktionsfront, in der das Gemisch reagiert, und einem vor der Reaktionsfront entstehenden Verdichtungsstoß. Für den Sonderfall der so genannten Champman-Jouguet-Detonation bewegen sich diese beiden Unstetigkeiten mit derselben Geschwindigkeit als gekoppeltes System in das Gebiet unverbrannten Gasgemisches hinein [4]. Das Druckniveau einer Detonation ist um ein Mehrfaches höher als das einer Deflagration.

Ein historisches Beispiel für eine unbeabsichtigte Explosion von Wasserstoff in sauerstoffhaltiger Umgebung ist der Unfall in einem militärischen Wasserstofflager für Ballonfahrten auf dem Tempelhofer Feld im Jahr 1874. Für das Bersten von 400 der 1000 gelagerten Wasserstoffflaschen wurde ungeeignete Werkstoffwahl verantwortlich gemacht [5]. Im hessischen Hanau kam es im Jahr 1991 auf einem Fabrikgelände zu einer Wasserstoffexplosion in einem unter 45 bar Druck stehenden 100 m³ fassenden Wasserstofftank infolge einer

konstruktionsbedingten Überbeanspruchung einer Schweißnaht [5]. Auch Kernkraftwerke beinhalten diesbezüglich ein nicht zu vernachlässigendes Gefährdungspotential. In einigen sicherheitsrelevanten, druckführenden Komponenten von Siedewasserreaktoren können durch Radiolyseprozesse unkontrollierte Ansammlungen von Wasserstoff-Sauerstoff-Gemischen entstehen, deren Entzündung mit Übergang zur Detonation nicht mit letzter Sicherheit ausgeschlossen werden kann. So kam es im Jahr 2001 im japanischen Kernkraftwerk Hamaoka zu einem Bruch im Bereich der Zudampfleitung, für die eine Wasserstoffexplosion verantwortlich gemacht wurde [6]. Auch in dem deutschen Kernkraftwerk Brunsbüttel trat im Jahr 2001 in einer Deckelsprühleitung eine Wasserstoffexplosion auf [7], [8]. Infolge der Detonation hat das aus duktilem austenitischen Werkstoff gefertigte Rohr durch mehrfache Längsrisse katastrophales Versagen gezeigt [1], [9], [10], [11].

Zur Beurteilung des Gefährdungspotentials solcher Ereignisse ist jedoch nicht nur die genaue Kenntnis der vielfältigen komplexen Belastungsgrößen und deren Wechselwirkung mit der Struktur erforderlich. Von zentraler Bedeutung ist auch das Verständnis des Materialverhaltens und der Bruchmechanismen der Komponentenstruktur unter den auftretenden Beanspruchungsgeschwindigkeiten- und -temperaturen.

Anders als bei statischer Beanspruchung sind unter dynamischer Belastung neben dem Einfluss der Verfestigung weitere Einflüsse zu berücksichtigen, die zum Teil gegenläufig sind. Zum einen führt eine Zunahme der Dehnrates zu einem Anstieg der Fließspannung, zum anderen kann bei hohen Belastungsgeschwindigkeiten die aus der Formänderungsarbeit resultierende Umformwärme nicht rechtzeitig abgeführt werden und führt zu einer Entfestigung des Werkstoffes. Mit zunehmender Belastungsgeschwindigkeit spielen neben Dehnratenverfestigung und adiabatischer Entfestigung vor allem Trägheitseffekte eine zentrale Rolle.

Zur mathematischen Beschreibung des plastischen Materialverhaltens in Abhängigkeit von Dehnrates und Temperatur wird in der Literatur eine Vielzahl von Ansätzen vorgeschlagen. Generell wird unterschieden zwischen phänomenologischen Modellen und physikalisch basierten Modellen. Eines der am häufigsten angewendeten phänomenologischen Modelle geht auf Johnson und Cook [12] zurück und beschreibt den Einfluss von Verfestigung, Dehnrates und Temperatur über drei unabhängige multiplikative Terme. Physikalisch basierte Modelle bedienen sich meist der so genannten Versetzungstheorie, die von der Bewegung einer Gitterstörung in einem Kristall ausgeht. Eines der ersten Modelle dieser Art wurde von Zerilli und Armstrong vorgestellt [13]. Beide Modellgruppen wurden je nach Material und Anwendungsfall immer weiter optimiert und ergänzt und sind meist in einem bestimmten Dehnrates- und Temperaturbereich gültig.

Für sicherheitstechnische Fragestellungen mit Bezug auf Explosionsstörfälle ist zudem das Verständnis der Bruchmechanismen von hoher Relevanz. Für duktile Werkstoffe unter dynamischer Beanspruchung sind auf makromechanischer Ebene insbesondere Lokalisierungsmechanismen durch Instabilitäten zu beobachten, die entweder zu lokaler Einschnürung führen oder unter sehr hohen Belastungsgeschwindigkeiten durch lokalisierte thermische Entfestigung entstehen. Besonders im Falle dynamisch aufweitender Ringe oder Zylinder, wie Rohrleitungen, können sich diese Instabilitäten infolge von Trägheitseffekten an mehreren Umfangspositionen nahezu gleichzeitig einstellen.

1.2. Aufgabenstellung

Die vorliegende Arbeit befasst sich ausschließlich mit der sicherheitstechnischen Bewertung von Rohrleitungen unter Beanspruchung durch Wasserstoff-Sauerstoff-Reaktionen. Hauptziele der Arbeit sind zum einen die Ermittlung der Druckprofile durch experimentelle und numerische Verfahren und zum anderen die Untersuchung des Werkstoffverhaltens und der Versagensmechanismen von Rohrleitungen unter derartigen Belastungen. Vor dem Hintergrund der von Stadtmüller und Offermanns [1] durchgeführten Versuche erfolgten die Untersuchungen am Beispiel von Deckelsprühleitungen in Siedewasserreaktoren.

In [1] sind zunächst Versuche an dickwandigen ideal starren Rohren durchgeführt worden. Diese Versuche liefern die Datenbasis für eine Auswertung der wesentlichen Belastungsgrößen, wie Deflagrationsstrecke, Detonationsgeschwindigkeit, Druckspitzen, etc. in Abhängigkeit einer Konzentration von $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ zu N_2 , die dann mit analytisch oder numerisch ermittelten Daten verglichen werden sollen. Des Weiteren wurden in [1] Versuche an dünnwandigen Rohren durchgeführt, wobei in Bezug auf Betriebsbedingungen, Werkstoff und Rohrgeometrie Annahmen getroffen wurden, die sich an den Betriebsstörfall im Kernkraftwerk Brunsbüttel [7], [8] anlehnen. So wurden ausschließlich Rohre aus titanstabilisierten austenitischem Stahl X10CrNiTi18-9 (1.4541) mit den nominellen Abmessungen $D_a \times s = (114,30 \times 6,02)$ mm verwendet und der Fülldruck entsprechend dem Betriebsdruck dieser Deckelsprühleitung mit $p_0 = 70$ bar vorgegeben. Diese Versuche gaben Aufschluss über das strukturelle Antwortverhalten von Rohrleitungen unter Beanspruchung durch Wasserstoff-Sauerstoff-Reaktionen.

Auf Grundlage der in [1] durchgeführten Untersuchungen sind zudem die Verformungs- und Bruchmechanismen zu untersuchen, adäquate Werkstoff- und Versagensmodelle zu entwickeln und die dafür benötigten Parameter experimentell zu bestimmen. Zu berücksichtigen ist hierbei die Abhängigkeit der Versagensgrenze vom Spannungs- und Dehnungszustand im Bauteil. Um einen weiten Bereich von Spannungs- und Dehnungszuständen in den relevanten Geschwindigkeits- und –temperaturbereichen zu erfassen, müssen geeignete Pro-

benformen entwickelt und dimensioniert sowie entsprechende Versuchsanordnungen festgesetzt werden.

Darüber hinaus ist mit experimentellen und numerischen Untersuchungen der Einfluss der Rohrgeometrie auf das Strukturverhalten zu untersuchen und so einen Anhaltspunkt für die Auslegung oder Nachrüstung betroffener Rohrleitungen zu schaffen. Ergänzend zu den in [1] durchgeführten Rohrdetonationsversuchen sind weitere Versuche mit veränderter Wanddicke zu projektieren, auszuwerten und mit den entwickelten Materialmodellen zu verifizieren.

1.3. Übersicht

Im Folgenden soll eine kapitelweise Übersicht über den Aufbau dieser Arbeit gegeben werden.

Kapitel 2 gibt einen Überblick über die wesentlichen Grundlagen und eine Übersicht über die wichtigsten Literaturstellen. Hierbei werden zunächst die Verbrennungsvorgänge und die daraus resultierende Druckbelastung erörtert und dann die strukturelle Reaktion von Rohren unter solchen Lasten behandelt. Anschließend wird ausführlich auf das Werkstoffverhalten bei derartigen Belastungen und dessen kontinuumsmechanische Beschreibung eingegangen. Hierbei wird unterschieden zwischen Materialmodellen, also der Beschreibung von einachsigen Fließkurven, und Schädigungsmodellen, die hauptsächlich der Beschreibung des Versagens bei unterschiedlichen Spannungs- und Dehnungszuständen dienen.

In *Kapitel 3* werden die Rohrdetonationsversuche beschrieben. Diese Versuche wurden im Wesentlichen im Rahmen des von Stadtmüller und Offermanns veröffentlichten Forschungsvorhabens [1], welches zum Teil dieser Arbeit zugrunde liegt, durchgeführt.

Die in Kapitel 3 vorgestellten Detonationsversuche werden in *Kapitel 4* hinsichtlich des Verformungs- und Versagensverhaltens untersucht. Eine essenziell wichtige Fragestellung war, bei welchen Gemischen aus reaktionsfähigem Gas und einer Inertgaskomponente die daraus resultierende Druckbelastung zum Versagen der Rohre führt und welche Versagensmechanismen maßgebend sind.

Die experimentellen Untersuchungen zum Werkstoffverhalten werden in *Kapitel 5* vorgestellt. Es wird auf die Versuchs- und Messtechnik bei statischer und dynamischer Versuchsführung sowie auf die erforderlichen Probenformen eingegangen. Anschließend werden die Versuche und die Versuchsergebnisse vorgestellt. Zum einen wurden Zug- und Druckversuche zur Beschreibung der einachsigen Fließkurve bei unterschiedlichen Temperaturen und Dehnraten durchgeführt und zum anderen Kerbzug- und Druck-Scher-Versuche zur Beschreibung von Materialschädigung bei unterschiedlichen Spannungs- und Dehnungszuständen.

In *Kapitel 6* werden die in Kapitel 5 durchgeführten Versuche zur Beschreibung des Werkstoffverhaltens herangezogen. Hierbei wird eine Auswahl der in Kapitel 2 vorgestellten Material- und Schädigungsmodelle für den Untersuchungswerkstoff parametrisiert und verifiziert.

Die in Kapitel 6 erstellten Material- und Schädigungsmodelle werden in *Kapitel 7* zur Nachrechnung der in Kapitel 3 vorgestellten Detonationsversuche verwendet, wobei in Kapitel 7.1 die rechnerische Nachbildung der Rohrverformung infolge detonativer Belastung im Fokus stand und daher ausschließlich Versuche, bei denen kein Versagen auftrat betrachtet werden, während in Kapitel 7.2 das Schädigungsmodell verifiziert werden soll und daher überwiegend Rohre, die unter der Ausbildung adiabatischer Scherbänder versagten, herangezogen wurden.

Schließlich werden in *Kapitel 8* die wesentlichen Erkenntnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick über künftige Arbeiten auf diesem Gebiet gegeben.

2. GRUNDLAGEN UND LITERATURÜBERSICHT

2.1. Wasserstoff-Sauerstoff-Reaktion in Rohrleitungen

Unter einer Verbrennung ist gemeinhin eine Oxidationsreaktion brennbarer Stoffe zu verstehen, die nach ganz unterschiedlichen Mechanismen ablaufen kann. Der Verbrennungsvorgang verläuft explosiv, wenn bei dieser Reaktion schlagartig große Gas- und Wärmemengen freigesetzt werden, was eine Druckwelle auslöst. Eine Explosion kann im Wesentlichen in zwei grundlegend verschiedene Prozesse eingeteilt werden, die sich in ihrer Reaktionsgeschwindigkeit unterscheiden: die Deflagration und die Detonation. Bei einer deflagrativen Verbrennung pflanzt sich die Reaktionsfront durch Wärmeübertragung aus der Reaktionszone auf benachbarte Teilchen fort, was bedingt, dass die Verbrennungsgeschwindigkeit unterhalb der Schallgeschwindigkeit des verbrannten Gases liegt [2]. Bei Reaktionsgeschwindigkeiten oberhalb der Schallgeschwindigkeit breitet sich die Druckwelle als Stoßwelle aus, die durch einen sprunghaften Anstieg der Zustandsgrößen gekennzeichnet ist. Die kritischen Bedingungen zur Zündung einer Detonation und die Ausbildung von Detonationsstoßwellen können prinzipiell durch zwei verschiedene Prozesse erreicht werden: entweder durch direkte Initiierung von Stoßwellen (ein Beispiel hierfür ist die Zündung eines Sekundärsprengstoffes durch einen Initialsprengstoff), oder durch den Übergang von einer beschleunigten Deflagration in eine Detonation.

Für den Fall reaktionsfähiger Ansammlungen von Gasen in Rohrleitungen kommt für die Einleitung einer Detonation nur ein Umschlag von einer Deflagration in die Detonation infrage. Der Ort, an dem dieses Ereignis stattfindet wird auch als DDT (*deflagration to detonation transition*) bezeichnet. Die Zündung der Detonation erfolgt hierbei durch Vorwärmung des unverbrannten Gases infolge von Druckwellen, die der Flammenfront vorausziehen.

Der Ablauf einer Wasserstoff-Sauerstoff-Reaktion in einem Rohr mit Übergang von Deflagration zur Detonation ist in Bild 2.1 schematisch dargestellt und nachfolgend vereinfachend beschrieben: Wird in einem Rohr ein reaktionsfähiges Gasgemisch gezündet, werden zunächst infolge der Wärmeentwicklung der Zündflamme Druckwellen initiiert, die annähernd mit Schallgeschwindigkeit des unverbrannten Gases durch das Rohr laufen. Gleichzeitig breitet sich eine halbkugelförmige Flamme mit laminarer Verbrennungsgeschwindigkeit in Richtung des unverbrannten Gasgemisches aus. Die sich fortpflanzende Flamme initiiert durch das abrupte Hitzeaufkommen stetig vorausziehende Druckwellen [14], [15], [16]. Die Flammenfront nimmt durch Wandreibung ein parabelförmiges Profil an. Durch die Kolbenwirkung des expandierenden verbrannten Gases erhöht sich die Flammengeschwindigkeit, die sich aus der Verbrennungsgeschwindigkeit und der Verdrängungsgeschwindigkeit des unverbrannten Gases zusammensetzt. Vorkomprimierung und Aufheizung des unverbrannten

Gasgemisches beschleunigen die Flammenfront auf turbulente Flammgeschwindigkeiten. Zusätzlich tragen turbulenz erzeugende Strukturen, wie u. a. die Oberflächenbeschaffenheit der Rohrwand oder Strömungshindernisse z. B. durch Schweißnähte, zu einer weiteren Beschleunigung der Flammenfront bei. Druck und Temperatur des Frischgases, in welches die Flammenfront hinein läuft, steigen an, gleichzeitig nimmt der zeitliche Abstand zwischen Druckwelle und Flammenfront ab. In dieser Phase verläuft der Verbrennungsvorgang deflagrativ.

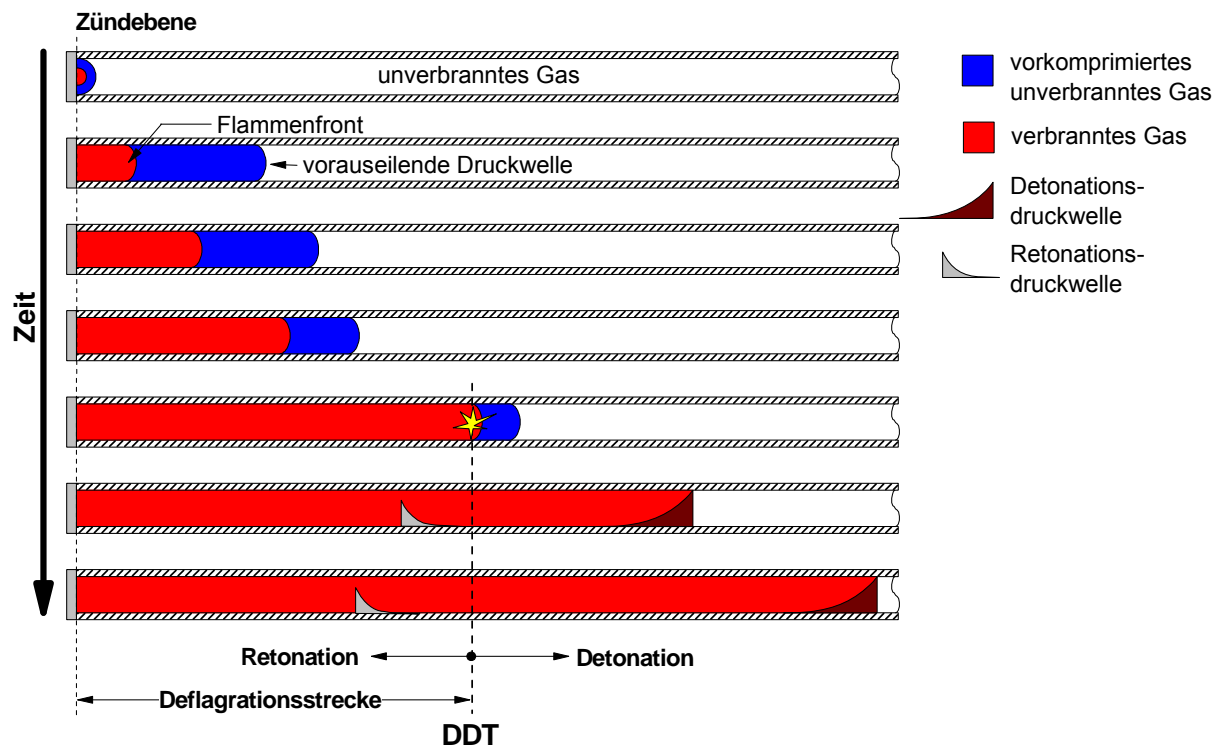


Bild 2.1: Schematische Darstellung zum Ablauf einer Gasexplosion in einem Rohr von der Zündung bis zur Detonation

Sobald das erhitzte unverbrannte Gas vor der Flammenfront die Bedingungen für eine Detonation erreicht, erfolgt der Umschlag von der Deflagration in die Detonation. Die von der Deflagrationsflamme zurückgelegte Strecke wird als Deflagrationsstrecke oder Run-up-Distance (RUD) bezeichnet. Das Einsetzen der Detonation ist als Verdichtungsstoß zu beschreiben, der durch eine Unstetigkeit im Druck- und Geschwindigkeitsverlauf gekennzeichnet ist. Der Verdichtungsstoß und die ihm folgende Reaktionsfront breiten sich mit Überschallgeschwindigkeit als gekoppeltes System aus. Mit dem Einsetzen der Detonation wird aufgrund der Impulserhaltung zeitgleich eine sich in entgegengesetzter Richtung zur Detonation ausbreitende (abstoßende) so genannte Retonationsdruckwelle initiiert. Die Gasreaktionen im Rahmen der Deflagrationsphase und beim Übergang zur Detonation sind sehr komplex und noch nicht eindeutig erklärbar.

Die Detonation selbst ist in zwei Phasen zu unterteilen, die überkomprimierte Detonation, in der Literatur als „overdriven detonation“ oder un stabile Detonation bekannt [17], [18] und die stabile Detonation. Im Stadium der stabilen Detonation ist der Zustand des Systems über das Modell der Chapman-Jouguet-Detonation (CJ-Detonation) beschreibbar [19], [20]. In Bild 2.2, ist die stabile Detonation stark vereinfachend dargestellt, wobei in der Schematik die überkomprimierte Detonation vernachlässigt ist. Die von der Laufzeit und vom zurückgelegten Weg abhängige Druckwelle der stabilen Detonation stellt zum DDT-Zeitpunkt eine Art Druckstoß mit einem schlagartigen Druckanstieg auf den Maximaldruck, den so genannten Chapman-Jouguet-Druck p_{CJ} , und sofortigem Druckabfall auf den Druck des verbrannten Gases p_3 dar. Mit zunehmendem Abstand der Detonationswellenfront von der DDT-Position erfolgt der Druckabfall vom p_{CJ} -Wert allerdings langsamer. Es bildet sich ein Profil des Druckabfalls aus, das in seiner zeitlichen Expansion stetig zunimmt, so dass das Druck-Zeit-Integral ansteigt. Das Profil des Druckabfalls wird auch als Taylorwelle bezeichnet [21]. Einige Autoren berichten, dass die Expansion der Taylorwelle nach einer bestimmten Detonationsstrecke nicht weiter zunimmt. Edwards [22] z. B. gibt hierfür einen Wert von 70-mal Rohrinne Durchmesser an. Unabhängig von der zurückgelegten Detonationsstrecke bleibt aber der Chapman-Jouguet-Druck p_{CJ} konstant. Die Höhe von p_{CJ} hängt primär vom Fülldruck des Rohres p_0 und vom Volumenanteil des reaktionsfähigen Gases in Bezug auf die im Rohr insgesamt gespeicherte Gasmenge ab: Je höher der Fülldruck und Volumenanteil des reaktionsfähigen Gases, desto höher der p_{CJ} -Wert.

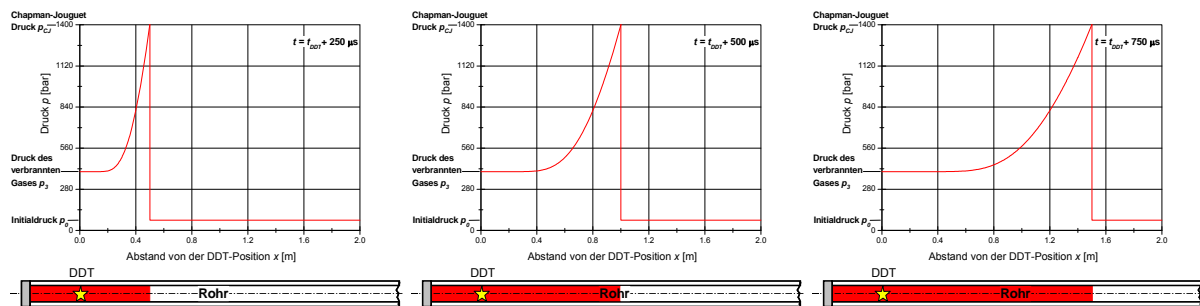


Bild 2.2: Charakteristische Druckverteilung in einem Rohr während einer stabilen Detonation

Die bei DDT einsetzende Detonation liegt in der Regel nicht sofort als stabile Detonation vor, sondern startet als überkomprimierte Detonation, deren Gasreaktion von dem Druck des im Rahmen der Deflagrationsphase aufgebauten, komprimierten unverbrannten Gases geprägt ist (vgl. Bild 2.1). Die zum p_{CJ} -Wert adäquate Druckspitze der Detonation kann hier ein Mehrfaches des p_{CJ} -Wertes annehmen und ist nicht konstant. Die Ausbildung der vorkomprimierten und vorgewärmten Zone im unverbrannten Gas vor der beschleunigten Flammenfront wird in der Literatur auch als „pressure piling“ bezeichnet und kann maßgebend für die Rohrbelastung sein.

Mit zunehmendem Abstand von DDT und nachdem die Detonationswellenfront den Bereich des komprimierten Gases verlassen hat, geht die überkomprimierte Detonation in eine stabile Detonation über, die dann primär von dem Fülldruck des Rohres geprägt ist (Bild 2.3).

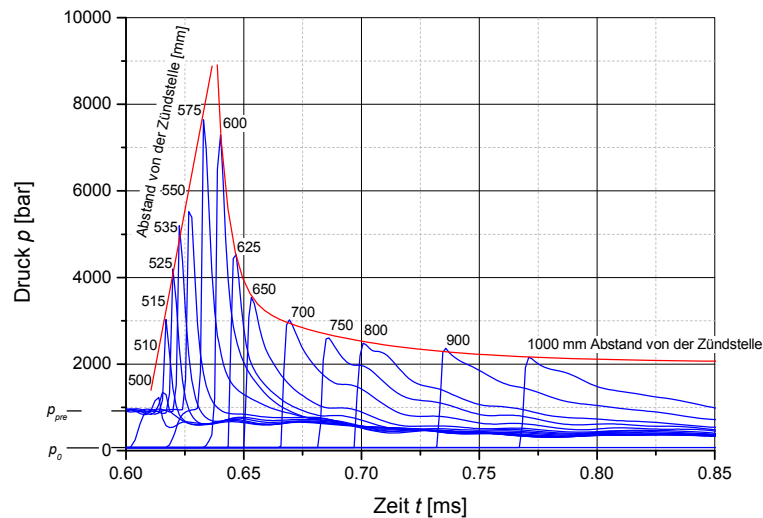


Bild 2.3: Charakteristische Druck-Zeit-Verläufe in einem Rohr während einer überkomprimierten Detonation

2.2. Belastung von Rohren unter Detonationsbeanspruchung

Die Deflagration und Detonation einer Wasserstoff-Sauerstoff-Reaktion hängt hinsichtlich der Belastungsgrößen, wie Druckwellengeschwindigkeiten, Maximaldrücke und Deflagrationsstrecke, von verschiedenen Faktoren ab [1], unter anderem:

- Zusammensetzung des Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisches,
- Volumenanteil des Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisches im Verhältnis zum Gesamtvolumen weiterer im Rohr vorhandener inerte Gase,
- Betriebsdruck des Rohres,
- Temperatur des Gases bzw. deren Umhüllung,
- Turbulenzerzeugende Gegebenheiten wie die Rauigkeit der Rohroberfläche, Schweißnähte oder Rohrarmaturen (Flansche, Stutzen, Krümmer, Blenden).

Bei Variation der Zusammensetzung eines Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisches treten im Fall der stöchiometrischen Zusammensetzung ($2\text{H}_2 + \text{O}_2$) Detonationsgeschwindigkeiten von $v_{CJ} \approx 3000 \text{ m/s}$ auf [3]. Bei Absenkung des H_2 -Anteils auf 20 % ergeben sich beispielsweise $v_{CJ} \approx 1600 \text{ m/s}$ und bei Erhöhung auf 80 % H_2 $v_{CJ} \approx 3400 \text{ m/s}$. Die Untersuchungen von Eichert [3] beinhalten auch Aussagen zum Einfluss von Turbulenzen auf die Deflagrationsstrecke am Beispiel von Blenden und Spiralen. Kuznetsov hat in [23] für ein $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ -Gemisch den Einfluss des Betriebsdruckes bzw. des Rohrfülldruckes auf die Detonationsgeschwindigkeit v_{CJ} und den Chapman-Jouguet-Druck p_{CJ} experimentell und analytisch untersucht. Für

einen Fülldruck von $p_0 = 20$ bar sind zum Beispiel für den Chapman-Jouguet-Druck Werte von etwa $p_{CJ} = 400$ bar und für die Detonationsgeschwindigkeit Werte von etwa $v_{CJ} = 3000$ m/s angegeben. Bei einem Fülldruck von $p_0 = 50$ bar erhöhen sich diese auf $p_{CJ} \approx 1050$ bar und $v_{CJ} \approx 3050$ m/s und bei $p_0 = 70$ bar auf $p_{CJ} \approx 1500$ bar bzw. $v_{CJ} \approx 3060$ m/s.

Im Rahmen von Untersuchungen der BASF AG [24] zum Detonationsverhalten von H_2 - O_2 -Gemischen wurde das Verhältnis von Chapman-Jouguet-Druck zu Fülldruck p_{CJ}/p_0 in Abhängigkeit von der Wasserstoffkonzentration dargestellt. Unabhängig von der H_2 -Konzentration ergab sich näherungsweise ein Verhältnis von i. M. $p_{CJ}/p_0 = 15$.

2.3. Strukturmechanische Reaktion auf Detonationsbeanspruchung

Zur Beurteilung des elastischen Rohrverhaltens unter Detonationsbeanspruchung betrachtet Shepherd [25] ein einfaches Einfreiheitsgradsystem, bei dem ausschließlich die Radialkomponente der elastischen Rohrverformung unter Detonationsbeanspruchung Berücksichtigung findet. Die Periodendauer der Grundfrequenz radialer Schwingungen T wird dann verglichen mit der Dauer des Druckpulses τ . Für kurze Druckpulse von $\tau < T/4$ verhält sich die maximale radiale Auslenkung der Rohrwand proportional zum zeitlichen Integral des Druckverlaufs. Für Druckpulse $\tau > T$ ist die Auslenkung von der Belastungsgeschichte unabhängig und beträgt etwa das Doppelte der Auslenkung bei statischer Beanspruchung durch einen Druck gleicher Amplitude. Für Druckpulse $T/4 < \tau < T$ wird die Auslenkung durch das Konzept des so genannten dynamischen Lastfaktors DLF bestimmt. Grundlage dieser Betrachtungsweise ist der Quotient aus der dynamischen elastischen tangentialen Dehnungsamplitude $\varepsilon_{max,dyn}$ zur elastischen Dehnung ε_{stat} bei einem statischen Druck in Höhe des Maximaldrucks.

$$DLF = \frac{\varepsilon_{max,dyn}}{\varepsilon_{stat}} \quad (2.1)$$

Die statische Vergleichsdehnung berechnet sich dabei analytisch aus den elastischen Materialeigenschaften und den Rohrgeometriedaten.

Beltman und Shepherd [26] zeigen auf, dass die resonante Anregung bestimmter elastischer Wellentypen in der Rohrstruktur durch eine kritische Geschwindigkeit der Detonationswelle bestimmt wird. Dies führt zu einer maximalen Dehnungsamplitude im Rohr, die von der Detonationsgeschwindigkeit abhängt. Von besonderer Bedeutung ist die elastische Wellenausbreitungsgeschwindigkeit von Biege- und Scherwellen v_{c0} und v_{c1} . Für Detonationsgeschwindigkeiten von $v_{c0} < v_{CJ} < v_{c1}$ liegt eine überkritische Situation vor und der Lastfaktor (Gleichung (2.1)) wird maximal. Aus dieser Erkenntnis können Rückschlüsse auf eine kritische Mischung aus reaktionsfähigem Gas und einer Inertgaskomponente gezogen werden.

Beltman und Shepherd führen Detonationsversuche an Rohren aus austenitischem Stahl mit einer Mischung aus $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ und Argon durch, wobei das Verhältnis dieser zwei Komponenten variiert wurde, um unterschiedliche Detonationsgeschwindigkeiten zu erreichen. Diese Untersuchungen ergaben einen maximalen Lastfaktor bei einer Detonationsgeschwindigkeit von $v_{CJ} \approx v_{co}$. Beltman und Shepherd verifizieren ihre Untersuchungen mit numerischen und analytischen Methoden und finden eine gute Übereinstimmung.

Da sich solche Konzepte jedoch auf rein elastisches Rohrverhalten beschränken, können sie zwar als Grundlage für die rechnerische Auslegung von Rohrleitungen auf Detonationsbeanspruchung herangezogen werden, jedoch ist die Bewertung auslegungsüberschreitender Störfälle insbesondere bei hoher Verformungsfähigkeit des Rohrwerkstoffs nicht möglich.

Methoden zur Beurteilung des plastischen Verhaltens von duktilen Rohren unter detonativer Belastung werden z. B. in [27] vorgestellt. Den Ausführungen von Benham und Duffey [28] folgend, werden axiale Spannungskomponenten und Biegemomente vernachlässigt und die Bewegungsgleichung am Einfreiheitsgradsystem betrachtet. Die Fließkurve wird unelastisch-plastisch bzw. stückweise linear angenommen und die Dehnratenabhängigkeit des Materials über einen einfachen Ansatz nach Cowper und Symonds [29] berücksichtigt. Je nach Pulsform findet sich ein vereinfachter analytischer Zusammenhang zwischen maximaler plastischer Dehnung und dem aufgetragenen zeitlichen Druckverlauf in Abhängigkeit von Rohrgeometrie und Werkstoffeigenschaften.

Die vor allem für plastische Verformungen starke Abhängigkeit der Maximaldehnung druckwellenbelasteter Strukturen von der Pulsform findet in verschiedenen Literaturstellen in so genannten p - i -Diagrammen Berücksichtigung [30], [31], [32]. Kern dieser Betrachtungsweise ist die Darstellung von Isolinien kritischer Verformungen im Druck-Impuls (p - i) Diagramm. Der Druck $p = p_{max}$ ist hierbei die Amplitude der Pulsform und i das zeitliche Integral des Druckverlaufes. Abrahamson und Lindberg [30] entwickeln p - i -Kurven für rechteckige, dreieckige und exponentiell abklingende Pulsformen, die auf unterschiedliche Strukturen, wie Balken, Platten und Zylinder mit unelastisch-plastischem Materialverhalten einwirken. Sie schlagen eine Formulierung der p - i -Kurven nach einer hyperbolischen Beziehung vor. Eine Übersicht ähnlicher Ansätze wird in [33] vorgestellt.

Die Anwendung von p - i -Kurven speziell auf detonationsbelastete dünnwandige Rohre aus Kaltfließpressstahl unter Berücksichtigung des Dehnrateneffektes wird von Shepherd und Pintgen [27] präsentiert. Die Taylorwelle wird hierbei durch die Funktion

$$p(t) = p_{max} e^{-t/\tau} \quad (2.2)$$

approximiert, wobei p_{max} die Druckspitze und τ die Dauer des Druckpulses ist. Die Isolinien für unterschiedliche Tangentialdehnungen werden dann im p - i -Diagramm dargestellt (Bild 2.4).

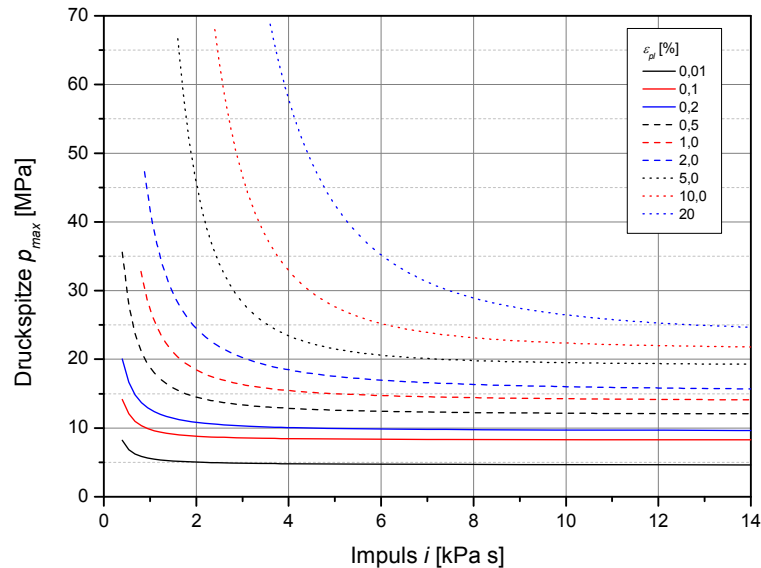


Bild 2.4: Druck-Impuls-Diagramm: Isolinien der Verformung bei verschiedenen Tangentialdehnungen nach [27]

Ein anderer Ansatz wird von Schildberg et al. in [34] vorgestellt und verwendet das Konzept des statischen Vergleichsdrucks. Mit Detonationsversuchen wird eine kritische bleibende Dehnung kurz vor dem Bruch ermittelt und mit einem statischen Vergleichsdruck ins Verhältnis gesetzt. Der statische Vergleichsdruck ist hierbei der Druck, der bei einem quasistatischen Berstversuch die gleiche plastische Dehnung hervorruft, wobei die unterschiedlichen Phasen einer Detonation und die daraus resultierenden Druckwellenprofile getrennt voneinander betrachtet werden. Der statische Vergleichsdruck wird bei dieser Betrachtungsweise um den Einfluss der Volumenzunahme infolge der Rohraufweitung korrigiert, wobei ein invers linearer Zusammenhang angenommen wird.

Numerische Methoden zur Beschreibung des Verbrennungsprozesses und deren Wechselwirkung mit der Rohrstruktur werden von verschiedenen Autoren vorgestellt. Kuznetsov et al. stellen in [35] eine eindimensionale numerische Berechnungsmethode vor und untersuchen Rohrleitungen aus austenitischem Stahl unter Einwirkung von Radiolysegasreaktionen. Die Strukturanalyse wird über einen linear elastischen Ansatz berücksichtigt, wobei die Druckwellenprofile aus vereinfachten Annahmen oder aus numerischen Berechnungen stammen. Bleibende Rohrverformungen werden nicht unterstellt.

Das auch in dieser Arbeit verwendete Analyseprogramm DET3D wird in [36] vorgestellt. DET3D löst die Eulergleichungen kompressibler Gase explizit über die Zeit. Die thermodynamischen Eigenschaften der einzelnen Gaskomponenten sind tabellarisch hinterlegt und

werden interpoliert. Weiterhin können Wärmeübertragung an die Struktur sowie Wärmeleitung berücksichtigt werden. DET3D ermöglicht es außerdem, Deflagrationsphase, Vorkompression und überkomprimierte Detonation zu berücksichtigen. Da DET3D jedoch ein äquidistantes kartesisches Netz verwendet, können keine bleibenden Rohrverformungen berücksichtigt werden.

In [37] werden Detonationsversuche mit Äthylen-Sauerstoffgemischen in dünnwandigen Rohren aus Baustahl vorgestellt und in Bezug auf das plastische Verhalten der Rohre sowohl mit einem Einfreiheitsgradsystem als auch mit einer Simulation mittels der Methode der Finiten Elemente bewertet. Es wird eine semi-empirische Formulierung zur Beschreibung der Druckwellenprofile sowohl im Bereich der stabilen Detonation als auch im Bereich der reflektierten Druckwelle vorgestellt und deren Parameter numerisch bzw. experimentell ermittelt. Die Dehnratenabhängigkeit des Materials wird über einen einfachen Ansatz nach Cowper und Symonds [29] berücksichtigt. Es wird keine Interaktion zwischen dem Gas und dem Rohr unterstellt.

Die Interaktion von Gas- und Strukturreaktion wird bei den allermeisten Ansätzen nicht berücksichtigt. Zwar wird in der Literatur auch von einer solchen Interaktion berichtet [38], [39], jedoch werden hierbei zur Modellierung des Explosivstoffes einfache Zustandsgleichungen verwendet. Mit Ansätzen dieser Art kann zwar die Ausbreitung von Druckwellen infolge einer Detonation und deren Wechselwirkung mit der Struktur berechnet werden, die komplexen Phänomene einer Gasexplosion in Rohrleitungen (Deflagration, überkomprimierte Detonation, etc.) können hiermit jedoch nicht abgebildet werden.

2.4. Werkstoffverhalten unter dynamischer Beanspruchung

2.4.1 Phänomenologische Modelle

Zur mathematischen Beschreibung des plastischen Materialverhaltens in Abhängigkeit von Dehnraten und Temperatur werden in der Literatur eine Vielzahl von Ansätzen vorgeschlagen und erfolgreich angewendet. Das Verfestigungsverhalten vieler metallischer Werkstoffe bei quasi-statischer Belastung folgt einem exponentiellen Verlauf. Eine der ältesten Beschreibungen dieser Art geht auf Ludwik [39] zurück:

$$\sigma = \sigma_0 + K\varepsilon^n, \quad (2.3)$$

wobei σ_0 die Referenzspannung (Streckgrenze), n einen Verfestigungsexponenten und K einen materialabhängigen Faktor beschreibt. Ähnliche Ansätze werden z. B. in Hollomon [41] und Swift [42] vorgeschlagen. Voce [43] verwendet einen Exponential-Ansatz:

$$\sigma = \sigma_s + (\sigma_0 - \sigma_s) e^{-\frac{\varepsilon}{c}}. \quad (2.4)$$

c ist eine Werkstoffkonstante. Die Spannung verläuft nach dieser Formulierung asymptotisch gegen die Sättigungsspannung σ_s .

Der Einfluss der Temperatur T auf die Fließkurve kann mit der Beziehung

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right)^m \right] \quad (2.5)$$

beschrieben werden [44], worin T_0 die Referenztemperatur ist, bei der die Referenzspannung σ_0 ermittelt wurde (meist Raumtemperatur) und T_m die Schmelztemperatur des Werkstoffs. Der Exponent m ist eine Materialkonstante.

Der Dehnrateneffekt wird in Kapitel 2.4.2 ausführlich diskutiert. Für den Einfluss der Belastungsgeschwindigkeit auf die Fließkurve schlägt Ludwik [39] eine Überhöhung der statischen Fließkurve nach folgender Beziehung vor:

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 + \alpha \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{a_1} \right) \right], \quad (2.6)$$

mit der Dehnrates $\dot{\varepsilon}$ und den Werkstoffkonstanten a_1 und α . σ_0 ist die statische Referenzspannung. Einen anderen phänomenologischen Ansatz verfolgen Cowper und Symonds über eine Skalierungsbeziehung und schlagen in [29] folgende Gleichung vor:

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 + \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{C} \right)^p \right]. \quad (2.7)$$

C und p sind hierin Werkstoffkonstanten. Dieses, auch als Overstress-Modell bekannte, Materialmodell wird aufgrund seiner einfachen Formulierung in vielen Finite-Element-Codes verwendet.

Johnson und Cook [12] beschreiben das Werkstoffverhalten in Abhängigkeit von Dehnung, Dehnrates und Temperatur unter Verwendung von Gleichung (2.3), (2.5) und (2.6) über multiplikative Terme:

$$\sigma = (A + B\varepsilon^n) \left(1 + C \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \left(1 - \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right)^m \right). \quad (2.8)$$

$\dot{\varepsilon}_0$ ist hierin eine Referenz-Dehnrates, die vereinfachend oft zu $\dot{\varepsilon}_0 = 1 \text{ s}^{-1}$ gesetzt wird. Für eine ganze Reihe metallischer Werkstoffe haben Johnson und Cook die Materialparameter A , B ,

C , n und m bestimmt [12]. Die Gleichung von Johnson und Cook ist bis heute ein sehr nützliches und erfolgversprechendes Werkzeug der Materialmodellierung und wird in modifizierter Form auch für Keramik eingesetzt [44]. Ein erheblicher Vorteil liegt in der einfachen Parameteridentifikation infolge der entkoppelten Terme.

2.4.2 Dynamik der Versetzungsbewegungen

Als Versetzung bezeichnet man in der Materialwissenschaft eine Gitterstörung eindimensionaler Ausdehnung in einem Kristall. Auf die Bedeutung von Versetzungen für die plastische Verformung wurde erstmals in [45] und [46] hingewiesen und auch in den Werken von Orowan [47], [48] wird ausführlich darüber berichtet. Jeder Kristall ist, abhängig von seiner Vorgeschichte, mehr oder weniger von Versetzungen durchzogen. Unter Einwirkung einer äußeren Kraft F wandern die Versetzungen in eine bestimmte Richtung, die durch den sogenannten Burgers-Vektor b bestimmt ist und verursachen eine plastische Verformung unter der Scherspannung τ (Bild 2.5).

$$F = \tau \cdot b \quad (2.9)$$

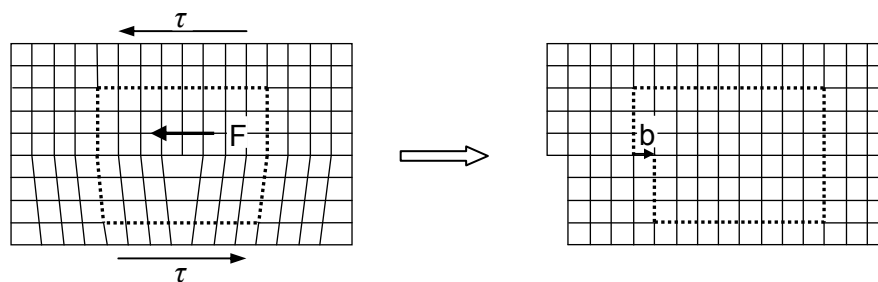


Bild 2.5: Durch Versetzungsbewegung hervorgerufene Verschiebung

Während im Einkristall die Versetzung entlang ausgezeichneter Gleitebenen in bevorzugte Gitterrichtungen läuft, werden bei Vielkristallen unterschiedliche Gleitsysteme innerhalb der Körner aktiviert, wobei zunächst günstig orientierte Körner gleiten. Durch die unterschiedliche Orientierung der Körner stellen Korngrenzen ein Hindernis für die Versetzungsbewegung dar. Die plastische Dehnung eines Vielkristalls kann aus der Summe der Gleitbewegungen der Versetzungen um einen bestimmten Betrag bestimmt werden:

$$\varepsilon = b N_m \frac{l}{M_T} \quad (2.10)$$

Hierin ist M_T ein mittlerer Orientierungsfaktor, auch Taylor-Faktor genannt, der bei kubisch flächenzentrierte Kristallstrukturen (kfz) 3,1 und bei kubisch raumzentrierte Kristallstrukturen (krz) 2,75 beträgt [44]. N_m ist die mobile Versetzungsdichte, also die Gesamtlänge aller Versetzungslinien pro Volumeneinheit, und l ist der mittlere Laufweg der Versetzungen.

Die Ableitung nach der Zeit führt auf die Dehnrates

$$\dot{\varepsilon} = bN_m \frac{v}{M_T}, \quad (2.11)$$

worin v die Versetzungsgeschwindigkeit ist.

Die Beweglichkeit von Versetzungen wird durch Hindernisse beeinflusst, die mit inneren Spannungsfeldern einher gehen. Solche Hindernisse können andere Versetzungen, Ausscheidungen, Fremdatome oder Korngrenzen sein. Je nach Reichweite der Hindernisse wird zwischen weitreichenden Spannungsfeldern, die mehrere tausend Atomabstände weit wirken, und kurzreichende Spannungsfelder, die nur lokal und wenige Atomabstände weit wirken, unterschieden [49].

Rosenfield und Hahn [50] unterscheiden vier Bereiche, in denen unterschiedliche Versetzungsmechanismen dominieren: einen athermischen, einen thermisch aktivierten und einen Dämpfungsbereich sowie einen Bereich der Zwillingsbildung (Bild 2.6). Campbell und Ferguson [51] greifen diese Definition auf, betrachten aber nur die Bereiche I, II und IV in der Spannungs-Dehnraten-Ebene bzw. in der Spannungs-Temperatur-Ebene.

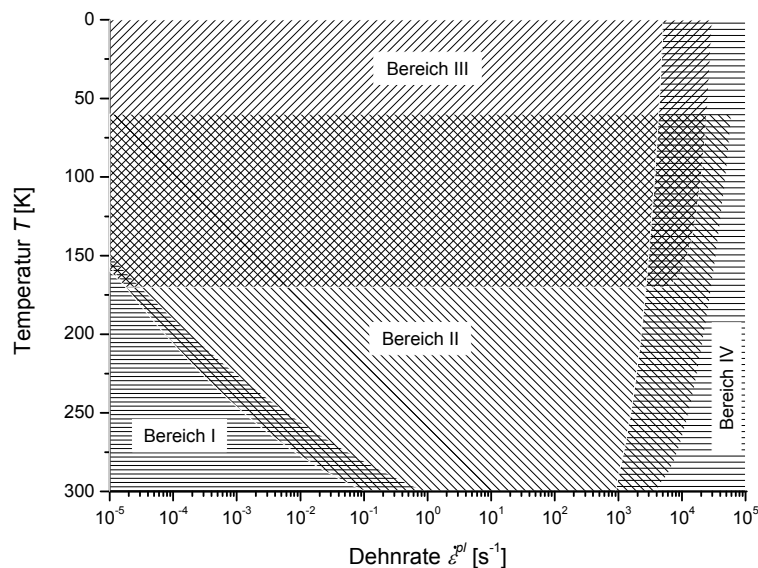


Bild 2.6: Abhängigkeit der Verformungsmechanismen von Temperatur und Dehnrates nach [50]

Der athermische Bereich

Im athermischen Bereich (Bereich I in Bild 2.6) wird die Versetzung durch weitreichende Spannungsfelder bestimmt. Hindernisse mit weit reichenden Spannungsfeldern werden von Korngröße, Ausscheidungen und Versetzungen beeinflusst. Die Fließspannung ist von Temperatur und Dehnrates weitgehend unabhängig. Sie folgt annähernd der gleichen Temperaturfunktion wie der Schubmodul G .

Die athermische Spannung setzt sich additiv aus mehreren Spannungsanteilen zusammen [52]:

$$\sigma_G = \sum_{i=1}^4 \Delta\sigma_i, \quad (2.12)$$

wobei der Index i auf unterschiedliche Verfestigungsmechanismen hindeutet:

- 1: Kaltverfestigung
- 2: Mischkristallverfestigung
- 3: Ausscheidungshärtung
- 4: Kornverfeinerung

Die *Kaltverfestigung* beruht darauf, dass die Versetzungsbewegung infolge gegenseitiger Anziehung bzw. Abstoßung behindert wird. Unbewegliche Versetzungen, Ausscheidungen oder Korngrenzen führen zudem zu einem Aufstauen der Versetzungen, was mit Spannungsfeldern einhergeht, die von außen überwunden werden müssen. Die *Mischkristallverfestigung* ist eine Folge einer Gitterverzerrung durch abweichende Atomdurchmesser zulegiertes Elemente oder angereicherter Fremdatome. Wenn sich Fremdatome zu einer Ausscheidung zusammenlagern, entsteht eine Versetzungsbehinderung beim Schneiden oder Umgehen dieser Ausscheidungen. Dies führt zur *Ausscheidungshärtung*. Je kleiner die Korngröße ist, desto mehr Korngrenzen bilden einen Widerstand gegen die Versetzungsbewegung. *Kornverfeinerung* liefert daher einen erheblichen Beitrag zur Festigungssteigerung [52].

Der thermisch aktivierte Bereich

Thermische Energie erhöht die Amplitude der Atomschwingungen. Diese Energie kann dazu beitragen, Hindernisse mit kurz reichenden Spannungsfeldern zu überwinden. Man spricht dann von thermisch aktivierten Verformungsprozessen (Bereich II in Bild 2.6). Das grundlegende kurz reichende Hindernis ist die so genannte Peierls-Nabarro-Spannung [53], [54]. Das ist die Spannung, die benötigt wird, um eine Versetzung in einem Einkristall mittlerer Orientierung zu bewegen [52].

Die Bedeutung der thermischen Energie (auch Aktivierungsenergie genannt) ist in Bild 2.7 schematisch veranschaulicht. Eine Versetzung legt die Strecke x zurück und muss dabei ein Hindernis überwinden. F^* ist die von der Temperatur T abhängige Kraft, die zur Überwindung des Hindernisses von außen aufgebracht werden muss. Bei einer Temperatur von $T_a = 0$ K ist F^* vollständig von außen aufzubringen. Bei einer endlichen Temperatur $T = T_i$ nimmt die zugehörige Kraft $F^*(T_i)$ ab, da für die Überwindung des Hindernisses zusätzlich die Aktivierungsenergie $\Delta G = \Delta G(T_i)$ (schraffierte Fläche) zur Verfügung steht. Bei einer bestimmten

Temperatur T_0 reicht die Aktivierungsenergie $\Delta G = \Delta G_0$ vollständig zur Überwindung des Hindernisses aus.

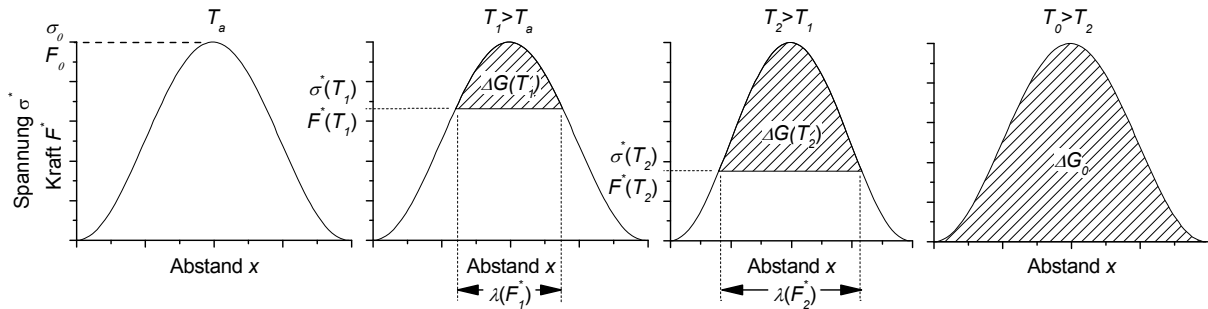


Bild 2.7: Kraft-Abstands-Kurve für die Überwindung eines Hindernisses bei unterschiedlichen Temperaturen

Die zur Überwindung des Hindernisses von außen aufzubringende Energie berechnet sich aus dem Integral der Hindernisbreite über der zu deren Überwindung von außen aufzubringenden Kraft F^* .

$$\Delta G_0 - \Delta G = \int_0^{F^*} \lambda(F) dF, \quad (2.13)$$

wobei λ die Hindernisbreite ist, beziehungsweise auf die Spannung bezogen:

$$\Delta G_0 - \Delta G = \frac{1}{M_T} \int_0^{\sigma^*} V(\sigma) d\sigma, \quad (2.14)$$

mit dem Aktivierungsvolumen $V = b\lambda$.

Die Atomschwingungen sind Schwankungen unterlegen, die statistisch verteilt sind. Die mittlere Frequenz dieser Schwingungen ist die so genannte Debye-Frequenz ω_D . Die Wahrscheinlichkeit P_H dass die Energie der Schwingung zur Überwindung des Hindernisses ausreicht ist gegeben durch das Verhältnis erfolgreicher Überwindungsversuche zu den insgesamt getätigten Anläufen und kann durch den Boltzmann-Faktor beschrieben werden

$$P_H = e^{-\frac{\Delta G}{k_B \cdot T}}. \quad (2.15)$$

Wie oft diese Überwindungsversuche pro Sekunde erfolgreich sind, ist durch die so genannte Sprungfrequenz Γ definiert. Der Kehrwert der Sprungfrequenz gibt die Wartezeit t_w an, die sich somit zu:

$$t_w = \frac{1}{\omega_D} e^{\frac{\Delta G}{k_B \cdot T}} \quad (2.16)$$

berechnet, worin k_B die Boltzmannkonstante ist. Anzumerken ist, dass sich die Gesamtzeit zwischen zwei Versetzungsbewegungen Δt additiv aus der Wartezeit t_w und der Laufzeit zwischen den Versetzungen t_r zusammensetzt. Wenn jedoch $t_w \gg t_r$ ist, kann t_r vernachlässigt werden, so dass $\Delta t \cong t_w$ ist. Mit $v = l/\Delta t$ führt Gleichung (2.11) und (2.16) auf

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 e^{\frac{\Delta G}{k_B \cdot T}} \quad \text{mit} \quad \dot{\epsilon}_0 = \omega_D b N_m \frac{l}{M_T} \quad (2.17)$$

und l = Abstand zwischen den Versetzungen, bzw. nach ΔG aufgelöst:

$$\Delta G = k_B T \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \quad (2.18)$$

Gleichung (2.18) verdeutlicht, dass die Aktivierungsenergie proportional mit der Temperatur zunimmt und mit steigender Dehnrates abnimmt. Daraus folgt mit Bezug auf Bild 2.7, dass die Fließspannung mit steigender Temperatur abnimmt und mit steigender Dehnrates zunimmt.

Bereich der Zwillingsbildung

Neben dem Versetzungsgleiten spielt für die plastische Verformung auch die mechanische Zwillingsbildung eine Rolle (Bereich III in Bild 2.6). Bei der Zwillingsbildung können unter Einwirkung einer Schubspannung zwei Kristallite gleicher Struktur mit festgelegter Orientierungsbeziehung verwachsen. Dies tritt besonders dann auf, wenn die Anzahl der Gleitmöglichkeiten gering ist (z. B. in Metallen mit hexagonaler Gitterstruktur) oder die Gleitung durch niedrige Temperaturen oder hohe Dehnrates behindert wird. Nach der Verformung durch Zwillingsbildung ist der verformte Teil das Spiegelbild des unverformten Teils des Kristalls.

Bereich der Dämpfungsmechanismen

Bei Dehnrates in einer Größenordnung von $\dot{\epsilon}_{pl} > 10^3 \text{ s}^{-1}$ (Bereich IV in Bild 2.6) nimmt der Einfluss der Dehnrates auf die Fließspannung deutlich zu. Campbell und Ferguson [51] haben beobachtet, dass ab diesen Dehnrates die von außen aufgebrachte Spannung den temperaturabhängigen zur Überwindung des Hindernisses erforderlichen Spannungsanteil übersteigt. Sie postulieren, dass dann die Wartezeit t_w gegenüber der Laufzeit t_r vernachlässigbar ist und die Versetzungsgeschwindigkeit v nur von Energiedissipation bestimmt wird. Unter der Annahme, dass die Dissipation von linear viskoser Natur ist, ergibt sie der entsprechende Spannungsanteil σ_v zu

$$\sigma_\eta = B \frac{v}{b}. \quad (2.19)$$

Hierin ist B eine Dämpfungskonstante. Ersatz von v durch Gleichung (2.11) führt auf

$$\sigma_\eta = B \frac{M_T}{b^2 N_m} \dot{\epsilon}, \quad (2.20)$$

beziehungsweise durch die Substitution $\eta = B \cdot M_T / (b^2 N_m)$

$$\sigma_\eta = \eta \dot{\epsilon}, \quad (2.21)$$

2.4.3 Physikalisch basierte Modelle

Die Fließspannung σ setzt sich aus der athermischen und der thermischen Komponente zusammen:

$$\sigma = \sigma_G + \sigma^*, \quad (2.22)$$

mit dem athermischen Spannungsanteil σ_G und dem thermischen Spannungsanteil σ^* .

Für die nicht-lineare Abhängigkeit zwischen Spannung und Aktivierungsenergie verwenden Kocks et al. [55] die Beziehung

$$\Delta G = \Delta G_0 \left[1 - \left(\frac{\sigma - \sigma_G}{\sigma_0 - \sigma_G} \right)^p \right]^q, \quad (2.23)$$

wobei p und q Werkstoffkonstanten sind, die die Form des Hindernisses beschreiben. Einsatz von Gleichung (2.18) und Auflösung nach σ führt auf den Zusammenhang zwischen Spannung, Temperatur und Dehnrates:

$$\sigma = \sigma_G + (\sigma_0 - \sigma_G) \left\{ 1 - \left[\frac{kT}{\Delta G_0} \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}} \right) \right]^{\frac{1}{q}} \right\}^{\frac{1}{p}}. \quad (2.24)$$

Zerilli und Armstrong [13] schlagen anstelle des Potenzansatzes eine Exponentialfunktion vor:

$$\sigma = \sigma_G + \frac{M_T \Delta G_0}{V_0} e^{-\beta T}, \quad \text{mit } \beta = \beta_0 - \beta_1 \ln \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right). \quad (2.25)$$

V_0 ist das Aktivierungsvolumen bei $T = 0$ K, β_0 und β_1 sind Werkstoffkonstanten. Aus der Literatur ist bekannt, dass die Fließspannung bei abnehmender Korngröße zunimmt. Zerilli und Armstrong führen eine Spannungskomponente ein, die diesen Umstand berücksichtigt:

$$\Delta\sigma = \frac{k}{\sqrt{d}}, \quad (2.26)$$

wobei k eine Werkstoffkonstante und d der Korndurchmesser ist. Da für krz-Metalle ΔV_0 konstant ist und für kfz-Metalle proportional zu $\varepsilon^{1/2}$, führt Gleichung (2.25) und (2.26) für krz-Metalle auf:

$$\sigma = \sigma_G + \frac{k}{\sqrt{d}} + c_1 e^{-c_3 T + c_4 T \ln \dot{\varepsilon}} + c_5 \varepsilon^n, \quad (2.27)$$

und für kfz-Metalle auf:

$$\sigma = \sigma_G + \frac{k}{\sqrt{d}} + c_2 \sqrt{\varepsilon} e^{-c_3 T + c_4 T \ln \dot{\varepsilon}}, \quad (2.28)$$

c_1 bis c_4 sind hierbei die aus Gleichung (2.25) abgeleiteten Parameter des Modells. Diese Formulierung ist in der Literatur als Zerilli-Armstrong-Modell bekannt [13].

2.4.4 Versagensmechanismen unter quasi-statischer Beanspruchung

In Bezug auf das Bruchverhalten metallischer Werkstoffe wird im Allgemeinen zwischen makroskopischen und mikroskopischen Verhalten unterschieden. Während makroskopische Brucharten anhand der auftretenden Verformung in *Sprödbbruch* und *Duktilbruch* unterteilt werden, werden mikroskopische Bruchmechanismen in Bezug auf die Bruchfläche in *Spaltbruch* und *Wabenbruch* gruppiert [56].

Spaltbrüche treten vor allem bei kubisch raumzentrierten Metallen, wie ferritische Metalle, auf. Dabei wird die Bruchneigung durch niedrige Temperaturen und hohe Dehnraten begünstigt. Die Rissausbreitung erfolgt i. d. R. entlang bestimmter metallografischer Ebenen, man spricht dann von einem transkristallinen Spaltbruch. Der Riss kann sich aber auch entlang der Korngrenzen ausbreiten, wenn diese durch Versprödung geschwächt sind (z. B. durch Verunreinigungen oder Ausscheidungen), der Bruch verläuft dann interkristallin.

Spaltbruchversagen findet in drei Phasen statt [56]:

- Mikrorissbildung
- Mikrorisswachstum durch das Korn
- Wachstum über die Korngrenze

Beim *Wabenbruch* ist durch die hohe plastische Verformungsfähigkeit des Werkstoffes eine deutlich höhere Energieaufnahme möglich. Ort und Zeitpunkt des Versagens werden von Temperatur, Belastungsbedingung, Spannungszustand und Mikrogefüge beeinflusst. Auch der Wabenbruch lässt sich in drei Phasen einteilen:

- Hohlraumbildung
- Hohlraumwachstum
- Hohlraumkoaleszenz

Hohlraumbildung

In fast allen metallischen Werkstoffen sind Einschlüsse enthalten, die als Verunreinigungen oder als Partikel einer zweiten Phase vorliegen (Oxide, Karbide, Saldide) [57]. Der Einfluss dieser Einschlüsse auf das Bruchverhalten ist geprägt von Form, Verteilung, Menge und vor allem durch die Härte dieser Einschlüsse. Auch die Kohäsion zu der umgebenden Matrix spielt eine entscheidende Rolle [57]. Sind die Einschlüsse deutlich härter als die umgebende Matrix (z. B. Karbide), kann es schon bei geringen plastischen Verformungen zu einer Hohlraumbildung kommen. Die Hohlräume entstehen dann entweder infolge von Dekohäsion, also der Ablösung der Matrix vom Einschluss [58] oder durch Bruch der Einschlüsse (Abhängig von Einschlussgröße und -form) [58], [59]. Weiche Einschlüsse, wie Mangansulfidausscheidungen oder Lamellengrafit, verformen sich hingegen zusammen mit der Matrix und tragen erst bei hohen plastischen Verformungen zur Hohlrauminitiierung bei [58].

Hohlraumwachstum

Bei Anstieg der äußeren Belastung wachsen die Hohlräume an. Wachstum und Volumen der Hohlräume werden von der plastischen Verformung, dem dadurch hervorgerufenen Spannungszustand und der Gestalt der an der Hohlraumbildung beteiligten Einschlüsse beeinflusst [60]. Besonders kritisch für das Hohlraumwachstum ist ein positiver mehrachsiger Spannungszustand mit $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3 > 0$, da die plastischen Dehnungen in alle drei Hauptrichtungen auftreten können [61].

Hohlraumkoaleszenz

Während beim Wachstum von Hohlräumen die Volumenzunahme gering ist, da sich primär die Gestalt der Hohlräume ändert, geht die Vereinigung benachbarter Hohlräume mit einem deutlichen Anstieg des Volumens einher. Man spricht dann von der Hohlraumkoaleszenz, die gleichzeitig das Ende des Hohlraumwachstums kennzeichnet und den Bruch einleitet. Nach [60] kann die Hohlraumkoaleszenz je nach Werkstoff und Werkstoffzustand grundlegend nach drei unterschiedlichen Mechanismen ablaufen (Bild 2.8):

- Koaleszenz durch lokale Einschnürung zwischen den Hohlräumen oder Zusammenwachsen benachbarter Hohlräume durch starke Plastifizierung,

- Abscherung von Werkstoffbrücken oder
- Bildung von Sekundärholräumen zwischen größeren Hohlräumen.

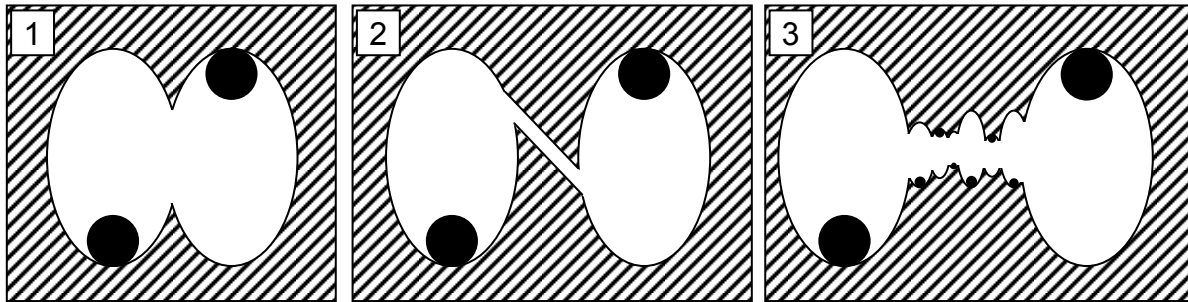


Bild 2.8: Mechanismen der Koaleszenz nach [60]

Am häufigsten tritt jedoch der Fall auf, dass die Hohlraumkoaleszenz durch Überlagerung verschiedener Mechanismen stattfindet [60].

Die Wachstumsgeschwindigkeit von Hohlräumen kann als Funktion des Spannungszustandes bestimmt werden. Im Hauptachsensystem gilt für die drei Invarianten des Cauchy'schen Spannungstensors [62]

$$I_1 = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3, \quad I_2 = \sigma_1\sigma_2 + \sigma_2\sigma_3 + \sigma_3\sigma_1, \quad I_3 = \sigma_1\sigma_2\sigma_3 \quad (2.29)$$

Beziehungswise für die Invarianten des Spannungsdeviators:

$$J_1 = 0, \quad J_2 = \frac{1}{6}[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2], \quad J_3 = \frac{2}{27}I_1^3 - \frac{1}{3}I_1I_2 + I_3 \quad (2.30)$$

Die von Mises Vergleichsspannung [63] ist in der Invariantendarstellung definiert als

$$\sigma_v = \sqrt{3J_2} \quad (2.31)$$

und die Mittelspannung als

$$\sigma_m = \frac{I_1}{3} \quad (2.32)$$

Die Spannungsmehrachsigkeit kann als Quotient aus Mittel- und Vergleichsspannung dargestellt werden:

$$q = -\frac{\sigma_m}{\sigma_v} \quad (2.33)$$

Der Spannungsmehrachsigkeitsquotient hat hiernach den Wert $q = 1/3$ bei einachsiger Zugbelastung, $q = -1/3$ bei einachsiger Druckbelastung und $q = 0$ bei reiner Scherbelastung. Für

die Beschreibung des Hohlraumwachstums gehen Rice und Tracey [64] von einer sphärischen Pore in einer ideal-plastischen inkompressiblen Matrix aus und formulieren eine analytisch geschlossene Lösung für die Wachstumsrate des Porenradius R_0 in Abhängigkeit vom Verhältnis der Mittelspannung zur Vergleichsspannung:

$$\frac{\dot{R}_0}{R_0 \dot{\epsilon}} = \frac{2}{3} e^{-\frac{5}{3}} \exp\left(-\frac{2}{3} q\right). \quad (2.34)$$

Einen ähnlichen Ansatz ging zuvor schon McClintock [65] an zylindrischen Hohlräumen mit elliptischem Querschnitt. Sein Modell berücksichtigte sowohl die Verfestigung des Werkstoffs als auch die Wechselwirkung der Hohlräume untereinander.

Die Modelle von Rice und Tracy bzw. McClintock gehen davon aus, dass es keine Wechselwirkung zwischen dem Werkstoffverhalten und dem Schädigungszustand gibt. Das Verhalten hohlraumbehafteter Strukturen wird also wie das ungeschädigte Material behandelt. Eine andere Gruppe von Modellen berücksichtigt die wechselseitige Beeinflussung von Werkstoffverhalten und -Schädigung in modifizierten Fließbedingungen [66].

Aufbauend auf den Arbeiten von Rice und Tracey betrachtet Gurson [67] eine sphärische Pore in einer sphärischen ideal plastischen Matrix und erweitert die Fließfunktion von von Mises um zwei additive Terme. Das Wachstum des Porenvolumens wird dadurch über eine skalare Schädigungsvariable f beschrieben, die in der Fließbedingung mit der ersten Invariante des Spannungstensors gekoppelt und als Hohlraumvolumenanteil bezogen auf das Gesamtvolumen definiert ist:

$$\Phi = \frac{3J_2}{\sigma_y^2} + 2f \cosh\left(\frac{I_1}{2\sigma_y}\right) - (1 + f^2) = 0, \quad (2.35)$$

wobei σ_y die Fließspannung ist. Übersteigt die Schädigungsentwicklung die Verfestigung, verringert sich die Fließfläche und führt zu Entfestigung.

Needleman und Tvergaard [68] haben beobachtet, dass das Modell von Gurson nur für Hohlraumvolumenanteile bis zu einem kritischen Wert f_c realistische Ergebnisse liefert und schlagen eine Modifizierung des Gurson-Modells vor. Sie ersetzen den Hohlraumvolumenanteil f durch eine stückweise stetige Funktion $f^* = f^*(f)$ und führen vier weitere Materialparameter q_1 , q_2 , q_3 und f_F ein:

$$\Phi = \frac{3J_2}{\sigma_y^2} + 2q_1 f^* \cosh\left(\frac{q_2 I_1}{2\sigma_y}\right) - (1 + q_3 f^{*2}) = 0. \quad (2.36)$$

Die Schädigungsvariable f^* ist hierbei definiert als

$$f^* = \begin{cases} f & f \leq f_c \\ f_c + \frac{1/q_1 - f_c}{f_F - f_c} (f - f_c) & f > f_c \end{cases} \quad (2.37)$$

f_F ist definiert als der Hohlraumvolumenanteil bei vollständigem Verlust der Spannungstragfähigkeit. Die Formulierung nach Gleichung (2.36) ist in der Literatur auch als GTN-Modell (Gurson-Tvergaard-Needleman) bekannt.

Zur Definition der Bruchdehnung ε_f schlagen Hancock und Mackenzie [69] einen invers proportionalen Zusammenhang zur Wachstumsrate nach Rice und Tracey (Gleichung (2.34)) vor und fügen einen Summanden ε_N zur Berücksichtigung der Dehnung bei Entstehung des ersten Hohlraumes hinzu:

$$\varepsilon_f = \varepsilon_N + \alpha \exp\left(\frac{2}{3}q\right). \quad (2.38)$$

Der aus Gleichung (2.38) folgende Zusammenhang zwischen der Spannungsmehrachsigkeit q und der Bruchdehnung ε_f kann in so genannten Schädigungskurven dargestellt werden (Bild 2.9). Der kritische Schädigungszustand wird bei allen Belastungszuständen oberhalb dieser Kurve erreicht. Als Bruchdehnung wird hierbei die plastische Vergleichsdehnung bei erstem Zusammenwachsen von Hohlräumen verstanden. Dieser Zustand wird auch als Rissinitiierung bezeichnet [66]. Nach dieser Formulierung können hohe Bruchdehnungen nur bei geringen Mehrachsigkeiten beobachtet werden. Da die Formulierung der Schädigungskurve aus der Theorie der Hohlraumkoaleszenz abgeleitet wurde, ist sie nur für Belastungsgeschichten mit nahezu konstanter Spannungsmehrachsigkeit gültig. Nicht konstante Spannungsmehrachsigkeiten können u. a. dann auftreten, wenn nachfolgend unterschiedliche Belastungen aufgebracht werden oder wenn scharfe Kerben sich während der Belastung abrunden [66].

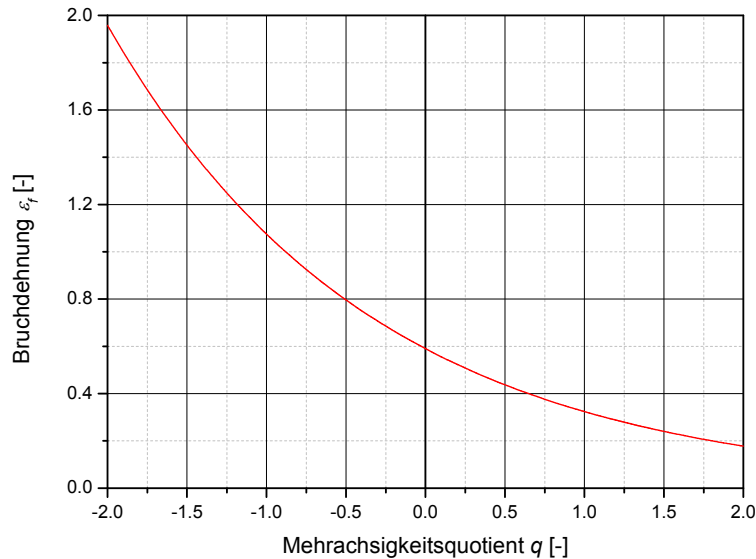


Bild 2.9: Abhängigkeit der Bruchdehnung von der Spannungsmehrachsigkeit (schematisch)

Clausing [70] hat den Einfluss des Dehnungszustandes auf die Duktilität von sieben metallischen Werkstoffen experimentell untersucht und ist zu der Erkenntnis gekommen, dass die Bruchdehnung im ebenen Verzerrungszustand teilweise erheblich unter der Bruchdehnung im axialsymmetrischen Spannungszustand liegen kann. Ähnliche Untersuchungen führen zu der gleichen Erkenntnis [71], [72]. In jüngerer Zeit ist diese Beobachtung wieder vermehrt Gegenstand vieler Forschungsaktivitäten geworden. Zur Beschreibung dieser Werkstoffei-genschaft wird hierbei der so genannte Lode-Winkel Θ herangezogen [73], welcher die Nei-gung eines Spannungspunktes in der Deviatorebene angibt. Nayak und Zienkiewicz [74] beschreiben den Lode-Winkel als Funktion der zweiten und dritten Invariante des Spannungsdeviators:

$$\cos(3\Theta) = \left(\frac{r}{\sigma_v}\right)^3 \quad \text{mit} \quad r = \left(\frac{27}{2} J_3\right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.39)$$

Dieser Ausdruck wird in der Literatur auch als Lode-Parameter L bezeichnet. Der Lode-Parameter nimmt nach dieser Formulierung Werte zwischen $L = -1$ unter axialsymmetrischer Druckbelastung und $L = 1$ unter axialsymmetrischer Zugbelastung an und hat im ebenen Verzerrungszustand den Wert $L = 0$.

Wierzbicki et al. [75] stellen mit Verweis auf [76] ein Kriterium für die Bruchdehnung ε_f in Ab-hängigkeit von Spannungsmehrachsigkeit und dem Lode-Parameter auf:

$$\varepsilon_f = C_1 e^{C_2 q} - (C_1 e^{C_2 q} - C_3 e^{C_4 q}) (1 - L^m)^n \quad \text{mit} \quad m = \left[\frac{1}{2n} + \frac{1}{2} \right] \quad (2.40)$$

Nach dieser Formulierung ist die Schädigungskurve (Bild 2.9) abhängig vom Lode-Parameter. Eine untere Grenzkurve für die Bruchdehnung ε_f in Abhängigkeit von der Spannungsmehrachsigkeit q wird hierbei beschrieben durch den Ausdruck:

$$\varepsilon_f^{ps} = C_3 e^{-C_4 q}, \quad (2.41)$$

wobei der Index ps auf den ebenen Verzerrungszustand hinweist. Die obere Grenzschädigungskurve wird definiert durch den Ausdruck:

$$\varepsilon_f^{ax} = C_1 e^{-C_2 q}, \quad (2.42)$$

wobei der Index ax auf axialsymmetrische Belastung hinweist. C_1 bis C_4 sind Werkstoffkonstanten. Werte zwischen $-1 < L < 1$ werden unter Berücksichtigung des Verfestigungsexponenten n elliptisch interpoliert, wobei m die nächste gerade Ganzzahl von $1/n$ ist. Bei dieser Formulierung verläuft die Versagensgrenze symmetrisch, also unter axialsymmetrischen Zug und unter axialsymmetrischen Druck identisch (Bild 2.10).

Aufbauend darauf stellen Bai und Wierzbicki [77] ein Modell vor, dass die Wechselwirkung von Material- und Schädigungsverhalten in einer Fließfunktion berücksichtigt.

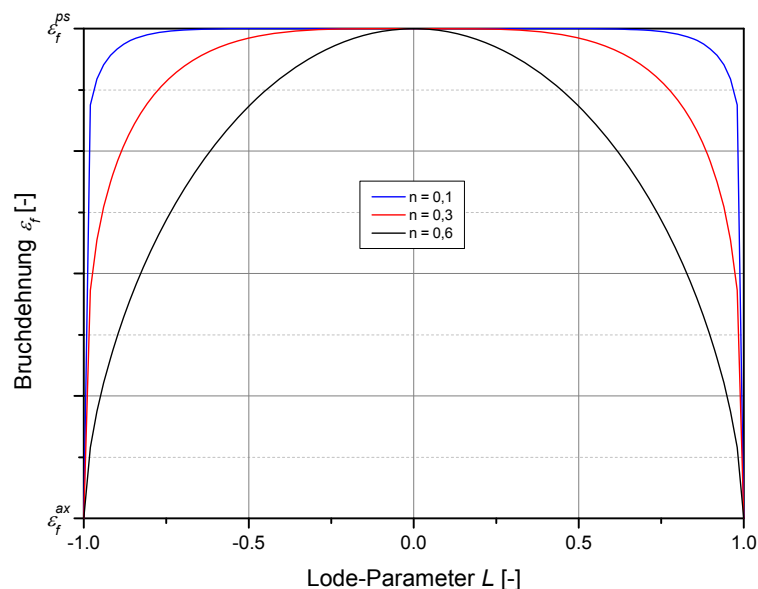


Bild 2.10: Abhängigkeit der Versagensgrenze vom Lode-Parameter

2.4.5 Versagensmechanismen unter dynamischer Beanspruchung

Mit zunehmender Belastungsgeschwindigkeit sind für das Hohlraumwachstum zusätzliche Effekte zu berücksichtigen: Die Geschwindigkeit des Hohlraumwachstums nimmt aufgrund der thermischen Entfestigung infolge des adiabatischen Charakters des Umformprozesses

zu. Der spannungserhöhende Einfluss der dynamischen Kerbwirkung führt zudem zu einer höheren Spannungskonzentration an den Hohlräumen. Neben thermischer Entfestigung und Dehnratenverfestigung spielen aber auch Trägheitseffekte eine zentrale Rolle.

Die ersten Ansätze zur Beschreibung des Hohlraumwachstums unter Berücksichtigung der Massenträgheit gehen auf die Arbeiten von Carroll und Holt [78] zurück. Basis dieser Modelle ist die Betrachtung eines sphärischen Hohlraums in einer sphärischen Matrix. Das Modell von Carroll und Holt geht von isotropen, homogenen, inkompressiblen und ideal plastischen Bedingungen für das Matrixmaterial aus. Thermische Entfestigung wird vernachlässigt. Das Modell ist in seinem Ursprung für den Kollaps von Hohlräumen unter Druckbeanspruchung entwickelt worden. Cortes [79] erweitert dieses Modell um den Einfluss aus Verfestigung, Dehnratenabhängigkeit und thermischer Entfestigung und wendet sein Modell auf Hohlraumwachstum an. Andere Arbeiten dieser Art [80], [81], [82], [83] konnten den verzögernden Effekt der Massenträgheit auf das Hohlraumwachstum bestätigen.

Johnson und Cook [12] wählen einen semi-empirischen Ansatz zur Beschreibung der Schädigungskurve. Dazu ziehen sie die Formulierung von Hancock und Mackenzie (Gleichung (2.38)) heran und beschreiben den Einfluss von Temperatur und Dehnrade über zwei zusätzliche multiplikative Terme:

$$\varepsilon_f = [D_1 + D_2 e^{-D_3}] \cdot (1 + D_4 \ln \dot{\varepsilon}) \cdot \left[1 + D_5 \left(\frac{T}{T_m} \right) \right]. \quad (2.43)$$

D_1 bis D_5 sind hierbei Werkstoffkonstanten. Die lokale Bruchdehnung nimmt nach dieser Formulierung bei positiven Werten von D_4 mit zunehmender Dehnrade zu. Zur Abhängigkeit der Bruchdehnung von der Dehnrade gibt es in der Literatur unterschiedliche Meinungen. Brodmann [84] ist der Auffassung, dass die von Johnson und Cook beobachtete Zunahme der Bruchdehnung bei steigender Dehnrade auf die Verwendung schwach gekerbter Proben zurückzuführen ist. Singh et al. [85] postulieren, dass die plastische Arbeit bei konstanter Mehrachsigkeit annähernd konstant ist und schlagen eine invers proportionale Abhängigkeit des Parameters D_4 vom dehnratenabhängigen Parameter C im Johnson-Cook-Materialmodell (Gleichung (2.8)) vor: $D_4 = -C$. Emde [86] stellt mit Verweis auf [87] hingegen fest, dass die Bruchdehnung von der Gitterstruktur abhängt und in kubisch flächenzentrierten Metallen mit steigender Dehnrade zunimmt während sie in kubisch raumzentrierten Metallen abnimmt.

Für duktile Werkstoffe unter dynamischer Beanspruchung sind auf makromechanischer Ebene insbesondere Lokalisierungsmechanismen durch Instabilitäten zu beobachten. Besonders für die in dieser Arbeit relevanten Vorgänge, dynamisch aufweitender Ringe oder Zylinder

sind im Wesentlichen zwei Lokalisierungsarten bekannt: Die *Einschnürung* und die Ausbildung so genannter *adiabatischer Scherbänder* infolge lokalisierter thermischer Entfestigung. Aufgrund von Trägheitseffekten können diese Instabilitäten an mehreren Tangentialpositionen gleichzeitig auftreten und eine mehrfache Fragmentierung des Bauteils in Umfangsrichtung einleiten.

Die ersten Analysen zum Phänomen mehrfacher Einschnürungen haben ihren Ursprung in den Untersuchungen von Mott [88]. Mott betrachtet einen zylindrischen Ring unter Detonationsbeanspruchung und nimmt dabei ideal plastische Bedingungen an (unelastisch-plastisch). Seine Theorie geht zunächst von einer statistischen Verteilung der lokalen Bruchdehnung im Material aus. Die Wahrscheinlichkeit P_f einer Bruchentstehung bei einer Erhöhung der Dehnung von ε nach $\varepsilon + d\varepsilon$ steigt gemäß der Beziehung

$$\frac{dP_f}{d\varepsilon} = (1 - P_f) C e^{\gamma\varepsilon}, \quad (2.44)$$

mit den Konstanten C und γ , so dass sich

$$P_f = 1 - e^{-\frac{C}{\gamma} e^{\gamma\varepsilon}} \quad (2.45)$$

ergibt. Weiterhin zeigt Mott, dass sich die mittlere Bruchdehnung ε_f aus dem Zusammenhang

$$\varepsilon_f = \frac{1}{\gamma} \left[\log \frac{\gamma}{C} \gamma_e \right] \quad (2.46)$$

ergibt, worin $\gamma_e = 0,5772$ die Euler-Mascheroni-Konstante ist.

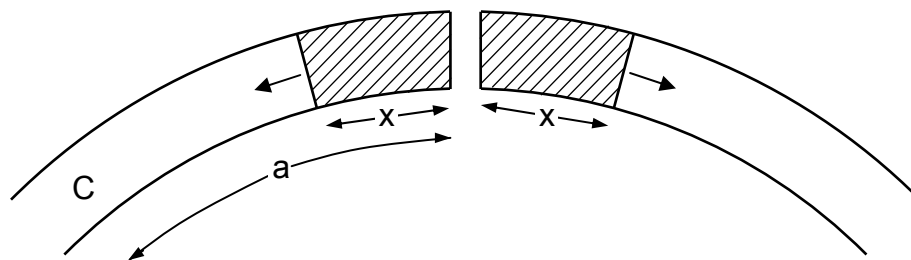


Bild 2.11: Ausbreitung von Entlastungswellen nach einem Bruch nach [88]

Das zweite zentrale Element von Motts Theorie ist die Annahme, dass beim Bruch Spannungswellen in Umfangsrichtung propagieren und infolge dessen ein Bereich x um den Bruch entlastet wird. Diese Spannungswellen werden in der Literatur auch als Mott-Wellen oder Entlastungswellen bezeichnet. In der Entlastungszone kann die Entwicklung weiterer Bruchbildung ausgeschlossen werden. Im restlichen Material ist eine Zunahme der Dehnung möglich, bis sich ein weiterer Bruch an anderer Stelle einstellt. Die Ausbildung mehrerer

Fragmente kann als Art Konkurrenzbestreben zwischen der Ausbreitung der Entlastungswellen in Umfangsrichtung und des Fortschreitens der Aufweitung betrachtet werden. Die Radialgeschwindigkeit v_r des spannungsfreien Segments relativ zu einem beliebigen Punkt C außerhalb der spannungsfreien Zone berechnet sich aus der Dehnrates zum Zeitpunkt des Bruchs und der Position des Punktes C relativ zum Bruch (Bild 2.11):

$$v_r = \dot{\epsilon}(a - x) \quad \text{mit} \quad \dot{\epsilon} = \frac{v}{r}, \quad (2.47)$$

wobei v die radiale Aufweitungsgeschwindigkeit, r der Radius kurz vor Bruch ist und a der Abstand des Punktes C von der Bruchstelle. Die Anwendung des 2. Newton'schen Axioms $F = m \cdot a$ und Substitution der Masse m durch die Dichte des Materials $\rho = m/(A \cdot x)$ führt auf die Bruchspannung $\sigma_f = F/A$ (F : Kraft, A : Fläche)

$$\sigma_f = -\rho x \frac{dv_x}{dt}. \quad (2.48)$$

Unter Verwendung von Gleichung (2.47) und der Annahme, dass $\dot{\epsilon}$ konstant ist, führt die Differentiation von Gleichung (2.48) auf die Länge des spannungsfreien Bereiches x zu einem Zeitpunkt t oder anders ausgedrückt, die Position der Entlastungswelle

$$x(t) = \sqrt{t \frac{2\sigma_f}{\rho \dot{\epsilon}}}. \quad (2.49)$$

Aus Gleichung (2.44) für die Bruchentstehung und Gleichung (2.49) für die Fortpflanzung der Mott-Wellen bestimmt Mott probabilistisch die Anzahl der Bruchstücke und deren Verteilung in Umfangsrichtung. Die mittlere Fragmentlänge x_0 ermittelt Mott gemäß der Beziehung

$$x_0 = \sqrt{\frac{2\sigma_f}{\rho \dot{\epsilon}^2 \gamma}} \quad (2.50)$$

und durch ein graphisches Verfahren dessen statistische Verteilung um diesen Wert.

Grady nutzt in [89] statistische und physikalische Ansätze zur analytischen Beschreibung der Fragmentlängenverteilung und zeigt, dass diese Verteilung der Funktion

$$f(x) = \frac{\beta^2}{4} \frac{1}{x} \left(\frac{x}{x_0} \right) e^{\frac{1}{4} \left(\frac{x}{x_0} \right)^3} \int_0^1 (1-y^2) e^{-\frac{3}{4} \left(\frac{x}{x_0} \right)^3 y^2} dy, \quad \text{mit} \quad \beta = 3\Gamma\left(\frac{2}{3}\right) \quad (2.51)$$

folgt, wobei Γ die Gammafunktion ist. Zur ausführlichen Herleitung dieser Gleichung sei hier auf die Literaturstelle verwiesen. In Bild 2.12 ist die Verteilungskurve der Mott-Theorie und zum Vergleich die analytische Lösung nach Grady dargestellt.

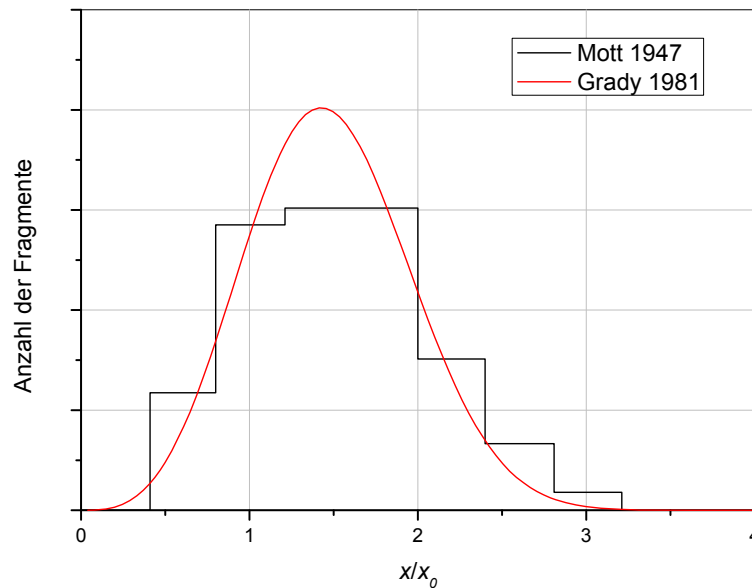


Bild 2.12: Vergleich von analytischer und grafischer Methode zur Berechnung der Fragmentlängenverteilung nach [92]

Kipp und Grady [90], [91] bzw. Grady und Olsen [92] erweitern den Ansatz von Mott um den Einfluss der Energiedissipation während der Bruchentstehung und die dadurch hervorgerufene Verzögerung des Bruchvorgangs. Das zentrale Element dieser Betrachtung ist die Rissöffnungsverschiebung y , die von $y = 0$ bis zu einem kritischen Wert $y = y_c$ verläuft. Während der Rissöffnung wird ein linearer Spannungsabfall von der Hohlräumstehung bis hin zur Koaleszenz der Hohlräume unterstellt. Andere, nichtlineare Formen werden in [91] diskutiert. Das Integral der Spannungs-Rissöffnungs-Beziehung ergibt die Energiedissipation D :

$$D = \frac{\sigma_y y_c}{2}. \quad (2.52)$$

Unter Berücksichtigung des zeitlichen Verlaufs der Energiedissipation zeigen Grady et al., dass die Entlastungswelle in Abweichung zu Motts Theorie, Gleichung (2.49), eine Strecke von

$$x(t) = \frac{\sigma_y^2}{12\rho D} t^2 \quad (2.53)$$

zurücklegt, während die Rissöffnung $0 < y < y_c$ gemäß der Beziehung

$$y(t) = \frac{\dot{\epsilon} \sigma_y^2}{36\rho D} t^3. \quad (2.54)$$

voranschreitet. Auflösung von Gleichung (2.54) nach t und Einsatz von y_c führt auf die zur vollständigen Rissöffnung benötigte Zeit. Einsatz dieser Zeit in die Bewegungsgleichung der

Entlastungswelle (2.53) führt auf die Position der Entlastungswelle bei vollständigem Bruch x_0 . Die mittlere Fragmentlänge ergibt sich dann aus $x_0 = 2x_c$:

$$x_0 = 3 \sqrt[3]{\frac{24D}{\rho \dot{\epsilon}^2}}, \quad (2.55)$$

im Vergleich zu Motts Theorie, Gleichung (2.50).

Neben den statistischen Ansätzen werden in der Literatur zur Beschreibung der beginnenden Mehrfacheinschnürung auch so genannte Störungsmodelle verwendet [93], [94], [95]. Auf Basis von Massen- Impuls- und Energiebilanz, der konstitutiven Werkstoffbeziehung sowie den Anfangsrandwertbedingungen wird hierbei die homogene Grundlösung des Problems gesucht, d. h. die ideale Lösung unter Vernachlässigung von Lokalisierungseffekten [95]. Im nächsten Schritt wird diese Lösung mit einer periodischen Störung überlagert. Die Gleichungen werden dann über die entsprechende Störung von Geschwindigkeit, Beschleunigung, Dehnrate, Temperatur, Dehnung und Spannung linearisiert. Eine weitere Bedingung ist die Inkompressibilität des Materials. Gesucht wird nun die Wachstumsrate η , d. h. die zeitliche Entwicklung der gestörten Größe über die Wellenzahl ξ der Störung. Die Wellenzahl, bei der die Wachstumsrate ein Maximum annimmt, definiert den kritischen Mode [96]. Bild 2.13 zeigt schematisch, dass langwellige Moden (kleine Wellenzahlen) durch Trägheitseffekte abgeschwächt werden, während im quasistatischen Fall die maximale Wachstumsrate bei einer Wellenzahl von $\xi = 0$ erreicht wird. Die Dämpfung von kurzwelligen Moden $\xi > \xi_{max}$ kann auf den Einfluss der Mehrachsigkeit zurück geführt werden [96]. Der anfängliche Abstand der Einschnürungen ergibt sich aus der Beziehung

$$x_0 = 2\pi\xi_{max} \quad (2.56)$$

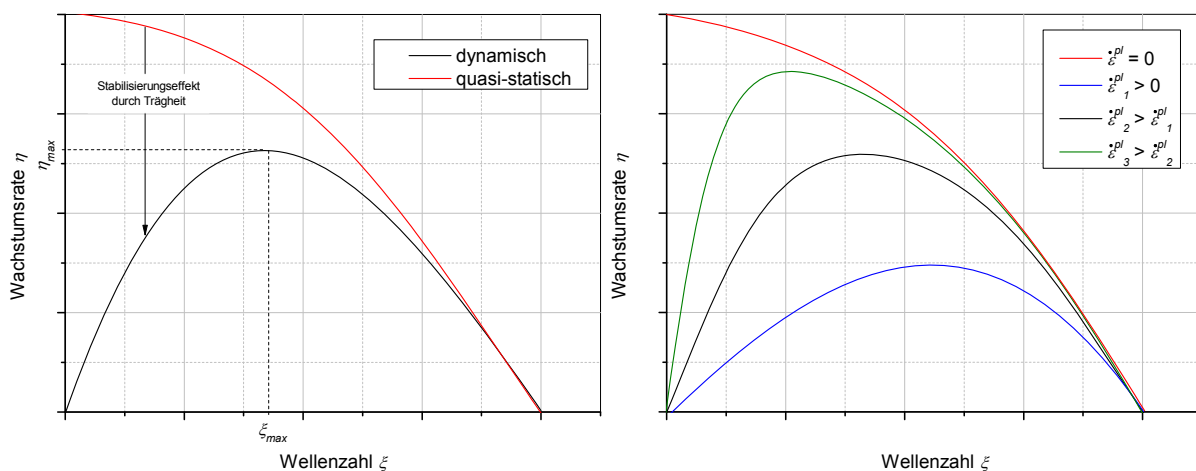


Bild 2.13: Wachstumsrate in Abhängigkeit von der Wellenzahl nach [96] (schematisiert) Links: Stabilisierungseffekt der Trägheit. Rechts: Einfluss der Dehnrate auf die maximale Wachstumsrate und die maximale Wellenzahl

Neben dem Auftreten mehrerer Einschnürungen ist bei duktilen Werkstoffen unter bestimmten Voraussetzungen die Ausbildung mehrerer *adiabatischer Scherbänder* (ASB) zu beobachten. ASB sind sehr schmale Zonen, in denen es zu intensiv lokalisierten Scherdeformationen kommt. Zurückzuführen ist diese Lokalisierung auf die Umwandlung eines erheblichen Teils der Formänderungsarbeit in Wärme. Da der Vorgang bei hoher Belastungsgeschwindigkeit weitgehend adiabat abläuft, d. h. die Zeit für eine Diffusion der Wärme nicht ausreicht, kommt es zu einer thermischen Entfestigung welche schließlich die Kaltverfestigung überschreitet [97]. Die Ausbildung von ASB kann auf ähnliche Art und Weise wie die Bildung von Mehrfacheinschnürungen beschrieben werden, weshalb in der Literatur ähnliche Ansätze verwendet werden. Der wesentliche Unterschied ist, dass die geometrische Entfestigung infolge des Querschnittsverlustes bei ASB keine maßgebende Rolle spielt [96]. Numerische Berechnungen von Wright und Walter [98] haben ergeben, dass die kritische Dehnung, bei der es zu Scherlokalisierung kommt, von der Dehnrates abhängt. Mit zunehmender Dehnrates nimmt diese kritische Dehnung bis zu einem Minimum ab. Ist dieses Minimum erreicht, nimmt die kritische Dehnung infolge von Trägheitseffekten wieder zu (Bild 2.14). Wegen der Wärmediffusion ist zudem eine Mindestdehnrates zur Ausbildung von ASB erforderlich [99].

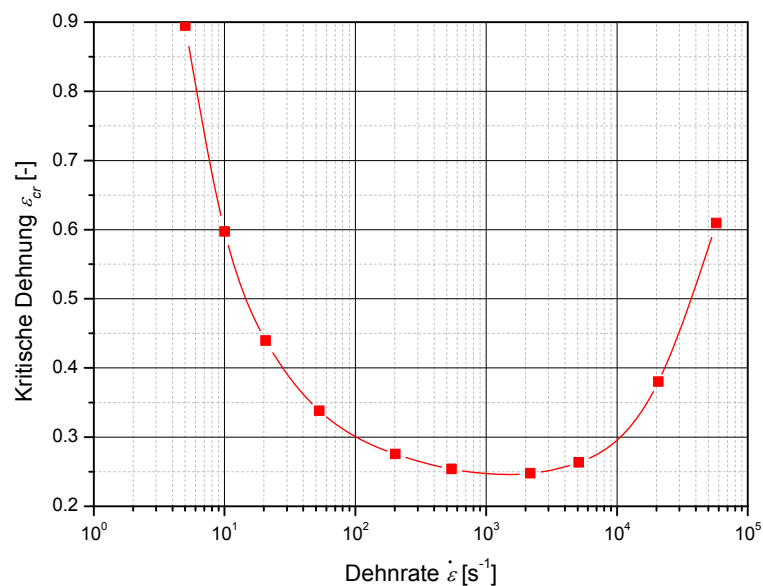


Bild 2.14: Kritische Dehnung in Abhängigkeit der der Dehnrates nach [98]

Grady und Klipp [100] treffen die vereinfachte Annahme, dass sich das Scherband senkrecht zur Tangentialrichtung ausbildet und berechnen dann unter Berücksichtigung der Impulsausbreitung in Anlehnung an [90] die Zeit t_c , die benötigt wird, um das Scherband vollständig auszubilden. Wie auch in [90] wird dann die Länge des spannungsfreien Bereiches, d. h. die Position der Mott-Wellen, zu diesem Zeitpunkt t_c und daraus die Fragmentlänge x_0 berechnet. Die Zeit $t_c = t_c(a)$ ist eine Funktion der Scherbandbreite a . Durch Minimierung dieser Funktion erhalten Grady und Kipp eine optimale Scherbandbreite a_0 , bei der t_c ein Minimum

annimmt. Bei Scherbandbreiten von $a < a_0$ kann die Wärme in Bereiche außerhalb des Scherbands diffundieren, so dass die Zeit zur vollständigen Ausbildung des Scherbandes zunimmt. Bei Scherbandbreiten von $a > a_0$ dominieren Trägheitseffekte der benachbarten spannungsfreien Zonen, was ebenfalls zu einer Verzögerung der Scherbandbildung führt. Unter Berücksichtigung von $t_c = t_c(a_0)$ berechnen Grady und Kipp die Fragmentlänge zu

$$x_0 = 4 \sqrt[4]{\frac{9c_p \kappa}{\sigma_y \alpha^2 \dot{\epsilon}^3}}, \quad (2.57)$$

wobei α ein thermischer Entfestigungskoeffizient ist, welcher sich aus dem Materialgesetz ergibt (vgl. auch Gleichung (2.58)). ρ ist die Dichte, c_p die spezifische Wärmekapazität und κ die Wärmeleitfähigkeit.

Eine zweite Gruppe von Modellen, basiert wie auch zur Beschreibung der Mehrfacheinschnürung, auf der Störungstheorie. Wright und Ockendon [99] bzw. Wright [101] ermitteln zunächst auf Basis der Impuls- und Energiegleichung sowie der Fließbedingung des Materials die homogene Grundlösung. Zur Beschreibung von materiellen und geometrischen Imperfektionen überlagern sie dann kleine periodische Störungen auf Spannung, Dehnrate und Temperatur.

Der Einfluss der Temperatur wird über einen linearen Term und der Geschwindigkeitseinfluss über einen Potenzansatz beschrieben:

$$\sigma = \sigma_0 (1 - \alpha \Delta T) \left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^m, \quad (2.58)$$

wobei σ_0 die statische isotherme Referenzspannung ist. m ist eine Werkstoffkonstante zur Beschreibung der Dehnratsensitivität und $\dot{\epsilon}_0$ die Referenzdehnrate. α ist der thermische Entfestigungskoeffizient, der nach [102] zu $\alpha = 1(T_m - T_0)$ angenommen werden kann. $\Delta T = T - T_0$ ist die Differenz zur Initialtemperatur. Wright und Ockendon zeigen auf, dass die Störgrößen für Spannung und Dehnrate als Funktion der Temperaturstörung dargestellt werden kann. Die Störung der Temperatur lässt sich dann als Funktion seiner Fourierkomponenten darstellen. Bei gegebener Dehnrate variiert die Wachstumsrate für verschiedene Fourierkomponenten der Störung. Die Wellenlänge mit der größten Wachstumsrate dominiert und führt letztlich zur beginnenden Ausbildung eines Scherbandes. Die Maximale Anzahl möglicher Scherbänder über eine bestimmte Probenlänge ist begrenzt durch die maximale Anzahl der Fourierkomponenten, die wachsen können [102]. Hierüber leiten Wright und Ockendon den Abstand der Scherbänder ab, der sich zu

$$x_0 = 4 \sqrt[4]{\frac{m^3 c_p \kappa}{\sigma_y \alpha^2 \dot{\epsilon}^3}}, \quad (2.59)$$

ergibt. Ein ähnlicher Ansatz wird auch von Molinari [103] vorgestellt. Die Mindestdehnrate, unterhalb der keine Scherlokalisierung auftritt, schätzt Wright [101] ab zu:

$$\dot{\epsilon}_0 = \frac{4\pi m \kappa}{\alpha l_0^2 \sigma_y}, \quad (2.60)$$

Zhou et al. [102] vergleichen die nach Gleichung (2.57) und nach Gleichung (2.59) bestimmten Scherbandabstand mit experimentellen Daten und finden heraus, dass der Ansatz nach Wright im Frühstadium der Scherbandbildung und der Ansatz von Grady und Klipp bei vollständiger Ausbildung der Scherbänder gute Ergebnisse erzielen. Dies ist auf den verzögernd wirkenden Einfluss der Wärmediffusion zurückzuführen. Die auf der Störungstheorie basierenden Ansätze ohne Berücksichtigung von Wärmediffusion liefern also einen unteren Grenzwert des Scherbandabstands bzw. einen oberen Grenzwert für die Anzahl der Bruchstücke [101], [102].

3. ZUGRUNDE LIEGENDE ROHRDETONATIONSVERSUCHE

3.1. Übersicht

Stadtmüller und Offermanns haben in [1] Rohrdetonationsversuche durchgeführt, die in dieser Arbeit durch weitere Versuche mit anderen Rohrgeometriedaten ergänzt und weiterführend ausgewertet wurden.

Das Untersuchungsprogramm in [1] befasste sich primär mit Gasreaktionen in Rohren, die hinsichtlich Abmessungen und Werkstoff denen von Deckelsprühleitungen in Siedewasserreaktoren sehr nahe kommen. Dementsprechend war für die durchgeführten Bauteilversuche als Fülldruck p_0 der Betriebsdruck einer Deckelsprühleitung von $p_0 = 70$ bar vorgegeben. Da das Wasserstoff-Sauerstoff-Gemisch in der Regel in Verbindung mit einer Inertgas-komponente auftritt, wurden die Gasreaktionen für verschiedene Mischungsverhältnisse von $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ zu Stickstoff (N_2) untersucht.

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Versuche können im Wesentlichen in drei Phasen eingeteilt werden:

- Quasistatischer Berstversuch zum Vergleich zwischen statischer und dynamischer Belastung und für Verifikationszwecke,
- Detonationsversuche mit dickwandigen, quasi ideal starren Rohren zur messtechnischen Erfassung von Innendruckprofilen,
- Detonationsversuche mit dünnwandigen Rohren zur Ermittlung des strukturmechanischen Verhaltens der Rohre unter Detonationsbeanspruchung.

3.2. Quasistatischer Berstversuch

Zum Vergleich zwischen statischer und dynamischer Innendruckbelastung und für Verifikationszwecke wurde in [1] ein quasistatischer Berstversuch an einem dünnwandigen Rohr ($D_a \times s = 114,30 \text{ mm} \times 6,02 \text{ mm}$) durchgeführt. Verwendet wurde ein beidseits verschlossenes Geradrohrstück der Länge $l = 1000 \text{ mm}$, welches mit Dehnungsmessstreifen (DMS) instrumentiert war. Der Innendruck wurde bei Raumtemperatur quasistatisch bis zum Bersten des Rohres gesteigert. Als Druckmedium wurde Wasser eingesetzt.

Die Ergebnisse des Berstversuches sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Bei $p = 519 \text{ bar}$ trat ein begrenzter Bruch auf, dessen Erscheinungsform für Berstversuche mit flüssigen Druckmedien typisch ist (Bild 3.1). Aus der maximalen bleibenden Umfangsaufweitung wurde eine maximale Durchmessererweiterung von $\Delta D_a = 30 \%$ bestimmt. Am Umfang dem Bruch gegenüberliegend wurde eine mittlere bleibende Wanddickenreduktion von $\Delta s = 23,6 \%$ ermittelt. Die maximale Brucheinschnürung betrug $Z = 46 \%$.



Bild 3.1: Quasistatischer Berstversuch mit einem Geradrohr $D_a \times s = 114,3 \text{ mm} \times 6,0 \text{ mm}$

Tabelle 3.1

Ergebnisse des quasistatischen Berstversuches

Berstdruck p_{max}	Max. Tangentialdehnung ε	Brucheinschnürung Z
519 bar	30 %	46 %

3.3. Versuche an dickwandigen, quasi ideal starren Rohren

3.3.1 Versuchsbeschreibung

Zur experimentellen Bestimmung von Druckprofilen in Rohren unter Belastung durch Wasserstoff-Sauerstoff-Detonationen wurden Versuche an dickwandigen Rohren durchgeführt, wobei der Volumenanteil von $2\text{H}_2+\text{O}_2$ im Verhältnis zum gasförmigen Stickstoff (N_2) in den Stufen 40/60, 60/40, 80/20 und 100/0 variiert wurde [1], [9], [11]. Der Fülldruck betrug bei allen Versuchen $p_0 = 70 \text{ bar}$. Neben den Druck-Zeit-Verläufen wurden aus den Versuchen folgende Größen bestimmt:

- Deflagrationsstrecke,
- Deflagrations- und Detonationsgeschwindigkeit ,
- Maximaldruck und Form der Deflagrations- und Detonationsdruckwelle sowie
- Abklinglängen von Reflektionsdruckwellen an verschlossenen Rohrenden.

Um hierbei Einflüsse wie zum Beispiel aus der Rohraufweitung weitgehend zu vermeiden und damit den Bedingungen für die Anwendung der eindimensionalen Detonationstheorie möglichst nahe zu kommen, wurden diese Versuche mit dickwandigen Rohrkörpern mit den Abmessungen $D_a \times s = (133 \times 48,5) \text{ mm}$ durchgeführt.

Das Gasgemisch wurde jeweils in seiner stöchiometrischen Zusammensetzung ($2\text{H}_2+\text{O}_2$) eingebracht. Tabelle 3.2 gibt eine Übersicht über die durchgeführten Versuche.

Tabelle 3.2

Übersicht der in [1] durchgeführten Versuche mit dickwandigen Rohren

Versuchsbezeichnung	VM100KAL	V80KAL	VM80KAL	V60KAL	VM60KAL	V40KAL
2H₂+O₂-Anteil	100 %	80 %	80 %	60 %	60 %	40 %
Zündposition	Rohrmitte	Rohrende	Rohrmitte	Rohrende	Rohrmitte	Rohrende

Überschlägige Werte für den Chapman-Jouquet-Druck p_{CJ} , der Detonationsgeschwindigkeit v_{CJ} sowie den Druck des verbrannten Gases p_3 wurden im Vorfeld der Versuche auf Basis des frei verfügbaren DOS-Programms STANJAN [104] abgeschätzt und ebenso, wie eine rechnerische Abschätzung der Deflagrationsstrecke vom Institut für Kern- und Energietechnik (IKET) im Karlsruher Institut für Technologie (KIT) bereitgestellt [15]. Die Werte sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt.

Tabelle 3.3

Rechnerisch bestimmte Gasreaktionswerte für ideal starres Rohr nach [1]

Volumenanteile 2H ₂ +O ₂	%	100	80	60	40	20
Temperatur T	K	293				
Fülldruck p_0	bar	70				
Chapman-Jouquet Druck p_{CJ}	bar	1542	1455	1332	1108	707
Druck des verbrannten Gases p_3	bar	785	742	681	569	369
Detonationsgeschwindigkeit v_{CJ}	m/s	3066	2648	2309	1958	1470
Detonationstemperatur T_{CJ}	K	4574	4195	3720	2998	1860
Schallgeschwindigkeit im unverbrannten Gas c_0	m/s	1484	1288	1132	972	741
Schallgeschwindigkeit im verbrannten Gas c_3	m/s	518	460	418	386	360
Deflagrationsstrecke x_{RUD}	mm	10 bis 30	40 bis 70	180 bis 210	1970 bis 2410	259000 bis 471000
Rauigkeit der Rohrinnenoberfläche R_t	µm	41				
Detonationszellengröße λ	mm	0,054	0,12	0,38	3,6	471

Die Versuche wurden in einem Versuchsstand des IKET in Zusammenarbeit mit der ProScience GmbH, Ettlingen durchgeführt.

3.3.2 Deflagrationsstrecke und Druckwellengeschwindigkeiten

Für die Auswertung der Versuche wurden so genannte Reaktions-Zeit-Diagramme (R-t-Diagramme) erstellt. Bild 3.3 zeigt ein solches Diagramm exemplarisch für den Versuch V60KAL. Für jede Messstelle wird der zeitliche Verlauf des Druckes dargestellt. Die jeweilige Messstelle ist an der Ordinate des Diagramms über den Abstand von der Zündstelle gekennzeichnet. Die Druckwellen lassen sich Deflagration, Detonation, Retonation und Reflektion zuordnen. Die Fronten dieser Druckwellen sind näherungsweise jeweils durch eine Gerade verbunden, welche den zeitlichen Fortschritt der Druckwellen beschreibt und damit einen Richtwert für die Druckwellengeschwindigkeit gibt. Der Schnittpunkt der Geraden für Deflagration, Detonation und Retonation kennzeichnet zudem den DDT-Bereich und liefert somit ein Maß für die Deflagrationsstrecke. Die Druck-Zeit-Verläufe der Detonationsphasen sind in exemplarisch in Bild 3.5 für Drucksensoren des Versuchs V60KAL dargestellt. Sie bilden die Basis für die Auswertungen.

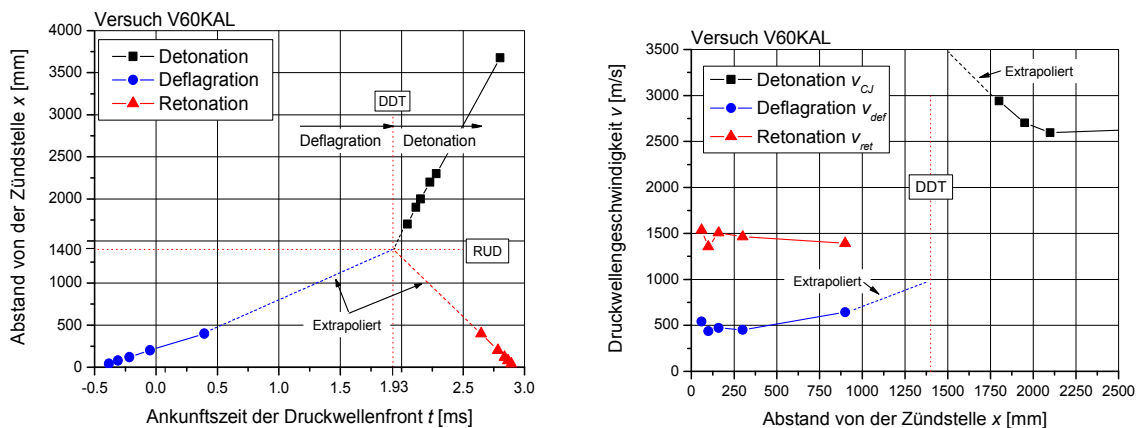


Bild 3.2: Bestimmung von DDT-Position und -Zeit, Deflagrationsstrecke sowie v_{CJ} aus den Ankunftszeiten der Druckwellenfronten (links) und aus den Druckwellengeschwindigkeiten (rechts) für den Versuch V60KAL

Die Bestimmung des DDT-Zeitpunktes und der zugehörigen Rohrlängsposition ist exemplarisch für den Versuch V60KAL in Bild 3.2 veranschaulicht. Im linken Diagramm ist der mit der Sensorposition gleichzusetzende Abstand von der Zündstelle über den Ankunftszeiten der Druckwellen aufgetragen. Wie auch aus dem R-t-Diagramm (Bild 3.3) hervorgeht, liegen die Fronten von Detonations- und Retonationsdruckwelle näherungsweise auf je einer Geraden, über deren Schnittpunkt die DDT-Position bestimmt werden kann. Die Detonationsgeschwindigkeit nimmt mit zunehmendem Abstand von DDT ab (Bild 3.2, rechts), was auf den Übergang von der überkomprimierten Detonation in die stabile CJ-Detonation zurückzuführen ist. Die stabile Detonation mit konstanter Druckwellengeschwindigkeit ist im Abstand von 3000 mm von der Zündstelle (1600 mm DDT-Abstand) offensichtlich noch nicht erreicht. Für

die Retonation ist im Beispiel eine Geschwindigkeit zwischen $v_{ret} = 1350$ und $v_{ret} = 1500$ m/s abzulesen.

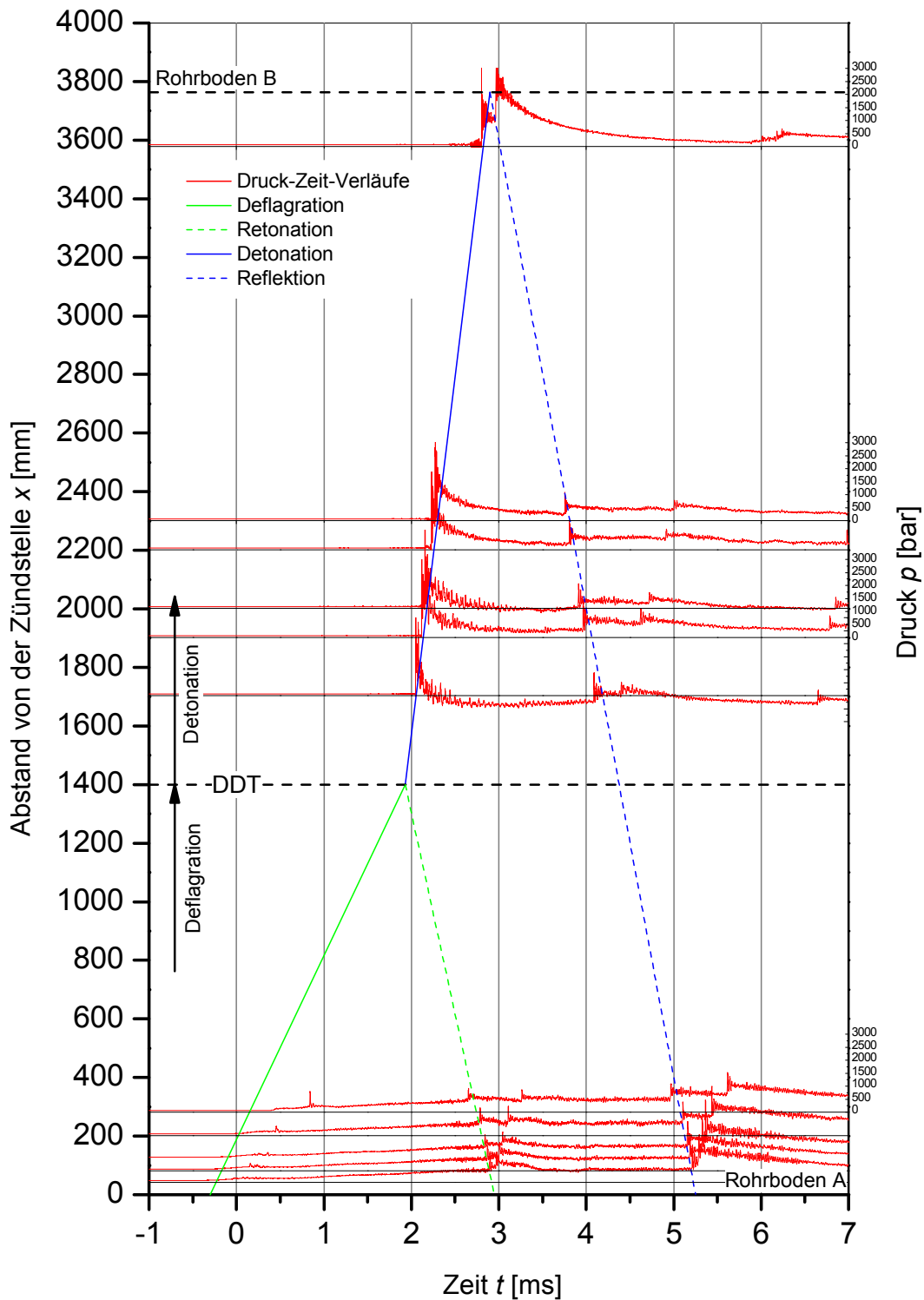


Bild 3.3: Reaktions-Zeit-Diagramm für den Versuch V60KAL

Die Diagramme in Bild 3.4 veranschaulichen den Druckaufbau im Rahmen der Deflagrationsphase im Versuch V60KAL für verschiedene Abstände von der Zündstelle. Deutlich zu erkennen ist die Vorkompression des Frischgases vor der Flammenfront auf etwa $p = 600$ bar kurz vor dem DDT-Ereignis. Dieser Überdruck ist hauptverantwortlich für das Auftreten der überkomprimierten Detonation.

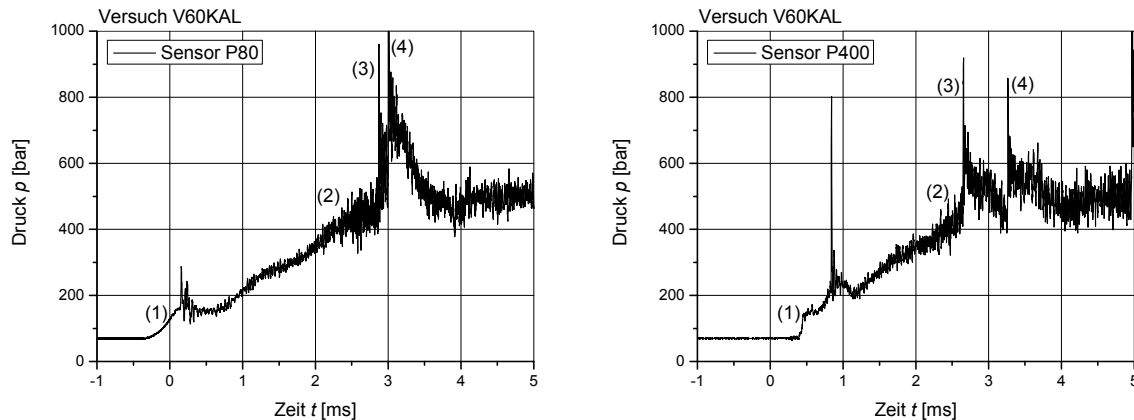


Bild 3.4: Druck-Zeit-Verläufe in der Deflagrations- und Retonationsphase aus dem Versuch V60KAL: (1) Druckanstieg infolge vorseilender Druckwelle, (2) lokaler Maximaldruck der Retonationsphase, (3) Retonationsdruckwellenfront, (4) Front der reflektierten Retonationsdruckwelle

3.3.3 Maximaldruck und Charakterisierung der Taylorwelle

Die von den Drucksensoren im Bereich der Detonation aufgezeichneten zeitlichen Druckverläufe bilden die Basis für die Charakterisierung der Taylorwelle. Anders als in [1] wurde in dieser Arbeit aus Gründen der besseren Reproduzierbarkeit eine exponentielle Funktion der Form

$$p(x, t_{local}) = p_3 + (p_{max} - p_3) \cdot e^{-\frac{t_{local} - c}{x}} \quad (3.1)$$

zur Datenanpassung gewählt, womit auch eine direkte Ermittlung der gesuchten Größen p_{max} bzw. p_{CJ} und Druck des verbrannten Gases p_3 möglich ist. t_{local} ist hierbei die beim Sprung auf p_{max} beginnende Zeit und c ein Formfaktor für die Taylorwelle. Bild 3.5 zeigt die von den Drucksensoren gemessenen Druck-Zeit-Verläufe im Vergleich mit dem Exponentialfit nach Gleichung (3.1) am Beispiel des Versuches V60KAL. Die so bestimmten Werte sind in Tabelle 3.4 bis Tabelle 3.6 zusammengefasst. Der Maximaldruck der Taylorwelle ist nahe der DDT-Position am höchsten und nimmt mit zunehmendem Abstand des Sensors zur DDT-Position ab (Bild 3.6) was auf die bei DDT einsetzende überkomprimierte Detonation zurückzuführen ist. Mit im Rohr fortschreitender Druckwellenfront geht die überkomprimierte Detonation in die stabile Detonation über, was in Bild 3.6 exemplarisch für den Versuch V60KAL

veranschaulicht ist (vgl. Kapitel 2.1). Die nach Kapitel 3.3.2 und Kapitel 3.3.3 bestimmten Kenngrößen sind in Tabelle 3.7 zusammengefasst.

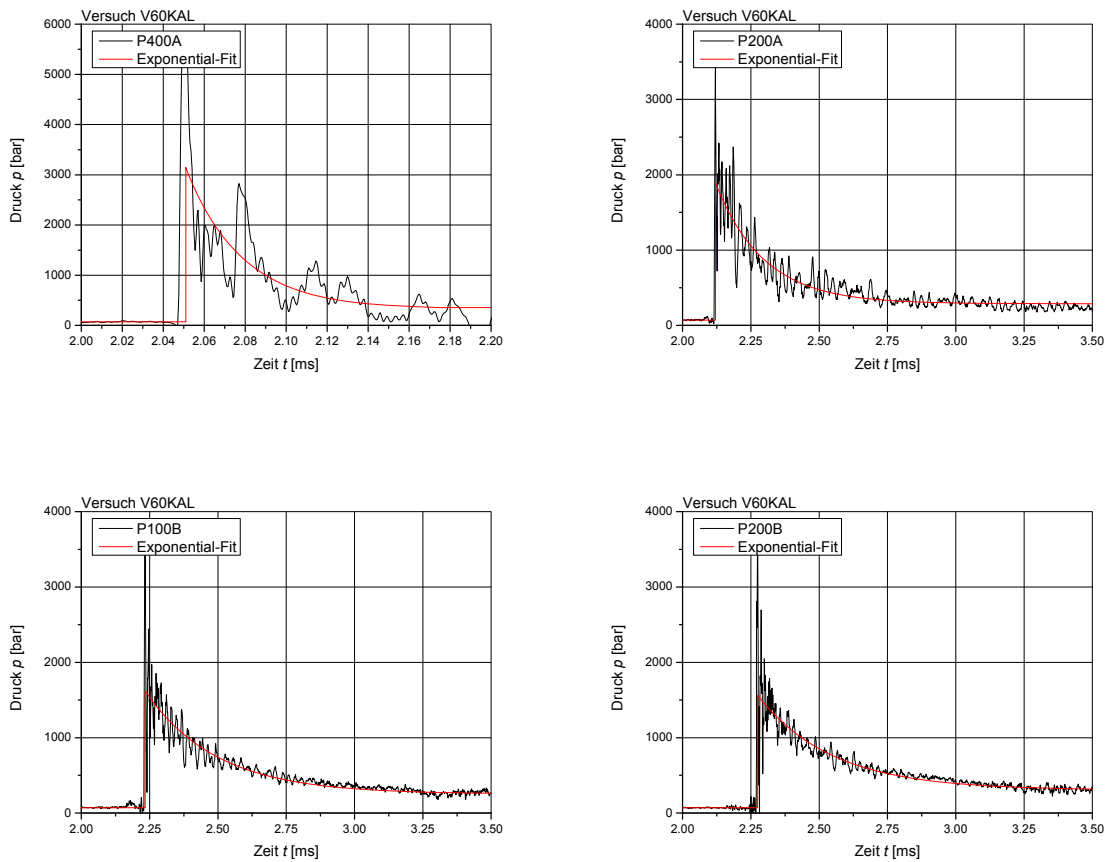


Bild 3.5: Druck-Zeitverläufe im Bereich der Detonation und exponentielle Datenanpassung für den Versuch V60KAL

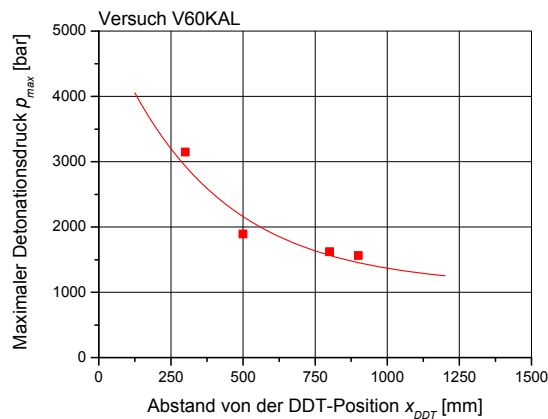


Bild 3.6: Maximaler Detonationsdruck in Abhängigkeit des Abstandes von der DDT-Position für den Versuch V60KAL

Tabelle 3.4

Maximaldruck p_{max} und Druck des verbrannten Gases p_3 aus exponentieller Datenanpassung der Druck-Zeitverläufe für den Versuch mit 100 % $2H_2+O_2$

Versuch	Sensor	Abstand von der Zündstelle [mm]	Abstand von der DDT-Position [mm]	Maximaler Detonationsdruck p_{max} bzw. $p_{C,J}$ [bar]	Druck des verbrannten Gases p_3 [bar]
VM100KAL	P200A	200	90	1278	334
VM100KAL	P200B	200	90	1609	300
VM100KAL	P400A	400	290	1357	470
VM100KAL	P400	1700	1590	1324	88
VM100KAL	P200	1900	1790	1382	873
VM100KAL	P120	2200	1890	1259	630
VM100KAL	P80	2300	1910	1319	575

Tabelle 3.5

Maximaldruck p_{max} und Druck des verbrannten Gases p_3 aus exponentieller Datenanpassung der Druck-Zeitverläufe für die Versuche mit 80 % $2H_2+O_2$

Versuch	Sensor	Abstand von der Zündstelle [mm]	Abstand von der DDT-Position [mm]	Maximaler Detonationsdruck p_{max} bzw. $p_{C,J}$ [bar]	Druck des verbrannten Gases p_3 [bar]
VM80KAL	P200A	200	25	1119	357
VM80KAL	P200B	200	25	1517	367
VM80KAL	P400A	400	225	1326	457
VM80KAL	P400	1700	1525	1212	448
VM80KAL	P200	1900	1725	1270	401
VM80KAL	P120	1980	1805	1205	517
V80KAL	P200	200	30	Nicht eindeutig auswertbar	
V80KAL	P400	400	230	1474	372
V80KAL	P400A	1700	1530	1258	369
V80KAL	P200A	1900	1730	1114	226
V80KAL	P2000	2000	1830	1357	464
V80KAL	P100B	2200	2030	1282	404
V80KAL	P200B	2300	2130	1189	308

Tabelle 3.6

Maximaldruck p_{max} und Druck des verbrannten Gases p_3 aus exponentieller Datenanpassung der Druck-Zeit-Verläufe für die Versuche mit 60 % $2H_2+O_2$

Versuch	Sensor	Abstand von der Zündstelle [mm]	Abstand von der DDT-Position [mm]	Maximaler Detonationsdruck p_{max} bzw. p_{CJ} [bar]	Druck des verbrannten Gases p_3 [bar]
VM60KAL	P200	1900	170	2305	515
VM60KAL	P120	1980	250	1981	650
V60KAL	P400A	1700	300	3147	325
V60KAL	P200A	1900	500	1890	287
V60KAL	P100B	2200	800	1620	250
V60KAL	P200B	2300	900	1564	305

Tabelle 3.7

Experimentell bestimmte Kenngrößen

Versuch	$2H_2+O_2$	p_{CJ} [bar]	p_3 [bar]	v_{CJ} [m/s]	x_{RUD} [mm]
VM100KAL	100 %	1330	470	3200	110
V80KAL	80 %	1240	360	2700	170
VM80KAL	80 %	1255	425	2720	175
V60KAL	60 %	1)	290	1)	1400
VM60KAL	60 %		580		1730
V40KAL	40 %			2)	

1) stabile Detonation über Rohrlänge nicht erreicht 2) nur deflagrative Verbrennung

3.4. Versuche an dünnwandigen Rohren

3.4.1 Versuchsbeschreibung

Zur experimentellen Bestimmung des Strukturverhaltens dünnwandiger Rohrleitungen in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis $2\text{H}_2+\text{O}_2$ zu N_2 wurden von Stadtmüller und Offermanns in [1], [9], [10], [11] Detonationsversuche an dünnwandigen Rohren aus dem Werkstoff X10CrNiTi18-9 (Werkstoff-Nr. 1.4541) bei Raumtemperatur und mit einem Fülldruck von $p_0 = 70$ bar durchgeführt. Neben Versuchen mit Stutzen und Rohrbögen wurden vor allem Versuche an nahtlosen Geradrohren unterschiedlicher Länge mit unterschiedlichen Anteilen von $2\text{H}_2+\text{O}_2$ zu N_2 durchgeführt. Zur Ergänzung wurden im Rahmen des dieser Arbeit zugrunde liegenden Forschungsvorhabens weitere Versuche durchgeführt, die vor allem die Untersuchung des Einflusses der Wanddicke zum Ziel hatten.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum Verformungs- und Bruchverhalten von Rohrleitungen unter Detonationsbeanspruchung wurden überwiegend Versuche mit Geradrohren herangezogen. Eine Übersicht der relevanten Versuche ist in Tabelle 3.8 dargestellt.

Tabelle 3.8

Übersicht der ausgewerteten Versuche

Versuchsbezeichnung	Anteil $2\text{H}_2+\text{O}_2$	Fülllänge [mm]	Rohrwanddicke [mm]	Reaktionswärme [kJ]	Quelle
V100G2	100 %	3240	8,56	12100	¹⁾
V80E1	80 %	1884	6,02	6260	[1]
V80E2	80 %	3647	6,02	12070	[1]
V80E3	80 %	3817	6,02	12640	[1]
V80A2	80 %	3540	8,56	10570	¹⁾
V60E1	60 %	5255	6,02	13020	[1]
V60E2	60 %	5137	6,02	12690	[1]
V60B1	60 %	5240	6,02	12980	[1]
V60G1	60 %	4850	11,13	9750	¹⁾

¹⁾ „Untersuchungen zur Analyse von Radiolysegasdetonationen im Hinblick auf Nachrüstungen und zukünftige Auslegungen von Rohrleitungen“ Reaktorsicherheitsforschung des BMWi, Förderkennzeichen: 1501412

Die Versuche wurden im unterirdischen Prüfschacht der Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart durchgeführt. Der Prüfschacht hat eine Tiefe 32 m und einen Durchmesser von 14 m. Das Gasmischung wurde aus drei außerhalb des Prüfschachts positionierten Gasdruckbehältern (Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff) entnommen und über Ventil- und Regelinheiten nahe dem Versuchsrohr annähernd homogen vorgemischt.

Die Zündung erfolgte jeweils nur auf einer Rohrseite. Diese Seite war mit einem Blindflansch bzw. einem Vorschweißdeckel verschlossen. Die gegenüberliegende Rohrseite war mit einem Flansch mit Berstscheibe ausgestattet. Die Berstscheibe (Nenn-Berstdruck $p_B = 160$ bar) sollte dem Fülldruck von $p_0 = 70$ bar stand halten, jedoch beim Auftreffen der Druckwelle versagen, um so eine Reflektion der Druckwelle zu verhindern. Der Versuchsaufbau ist in Bild 3.7, der Instrumentierungsplan exemplarisch für den Versuch V80E3 in Bild 3.8 dargestellt.



Bild 3.7: Versuchsaufbau im unterirdischen Prüfschacht KPH2 der MPA Universität Stuttgart

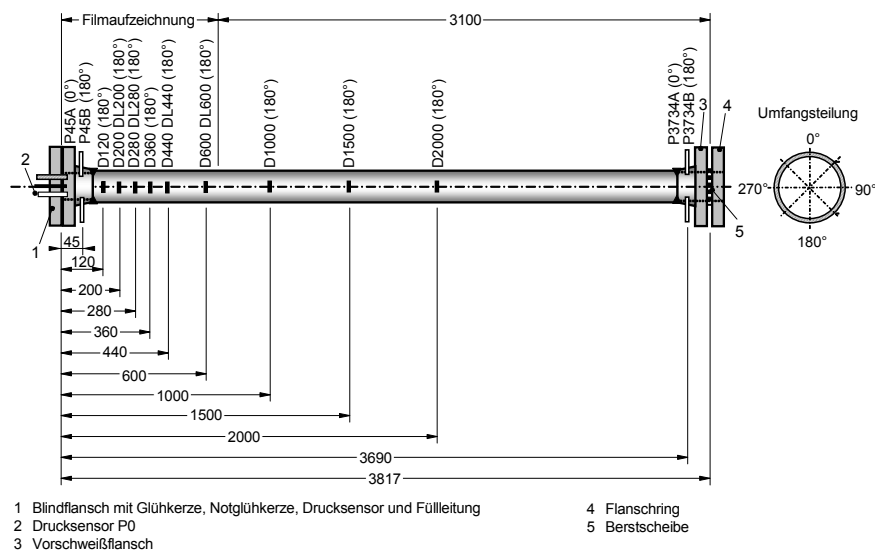


Bild 3.8: Versuchsaufbau und Instrumentierungsplan für den Versuch V80E3

Im Bereich des zündseitigen Rohrverschlusses und im Bereich des mit Flansch und Berstscheibe verschlossenen Rohrendes waren Drucksensoren angeordnet. Die Versuchsrohre V80E1, V80E2 und V60E1 waren zündseitig mit einer Versteifungshülse versehen, in der weitere Drucksensoren montiert waren. Das Versuchsrohr V100G1 war mit über die Rohrlänge verteilten Drucksensoren ausgestattet, die in eingeschweißte Stutzen montiert waren. Am Versuchsrohr V60B1 war eine Rohrbogen-Flanschverbindung mit anschließendem Geradrohr im Abstand von ca. 3900 mm von der Zündstelle angebracht. Das Versuchsrohr V80A1 war mit zwei aufgeschweißten Stutzen im Abstand von 700 mm und 3140 mm von der Zündstelle ausgestattet. Im Endflansch einiger Rohre waren Beschleunigungssensoren zur Bestimmung der kinetischen Energie bei einem möglichen Abtrennen der Flansche vorgesehen. Darüber hinaus waren alle Versuchsrohre mit Dehnungsmessstreifen (DMS) instrumentiert. Aus den Dehnungsmessungen können Dehnung, Dehnratesowie die Druckwellengeschwindigkeiten ermittelt werden. Zur Erfassung von Verformungsfeldern und deren zeitlicher Veränderung nach dem Objektrasterverfahren wurden zudem stochastische Muster auf den jeweils relevanten Rohrbereichen appliziert und dieser Bereich mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet.

3.4.2 Deflagrationsstrecken und Druckwellengeschwindigkeiten

Für die Ermittlung der DDT-Position und der Druckwellengeschwindigkeiten wurde ausgenutzt, dass aufgrund der geringen Rohrwanddicke die von den Druckwellenfronten verursachten Rohrdehnungen an der Rohrinnenwand und an der Rohraußenwand nahezu gleichzeitig eintreten, solange der Werkstoff noch elastisches Verhalten zeigt. Unter dieser Voraussetzung können die Signale der an der Rohraußenwand applizierten DMS zur Bestimmung der DDT-Position und der Druckwellengeschwindigkeiten herangezogen werden.

Für jede Messstelle wurde dazu der Zeitpunkt des ersten Dehnungsanstiegs ausgewertet und bezogen auf den Abstand von der Zündstelle aufgetragen. Für die Strecke zwischen zwei Messstellen Δx wurde dann über die Zeitdifferenz Δt jeweils die mittlere Druckwellengeschwindigkeit bestimmt und in Abhängigkeit des Abstands von der Zündstelle dargestellt (Bild 3.9, links). Da der Umschlag von der Deflagration in die Detonation durch die Änderung der Verbrennungsgeschwindigkeiten charakterisiert ist, kann die DDT-Position dem Bereich der Unstetigkeit im Geschwindigkeitsverlauf zugeordnet werden (Bild 3.9, rechts). Eine redundante Auswertung ist über die aus den zeitlichen Dehnungsverläufen der DMS-Messungen und der optischen Verformungsanalyse ableitbaren tangentialen Dehnraten möglich.

Die Bestimmung des DDT-Zeitpunktes und der zugeordneten Position aus den Auswertungen der Dehnungsmessungen ist Bild 3.9 exemplarisch für den Versuch V80E3 dargestellt.

Die Detonation zeigt insbesondere im Bereich der stabilen Detonation erwartungsgemäß eine näherungsweise konstante Geschwindigkeit der Detonationsdruckwelle v_{CJ} und im Deflagrationsbereich die beschleunigte Flammenfront. Die anderen Versuche wurden analog dazu ausgewertet.

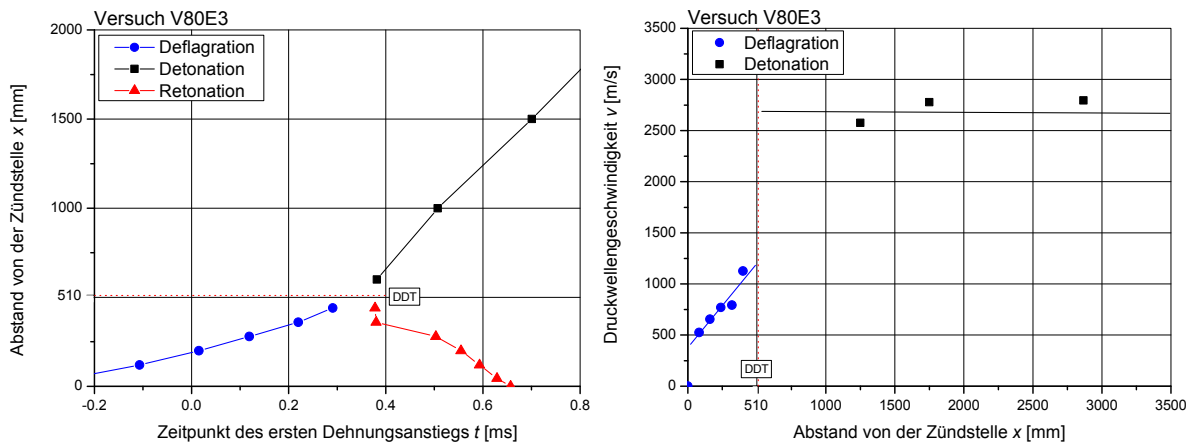


Bild 3.9: Bestimmung von DDT-Position und –Zeit, Deflagrationsstrecke sowie v_{CJ} aus den Ankunftszeiten der Druckwellenfronten (links) und aus den Druckwellengeschwindigkeiten (rechts) für den Versuch V80E3

3.4.3 Maximaldruck und Charakterisierung der Taylorwelle

In Analogie zu Kapitel 3.3.3 wurde der Maximaldruck p_{max} (im Falle der stabilen Detonation gleichzusetzen mit dem Chapman-Jouguet-Druck p_{CJ}) und die Form der Taylorwelle durch einen Exponentialfit mit Gleichung (3.1) bestimmt, wobei nur die Drucksensoren im berstscheibenseitigen Flansch herangezogen werden konnten. Die nach Kapitel 3.4.2 und 3.4.3 ermittelten Kenngrößen sind in Tabelle 3.9 zusammengefasst.

Tabelle 3.9

Experimentell bestimmte Kenngrößen

Versuch	Deflagrations- strecke x_{RUD} [mm]	Maximaldruck p_{CJ} bzw. p_{max} [MPa]	Detonationsge- schwindigkeit v_{CJ} [m/s]
V100G2	115	1460	3450
V80E1	420	1450	2830
V80E2	480	1370	2820
V80E3	500	1480	2720
V80A2	500	1340	2650
V60E1	3600	1642	2730
V60E2	3350	1500	2750
V60B1	3800	1225	2420
V60G1	1845	1010	2620

4. VERFORMUNGS- UND BRUCHVERHALTEN

4.1. Einfluss der $2\text{H}_2+\text{O}_2$ -Konzentration

Zur Bewertung des Einflusses der Konzentration von $2\text{H}_2+\text{O}_2$ zu N_2 auf das Verformungs- und Bruchverhalten wurden die Versuchsrohre mit einer Wanddicke von $s = 6,02$ mm herangezogen (vgl. Tabelle 3.8). Die endverformten Rohre sind für die Versuche mit 80 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ in Bild 4.1, zum Vergleich dazu die Versuchsrohre mit 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ in Bild 4.2 dargestellt. Eine Besonderheit des Versuchsrohrs V60B1 ist eine Rohrbogen-Flanschverbindung mit anschließendem Geradrohr im Abstand von ca. 3900 mm von der Zündstelle. Diese Anbauten haben jedoch keinen signifikanten Einfluss auf die Ausbreitung der Deflagrations- und Detonationsdruckwelle.

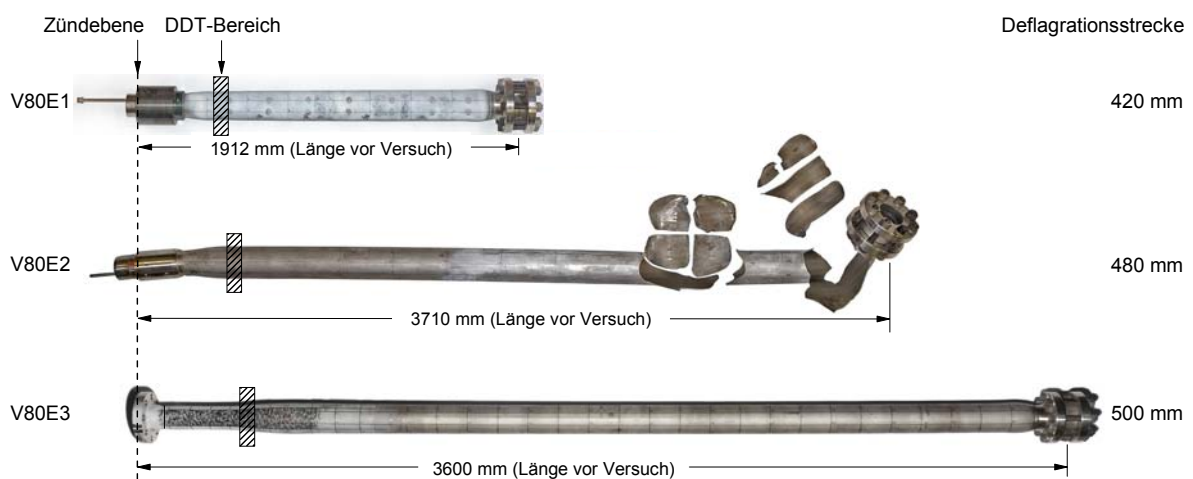


Bild 4.1: Verformungsfigur von Rohren $D_a \times s = (114,3 \times 6,02)$ mm nach Versuch mit 80 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$

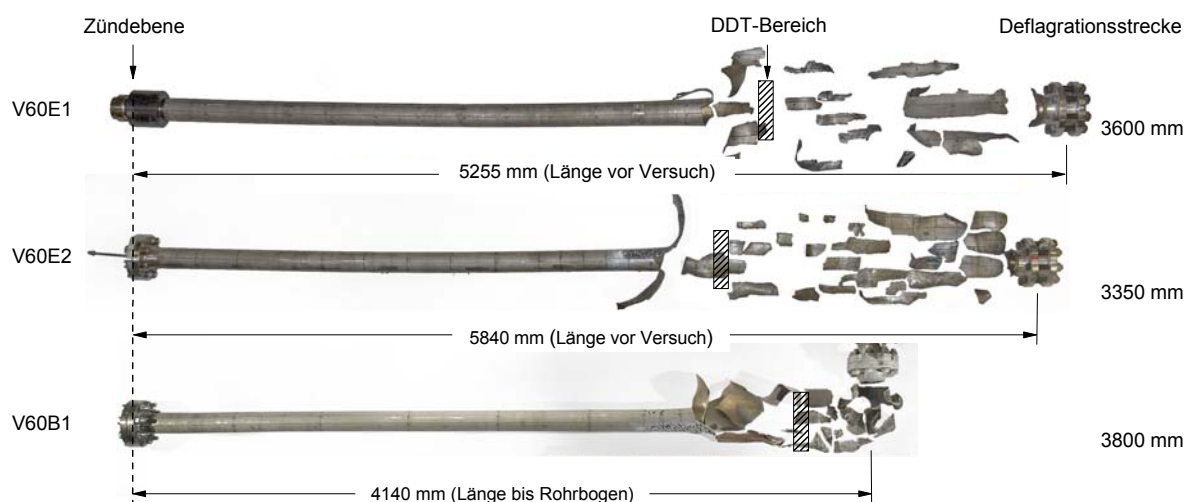


Bild 4.2: Verformungsfigur von Rohren $D_a \times s = (114,3 \times 6,02)$ mm nach Versuch mit 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$

Die bleibende Tangentialdehnung und die bleibende Wanddickenänderung über die Rohrlänge sind in Bild 4.3, für die Versuche mit 80 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ bzw. in Bild 4.4 für die Versuche mit

60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ dargestellt. Die Werte beziehen sich jeweils auf die vor dem Versuch gemessenen Effektivabmessungen. Anzumerken ist, dass die Versuche V80E1, V80E2 sowie V60E1 zündseitig mit einer aufgeschweißten Versteifungshülse zur Aufnahme von Drucksensoren ausgestattet war (vgl. Kapitel 3.4.1).

Auffallend ist, dass bei einer Konzentration von 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ konsistent katastrophales Rohrversagen durch Mehrfachlängsrissbildung eingeleitet wird, während bei einer höheren Konzentration von 80 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ bei sonst gleichen Versuchsparametern ein Versagen nicht zwangsweise eintreten muss.

Von zentraler Bedeutung für die Bewertung dieser Beobachtung ist hierbei die überkomprimierte Detonation (vgl. Kapitel 2.1): Durch die mit Unterschallgeschwindigkeit ablaufende deflagrative Verbrennung wird vor der Flammenfront Frischgas vorkomprimiert. Der Umschlag in eine Detonation (DDT) findet innerhalb dieser vorkomprimierten Zone statt. Die Deflagrationsstrecke wird mit abnehmender $2\text{H}_2+\text{O}_2$ -Konzentration länger, so dass die Vorkompression zunimmt. Dies hat zur Folge, dass am Umschlagpunkt zur Detonation (DDT) Druckspitzen und Dehnraten mit abnehmender $2\text{H}_2+\text{O}_2$ -Konzentration zunehmen.

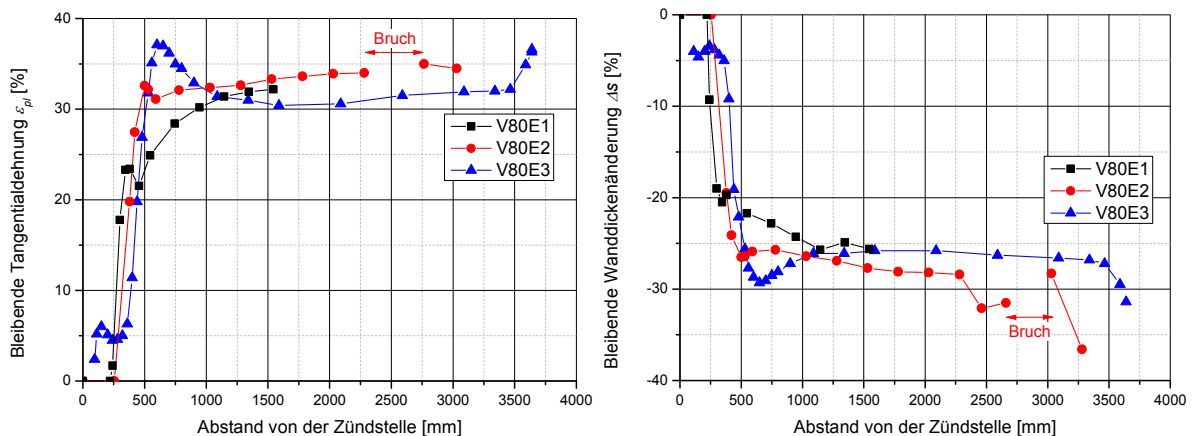


Bild 4.3: Bleibende Tangentialdehnungen und bleibende Wanddickenänderung der Versuchsrohre nach den Versuchen mit 80 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$

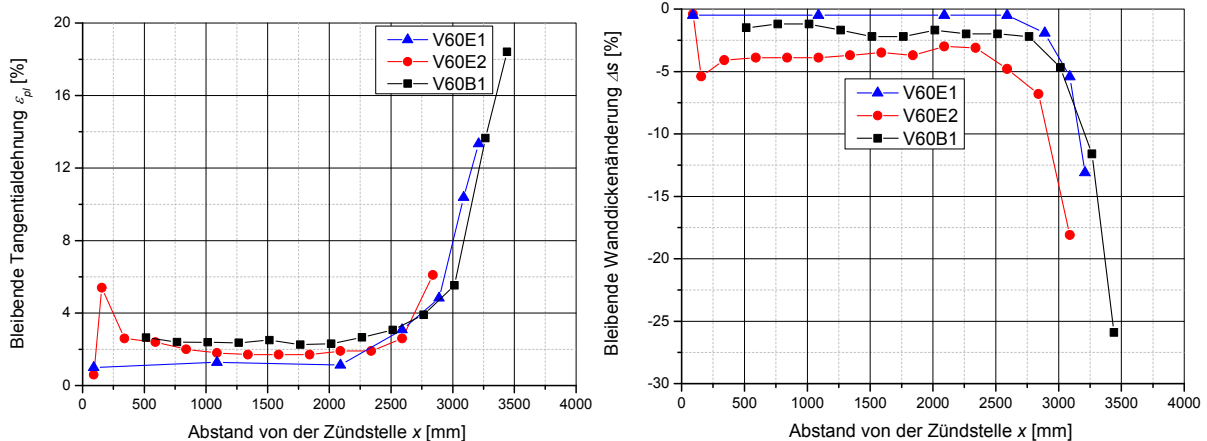


Bild 4.4: Bleibende Tangentialdehnungen und bleibende Wanddickenänderung der Versuchsrohre nach den Versuchen mit 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ für den Bereich bis zum Bruch

Aus der Versuchsserie mit 80 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ versagte nur das Versuchsrohr V80E2. Der Bruch trat im Bereich der stabilen Detonation auf, wo infolge der weit gestreckten Taylorwelle in Verbindung mit Druckspitzen in Höhe des Chapman-Jouquet-Drucks p_{CJ} Tangentialdehnraten von ca. $\dot{\epsilon}_{pl} = 2400 \text{ s}^{-1}$ ermittelt wurden (Bild 4.5, links). Das Bruchbild dieses Versuchs zeigt typisches duktiles Bruchverhalten, wie es auch bei statischer Belastungsweise zu beobachten ist (vgl. Kapitel 2.4.4). Die Bildserie aus den Hochgeschwindigkeitsfilmaufzeichnungen (Bild 4.6) zeigt, dass die Einleitung des Bruchs offensichtlich von nur einer Stelle ausging. Dies lässt den Schluss zu, dass der Bruch dort auf materielle oder geometrische Imperfektion zurückzuführen ist und somit eher zufällig an dieser Position eintrat. Dies erklärt auch, weshalb im nahezu identischen Versuch V80E3 kein Bruch auftrat. Die Initiierung des Bruches konnte im Abstand von etwa 2820 mm von der Zündstelle detektiert werden.

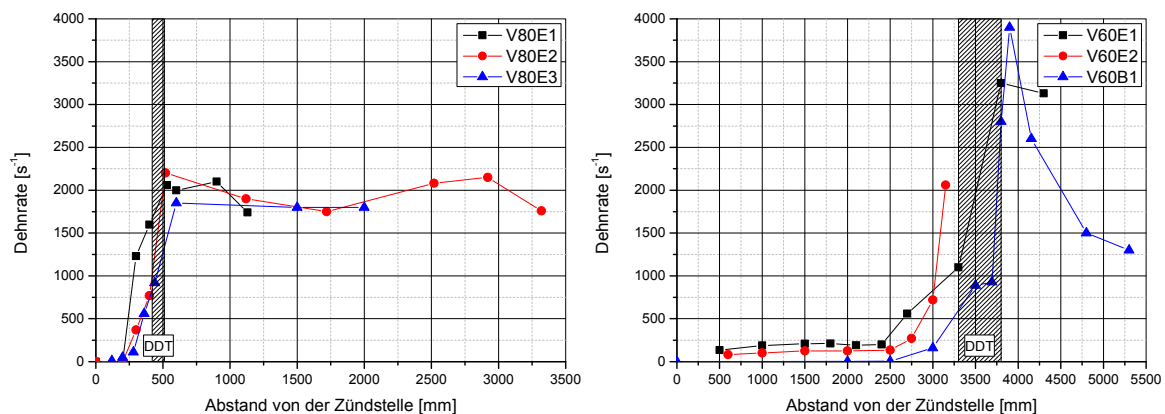


Bild 4.5: Tangentiale Dehnrate über die Rohrlänge, links: Versuche mit 80 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$, rechts: Versuche mit 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$

Versuche mit 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ versagten hingegen konsistent im Bereich der überkomprimierten Detonation unter mehrfacher Längsrissbildung. In diesem Bereich treten wegen der höheren Vorkompression deutlich höhere Druckspitzen auf, was bei den Versuchen auf Tangentialdehnraten von über $\dot{\epsilon}_{pl} = 3250 \text{ s}^{-1}$ führt (Bild 4.5, rechts). Die Bildserie aus den Hochgeschwindigkeitsfilmaufzeichnungen (Bild 4.7) zeigen, dass die Risse in Umfangsposition nahezu gleichzeitig auftraten. Die Entwicklung solcher oft zu beobachtender Mehrfachbrüche zylindrischer Körper unter detonativer Belastung kann durch die Theorie nach Mott [88] veranschaulicht werden (Kapitel 2.4.5). Ausgehend von einer statistischen Verteilung der lokalen Bruchdehnung im Material führt die Ausbildung des ersten Bruchs zu einer Ausbreitung elastischer Spannungswellen in Umfangsrichtung. In der Entlastungszone kann die Entwicklung weiterer Bruchbildung ausgeschlossen werden, im restlichen Material ist eine Zunahme der Dehnung möglich, bis sich ein weiterer Bruch an anderer Stelle einstellt. Die Ausbildung mehrerer Fragmente kann als Art Konkurrenzbestreben zwischen der Ausbreitung der Entlastungswellen in Umfangsrichtung und des Fortschreitens der Aufweitung betrachtet werden. Der Bruch wird hierbei durch Instabilitäten ausgelöst, die entweder zu lokaler Einschnürung führten oder aber durch lokalisierte thermische Entfestigung entstehen. Letzteres führt

zu Scherbändern, die infolge Ihres adiabatischen Charakters in der Literatur als adiabatische Scherbänder bekannt sind [105].

Die wesentlichen Ergebnisse zum Einfluss der $2\text{H}_2+\text{O}_2$ -Konzentration sind noch einmal tabellarisch in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

Tabelle 4.1

Einfluss der Konzentration von $2\text{H}_2+\text{O}_2$ auf das Verformungs- und Bruchverhalten

Anteil $2\text{H}_2+\text{O}_2$ zu N_2	80 %	60 %
Deflagrationsstrecke	ca. 500 mm	ca. 3500 mm
Ort des Versagens	Stabile Detonation (V80E2) Sonst: Kein Versagen	Überkomprimierte Detonation
Bruchbild	Große Bruchstücke	Mehrfachlängsrissbildung
Bruchinitiierung	Geometrische/strukturelle Imperfektionen (z. B. Hohlraumbildung an Titankarbid)	Entwicklung von Scherlokalisierungen (Adiabatische Scherbänder)
Max. plast. Dehnrate	ca. 2400 s^{-1}	ca. 3250 s^{-1}

Beim Versuch V80E3 wurde die Hochgeschwindigkeitskamera auf den Bereich des DDT fokussiert. In diesem Bereich war das Rohr zur optischen Verformungsanalyse nach dem Objektrasterverfahren (ARAMIS) vorbereitet [106]. Bild 4.8 bis Bild 4.12 zeigt die aus dieser Analyse ermittelte Tangentialdehnung in Abhängigkeit des Abstandes von der Zündstelle in ihrem zeitlichen Verlauf. Zu jedem Zeitpunkt ist außerdem das Tangentialdehnungsfeld auf der Rohroberfläche abgebildet.

Unter Zugrundelegung einer theoretischen Detonationswellengeschwindigkeit von $v_{CJ} = 2700 \text{ m/s}$ fand der DDT bei etwa $t = 335 \mu\text{s}$ statt, also zwischen Stufe 11 und Stufe 12 in Bild 4.9. Die Darstellungen veranschaulichen, dass die Rohrverformungen infolge der Massenträgheit verzögert zum Eintreffen der Detonationswellenfront auftreten. In der Deflagrationsphase wurden Tangentialdehnungen von maximal $\varepsilon_t = 4 \%$ gemessen. Die Ausbildung von zwei gegenläufigen Verformungsmaxima in Bild 4.10, Stufe 15 ist auf die Ausbildung der Retonation bei gleichzeitigem Fortschreiten der Detonation zurückzuführen. Etwa zum Zeitpunkt $t = 620 \mu\text{s}$ erreicht die Retonation den zündseitigen Blindflansch. Und wird dort reflektiert. Infolge dieses Vorgangs ist ab Stufe 23 (Bild 4.12) ein Flammenausstritt zwischen Vorschweiß- und Blindflansch zu erkennen. Ab ca. $t = 650 \mu\text{s}$ stellt sich ein stabiler Zustand ein und die Verformungen nehmen nicht weiter zu. Die maximale Dehnung tritt zwischen $x = 570 \text{ mm}$ und $x = 590 \text{ mm}$ von der Zündstelle, also 70 mm bis 90 mm hinter der DDT-Position auf. Die Detonationswellenfront befindet sich zu diesem Zeitpunkt etwa bei 1200 mm bis 1300 mm von der Zündstelle.

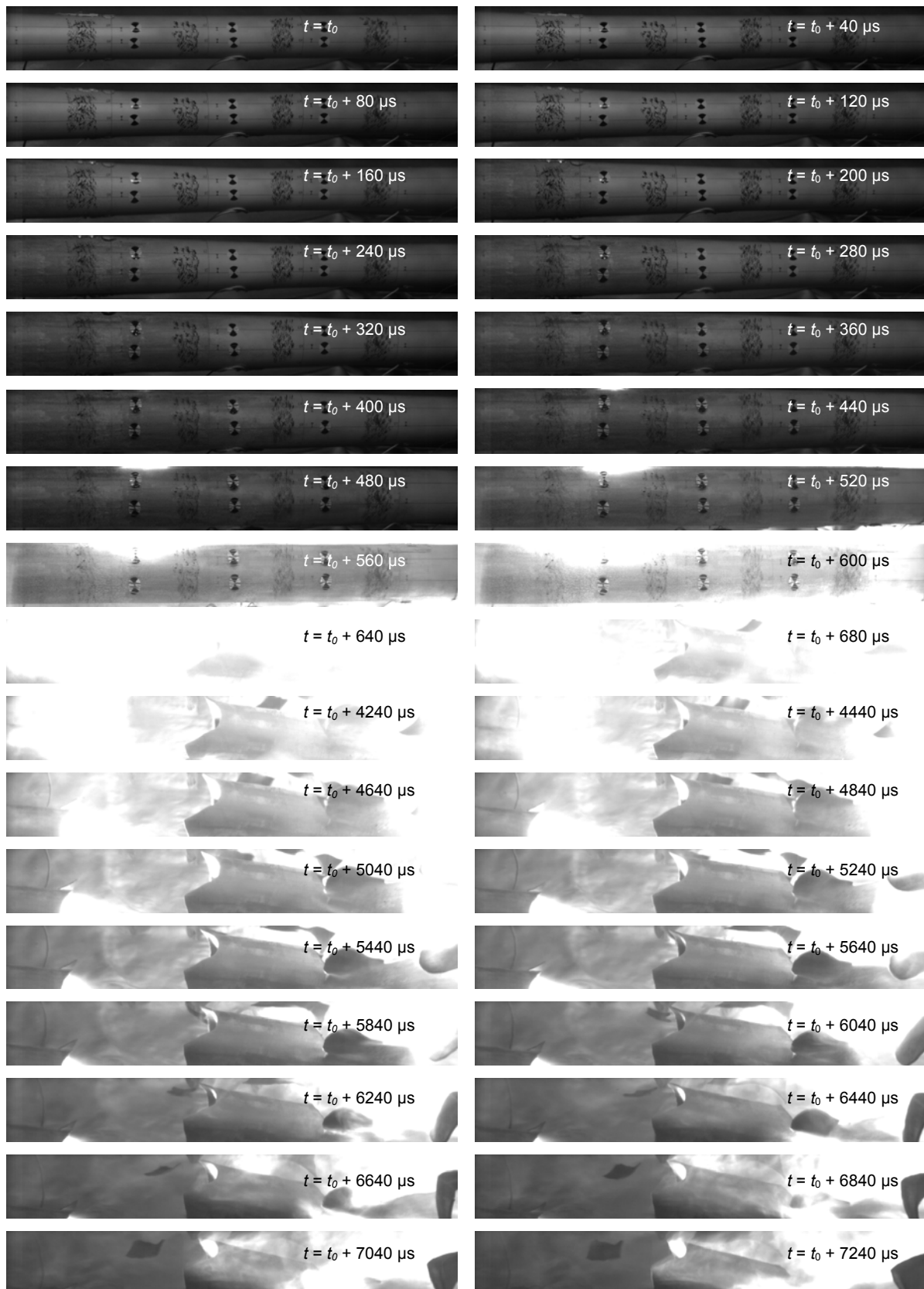


Bild 4.6: Rohraufweitung infolge des Druckwellenfortschritts und Bruch beim Versuch V80E2 aus dem Hochgeschwindigkeitsfilm

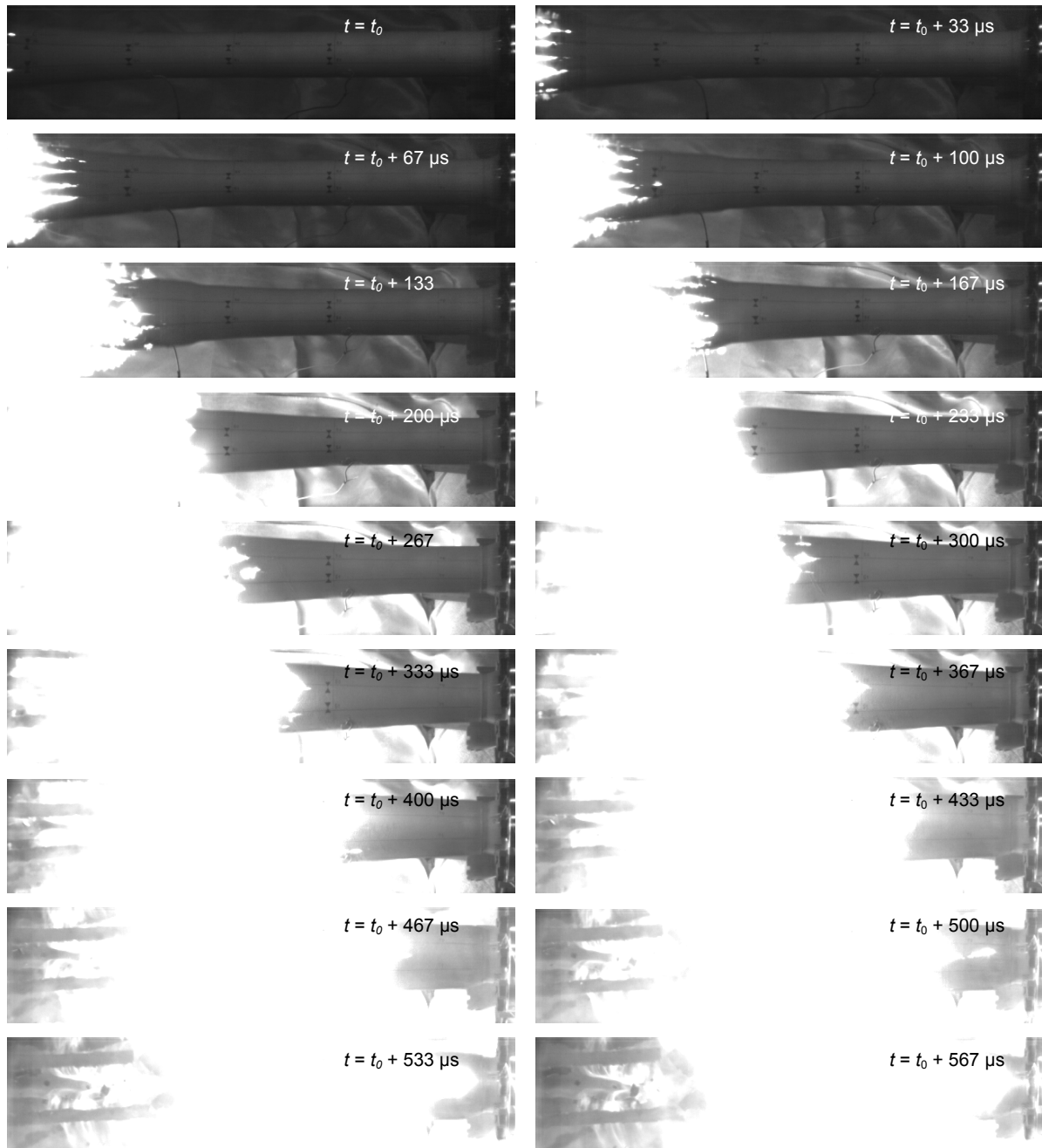
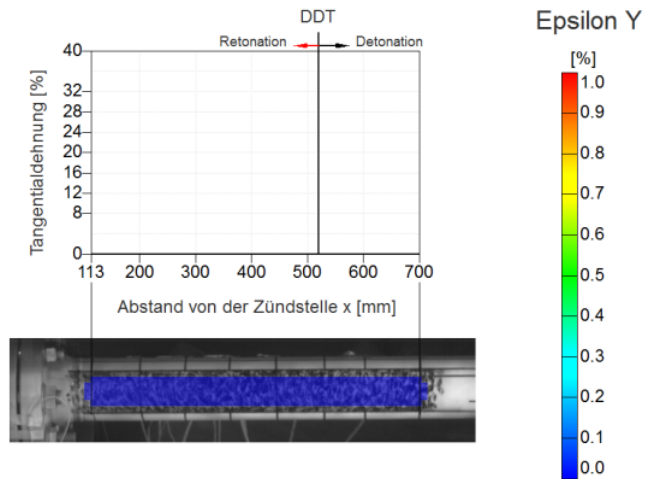


Bild 4.7: Rohraufweitung infolge des Druckwellenfortschritts und Mehrfachlängsrisssbildung beim Versuch V80E2 aus dem Hochgeschwindigkeitsfilm

Zeit: -46 μ s

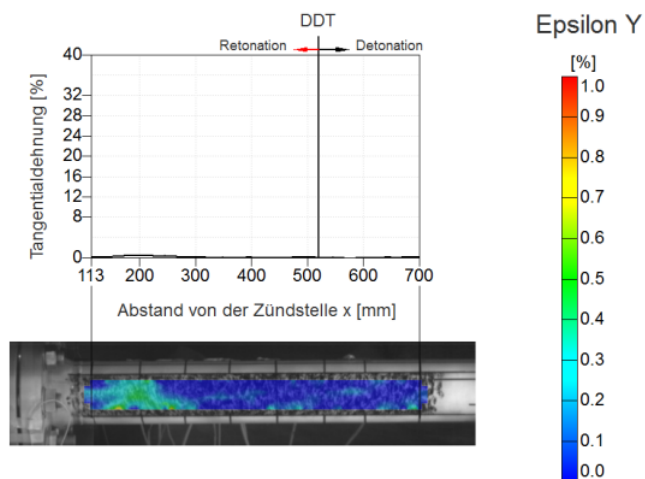


Stufe 0

MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Zeit: 120 μ s

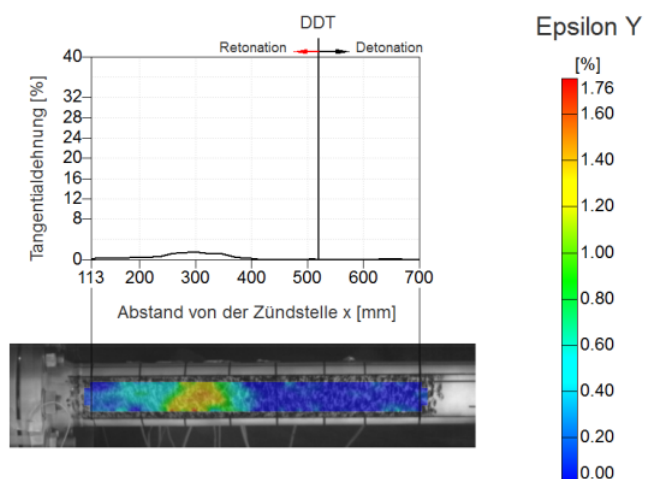


Stufe 5

MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Zeit: 254 μ s

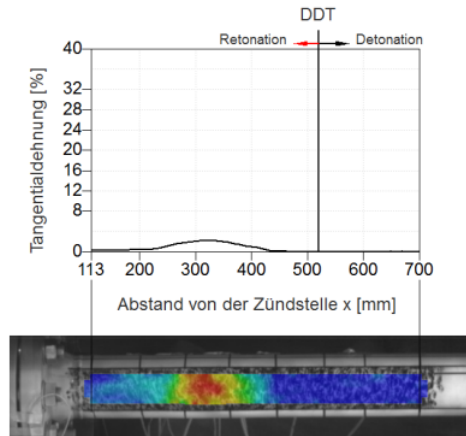


Stufe 9

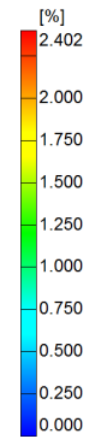
MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Bild 4.8: Tangentialdehnungsverlauf während des Versuchs V80E3

Zeit: 287 μ s

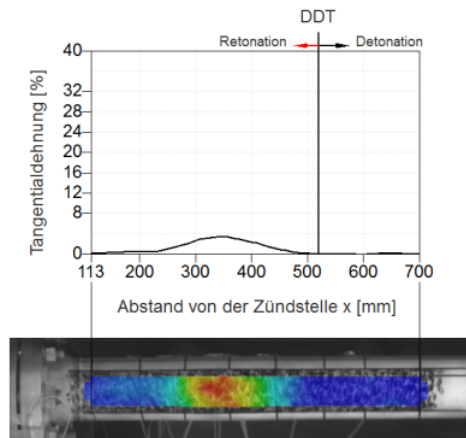
Epsilon Y



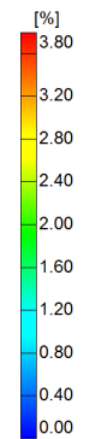
Stufe 10

MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Zeit: 320 μ s

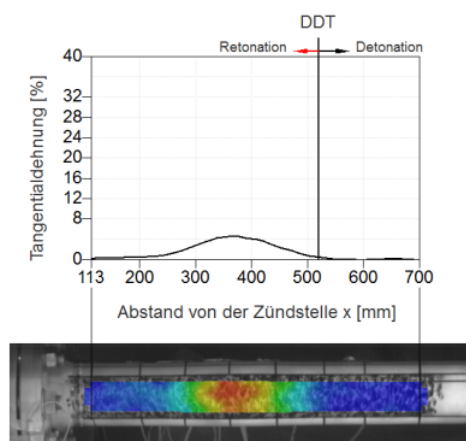
Epsilon Y



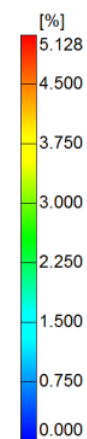
Stufe 11

MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Zeit: 354 μ s

Epsilon Y



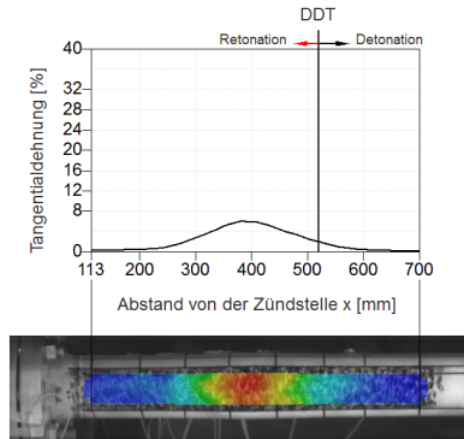
Stufe 12

MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

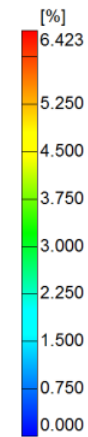
Detonationsversuch V80E3

Bild 4.9: Tangentialdehnungsverlauf während des Versuchs V80E3 (Fortsetzung)

Zeit: 387 μ s



Epsilon Y

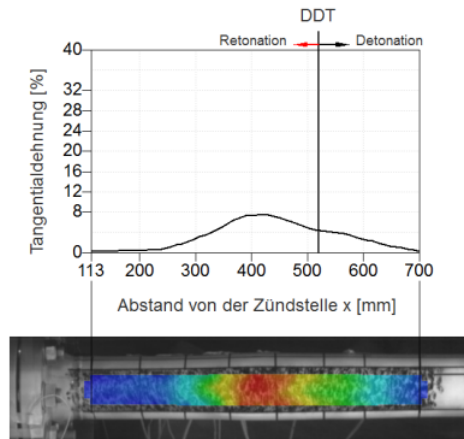


Stufe 13

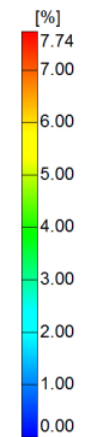
MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Zeit: 420 μ s



Epsilon Y

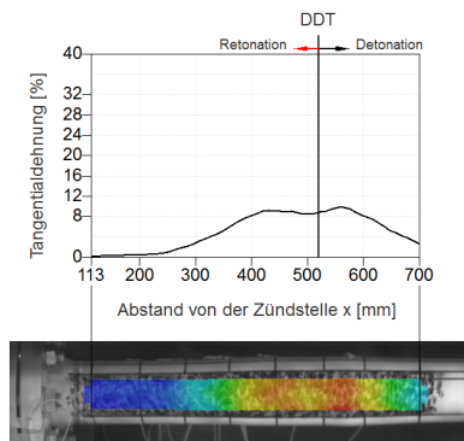


Stufe 14

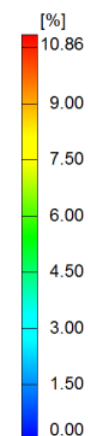
MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Zeit: 454 μ s



Epsilon Y

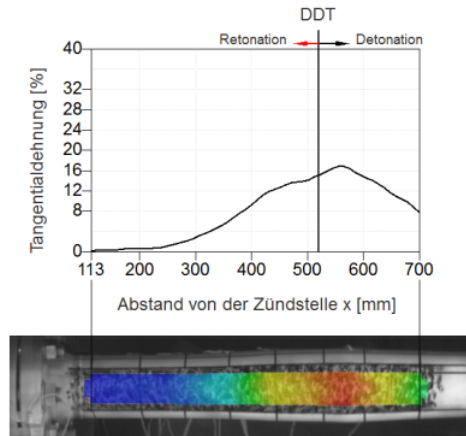


Stufe 15

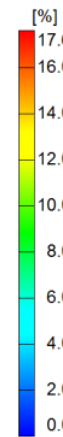
MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Bild 4.10: Tangentialdehnungsverlauf während des Versuchs V80E3 (Fortsetzung)

Zeit: 487 μ s

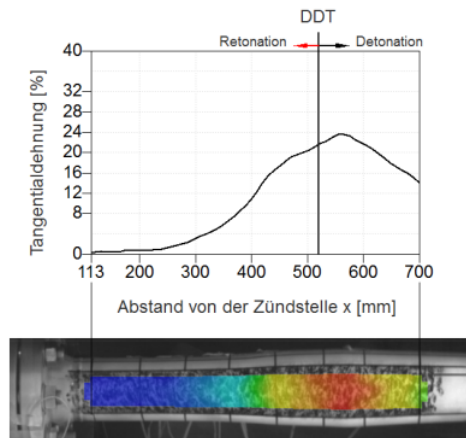
Epsilon Y



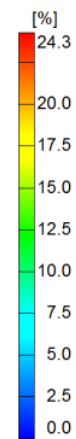
Stufe 16

MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Zeit: 520 μ s

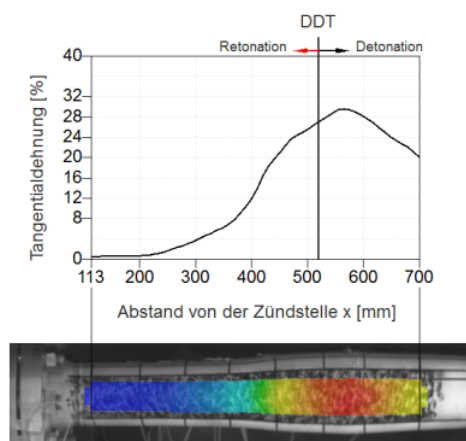
Epsilon Y



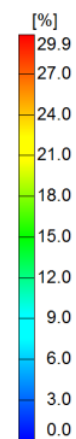
Stufe 17

MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Zeit: 554 μ s

Epsilon Y



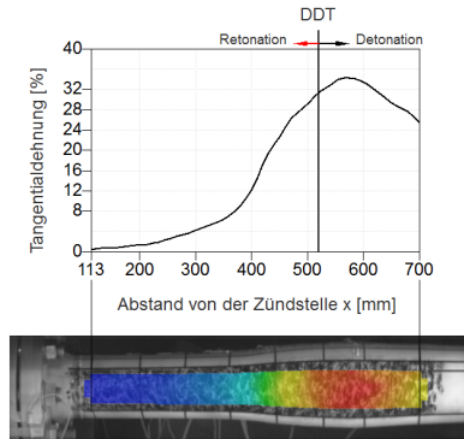
Stufe 18

MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

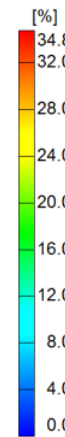
Detonationsversuch V80E3

Bild 4.11: Tangentialdehnungsverlauf während des Versuchs V80E3 (Fortsetzung)

Zeit: 587 μ s



Epsilon Y

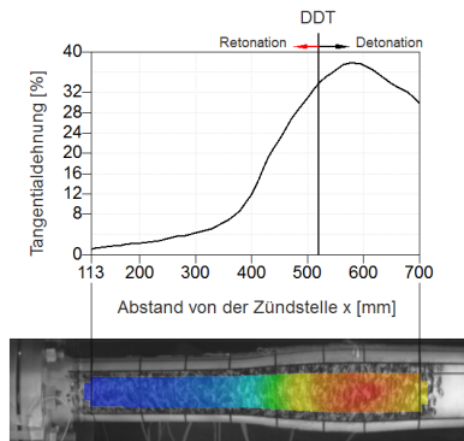


Stufe 19

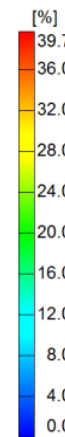
MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Zeit: 620 μ s



Epsilon Y

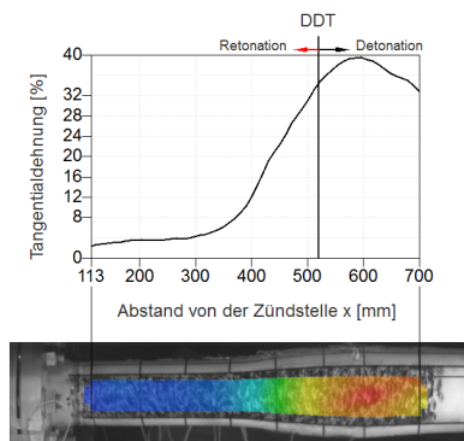


Stufe 20

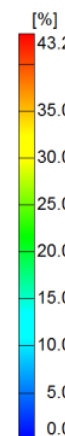
MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Zeit: 654 μ s



Epsilon Y



Stufe 21

MPA MPA STUTTGART
Otto-Graf-Institut
Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart

Detonationsversuch V80E3

Bild 4.12: Tangentialdehnungsverlauf während des Versuchs V80E3 (Fortsetzung)

4.2. Einfluss der Rohrwanddicke

In Kapitel 4.1 wurden ausschließlich Rohre mit einer nominalen Wanddicke von $s = 6,02$ mm behandelt. In diesem Kapitel wird experimentell der Einfluss der Rohrwanddicke auf das Verformungs- und Bruchverhalten untersucht. Das Versuchsrohr V80G2 war mit einer nominalen Rohrwanddicke von $s = 8,56$ mm ausgeführt. Zur Untersuchung des Einflusses von Stützen war dieses Rohr zudem mit zwei aufgeschweißten Stützen im Abstand von 700 mm und 3140 mm von der Zündstelle ausgestattet, daher ist im Bereich der Stützen die Dehnung behindert. Außerhalb dieser Stützen zeigten sich keine signifikanten Einflüsse auf das Verformungs- und Bruchverhalten des Rohres. Bild 4.13 zeigt die Tangentialdehnung und die Wanddickenänderung des Versuchsrohres V80A2 im Vergleich zum mit einer Wanddicke von $s = 6,02$ mm ausgeführten Versuchsrohr V80E3 jeweils auf die Effektivabmessungen bezogen und über den Umfang gemittelt. Bei beiden Versuchen wurde eine Deflagrationsstrecke von $x_{RUD} = 500$ mm ermittelt (vgl. Tabelle 3.9). Eine Erhöhung der Rohrwanddicke um ca. 43 % führte im Bereich der stabilen Detonation zu einer Verformungsreduktion in gleicher Höhe. Im Bereich der Stützen konnten wegen der Dehnungsbehinderung keine entsprechenden Auswertungen vorgenommen werden.

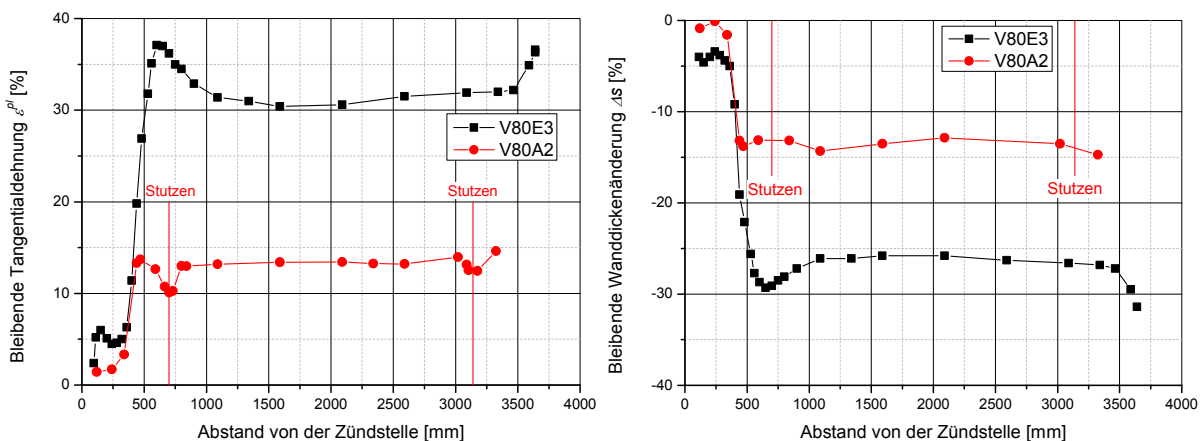


Bild 4.13: Einfluss der Rohrwanddicke auf die Endverformung – Versuche mit 80 % $2H_2+O_2$

Das Versuchsrohr V60G1 wurde mit einer nominalen Wanddicke von $s = 11,13$ mm ausgeführt. Im Vergleich zu den Versuchen mit $s = 6,02$ mm (Kapitel 4.1) trat hier kein Versagen auf. Die Deflagrationsstrecke betrug mit $x_{RUD} = 1845$ mm deutlich weniger als bei den Versuchsrohren mit $s = 6,02$ mm (3350 mm $< x_{RUD} < 3800$ mm), was vermutlich auf Interaktionsphänomene zwischen Gas und Struktur infolge der Volumenzunahme im Inneren des Rohres zurückzuführen ist. Bild 4.14 zeigt die Tangentialdehnung und die Wanddickenänderung des Versuchsrohres V60G1 im Vergleich zum mit einer Wanddicke von $s = 6,02$ mm ausgeführten Versuchsrohr V60E1 jeweils auf die Effektivabmessungen bezogen und über den Umfang gemittelt.

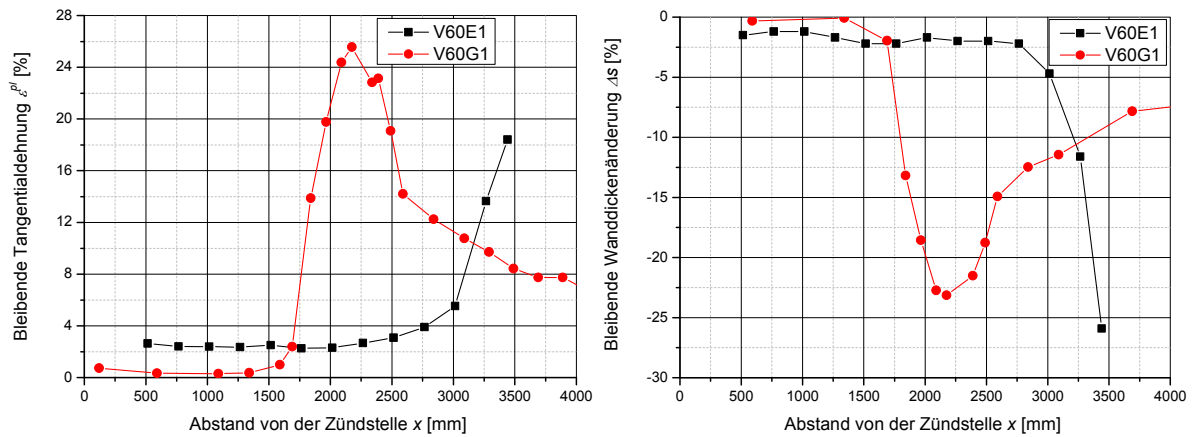


Bild 4.14: Einfluss der Rohrwanddicke auf die Endverformung – Versuche mit 60 % 2H₂+O₂

4.3. Metallographische Untersuchungen der Bruchflächen

Die chemische Zusammensetzung des Untersuchungswerkstoffes ist in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die Versuchsrohre sind nach DIN 17458-1985 warmgefertigt und lösungsgeglüht. Gefügebildungen von Längs- und Querschliffen zeigen im Ausgangszustand Titankarbide und eine geringe Menge an Delta-Ferrit in der austenitischen Matrix (Bild 4.15 bis Bild 4.17).

Tabelle 4.2

Chemische Zusammensetzung des Untersuchungswerkstoffes X10CrNiTi18-9

Massenanteile [%]										
C	Si	Mn	P	S	Cr	Mo	Ni	Al	Co	Cu
0,058	0,38	1,78	0,031	0,005	17,59	0,36	10,30	0,03	0,07	0,07
Nb	Ti	V	W	Pb	Sn	As	Ta	B	N	Fe
0,01	0,392	0,074	0,05	0,00	0,012	0,003	0,001	0,001	0,009	68,6

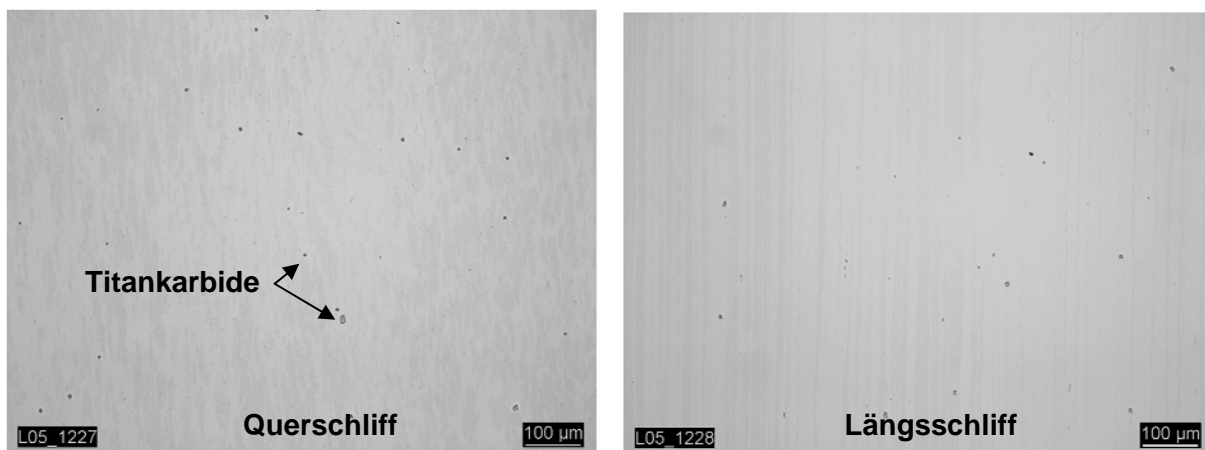


Bild 4.15: Gefügebildung aus Quer- und Längsschliff durch die Wand der Versuchsrohre

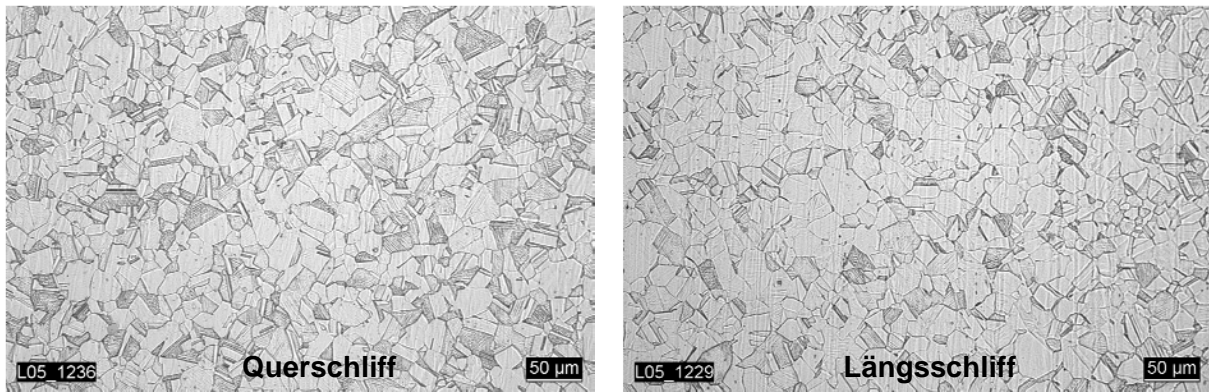


Bild 4.16: Gefügeaufnahme aus Quer- und Längsschliff der Versuchsrohre nahe der Rohraußenseite

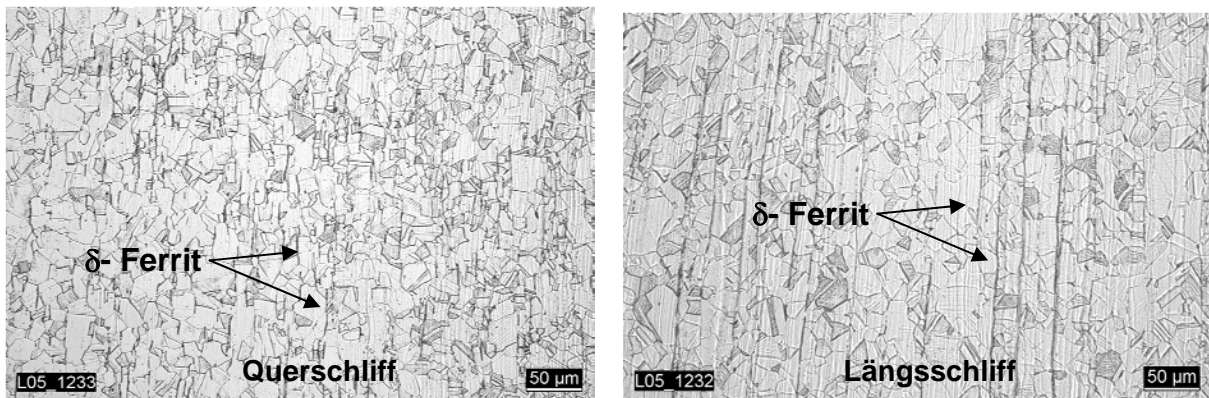


Bild 4.17: Gefügeaufnahme aus Quer- und Längsschliff der Versuchsrohre nahe der Rohrinneenseite

Das Versuchsrohr V80E3 zeigte im Bereich des DDT infolge der überkomprimierten Detonation die höchste Verformung (Bild 4.4). Gefügeaufnahmen eines an dieser Stelle herausgetrennten Segments sind in Bild 4.18 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die von den Titankarbiden ausgehende Hohlrumbildung und das Hohlraumwachstum. Es gibt jedoch keine Anzeichen, die auf ein baldiges Versagen hindeuten.

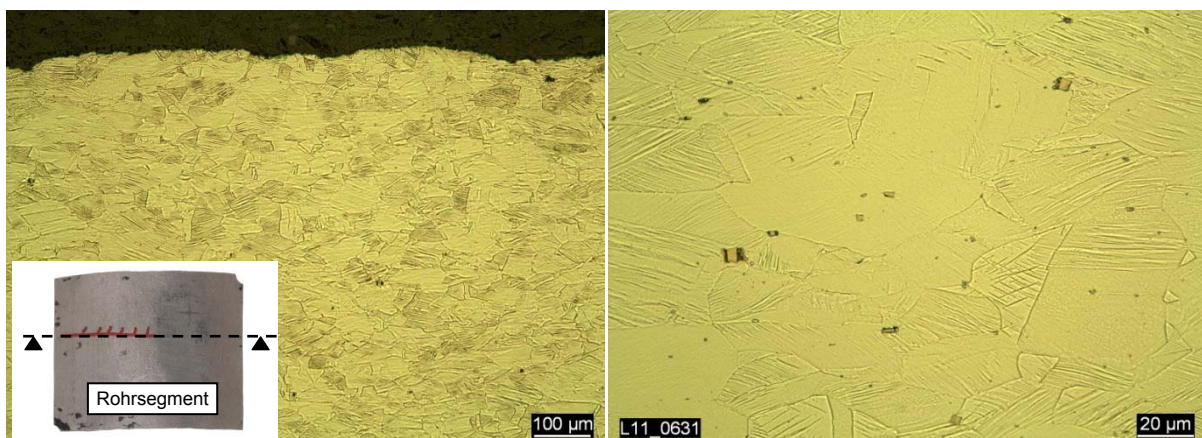


Bild 4.18: Gefügeaufnahmen von einem Rohrsegment des Versuchs V80E3 im Bereich des DDT: Hohlrumbildung und Hohlraumwachstum an Titankarbideinschlüssen

Beim Versuch V80E2 kam es im Abstand von ca. 2750 mm von der Zündstelle zu lokalem Versagen mit acht großen Bruchstücken. Gefügeaufnahmen eines dieser Bruchstücke zei-

gen, dass auch in diesem Bereich (Bereich der stabilen Detonation) von den Titankarbideinschlüssen Hohlraumbildung ausgeht. Darüber hinaus sind an der Rohraußenwand Schädigungsmuster zu erkennen, die auf die beginnende Ausbildung von Scherlokalisierung hindeuten (Bild 4.19). REM-Aufnahmen eines Bruchstücks aus diesem Versuch (Bild 4.20) zeigen einen typischen duktilen Wabenbruch ohne weitere Auffälligkeiten.

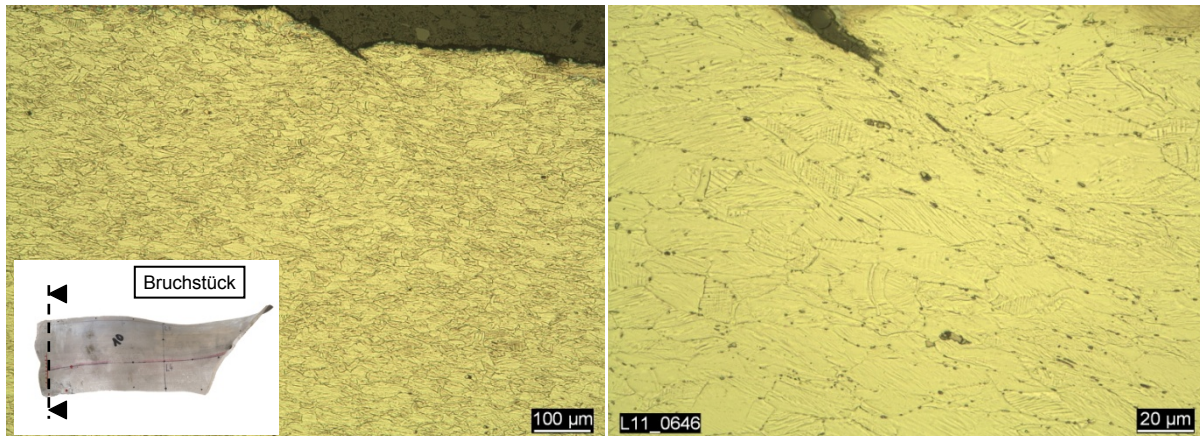


Bild 4.19: Gefügeaufnahmen von einem Bruchstück des Versuchs V80E2: beginnende Scherbandbildung und Hohlraumbildung an Titankarbideinschlüssen

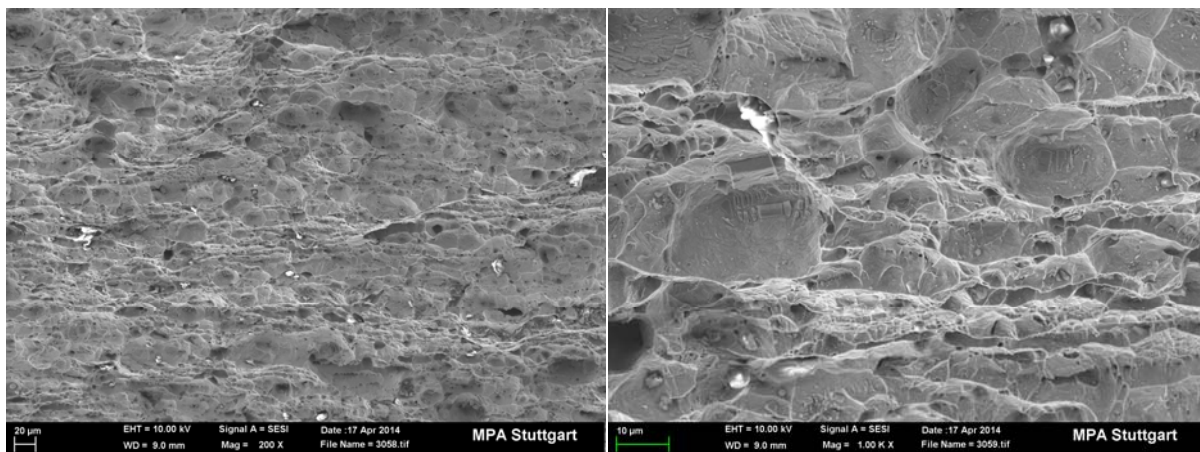


Bild 4.20: REM-Aufnahme einer Bruchfläche des Versuchs V80E2: duktiler Wabenbruch

Wie schon in Kapitel 4.1 dargestellt, versagten die Versuchsrohre bei 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ konsistent unter mehrfacher Längsrissbildung. Untersuchungen an Scherben von Rohren aus diesen Detonationsversuchen haben gezeigt, dass der Werkstoff ohne signifikante Einschnürung versagte, die Bruchfläche jedoch ausgeprägte Scherbänder aufwies. Die in Bild 4.21 dargestellten Gefügeaufnahmen eines zum Versuchsrohr V60E1 gehörigen Bruchstückes zeigen eindeutig die Entwicklung eines adiabatischen Scherbandes. Bei dem Versuchsrohr V60E2 konnte die gleiche Beobachtung gemacht werden (Bild 4.22). Rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen zeigen ein Aufschmelzen des Werkstoffes infolge der hohen Temperaturentwicklung sowie den durch diese Temperaturen begünstigten duktilen Wabenbruch (Bild 4.23).

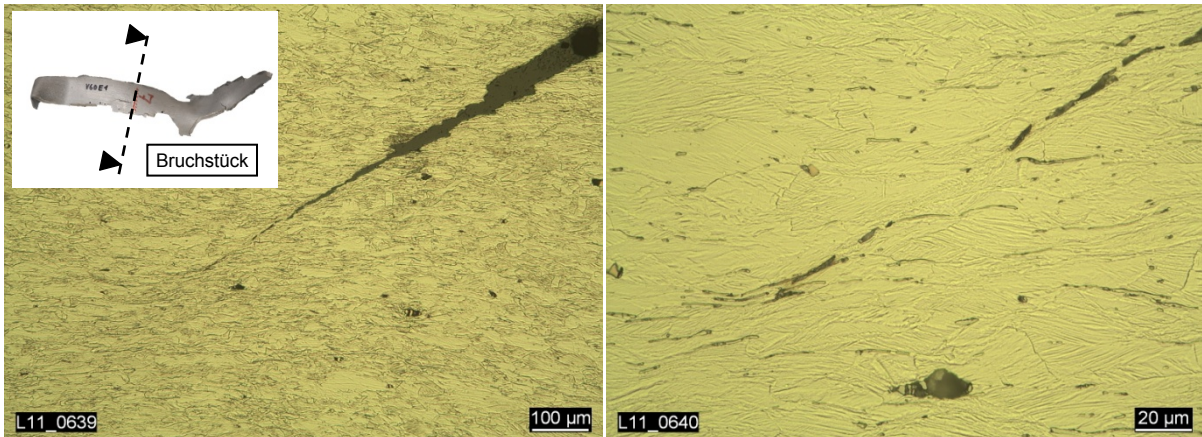


Bild 4.21: Gefügeaufnahmen an einem Bruchstück des Versuchs V60E1: Ausbildung adiabatischer Scherbänder

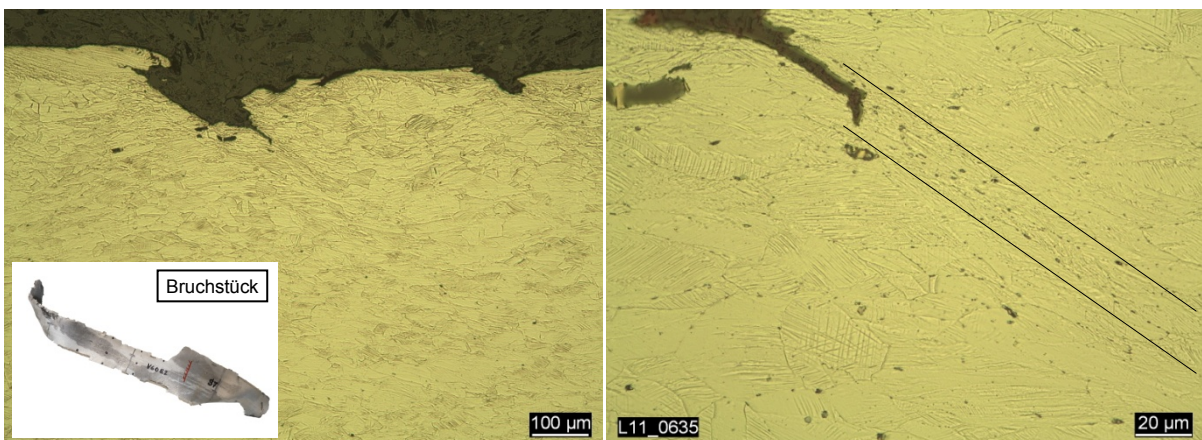


Bild 4.22: Gefügeaufnahmen an einem Bruchstück des Versuchs V60E2: Ausbildung adiabatischer Scherbänder

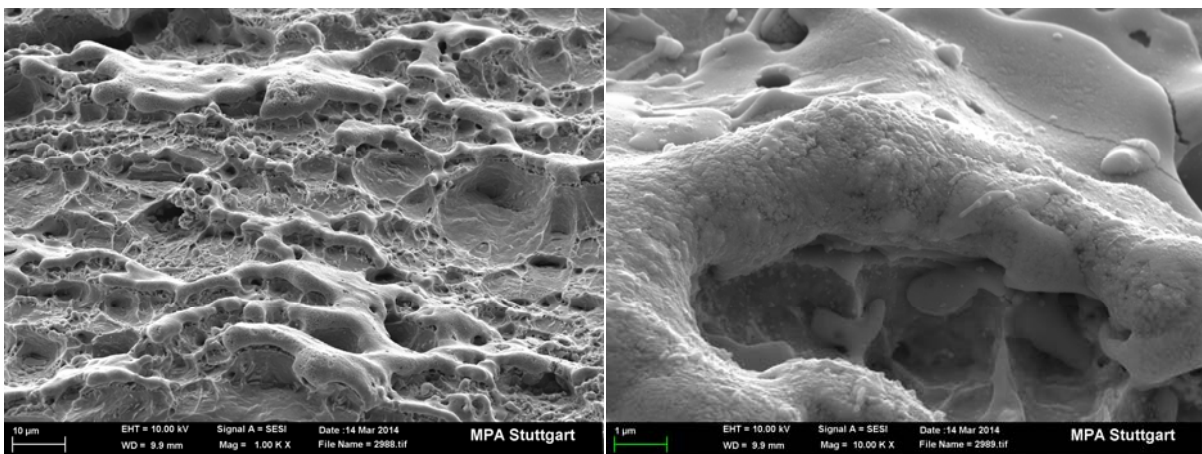


Bild 4.23: REM-Aufnahme einer Bruchfläche des Versuchs V60E2: Aufschmelzen der Bruchoberflächen infolge lokalisierter adiabatischer Erwärmung

4.4. Untersuchung von Martensitbildung

Bei metastabilen austenitischen Stählen kann es bei hohen plastischen Verformungen zu so genannter verformungsinduzierter Martensitbildung in den lokalisierten Zonen kommen, was zu einer Zunahme der Verfestigung führt. Die Bildung von Martensit ist abhängig von der Temperatur und der Belastungsgeschwindigkeit [107].

Mit einem Röntgen-Diffraktometer wurde untersucht, ob während der Verformung der Versuchsrohre Martensit gebildet wurde. Dazu wurden sowohl die Kleinproben (Kapitel 5), als auch die Bruchoberflächen der Versuchsrohre herangezogen.

Das linke Diagramm in Bild 4.24 zeigt den gemessenen Austenitgehalt auf der Bruchfläche von quasistatisch belasteten Rundzugproben in Abhängigkeit von der Temperatur. Bei $T = 25^\circ \text{C}$ ist etwa die Hälfte des Austenits in Martensit umgewandelt. Bei ca. $T = 300^\circ \text{C}$ ist der Martensitanteil kaum feststellbar. Das rechte Diagramm in Bild 4.24 zeigt den Austenitgehalt auf der Bruchfläche von dynamisch belasteten Rundzugproben in Abhängigkeit von der plastischen Dehnrates. Bereits bei einer Dehnrates von $\dot{\epsilon}_{pl} = 0,1 \text{ s}^{-1}$ zeigt sich kein signifikanter Verformungsmartensit. Untersuchungen an den Bruchflächen der Versuchsrohre V60E1, V60E2 und V80E2 ergaben, dass erwartungsgemäß auch dort keine Martensitumwandlung stattfand.

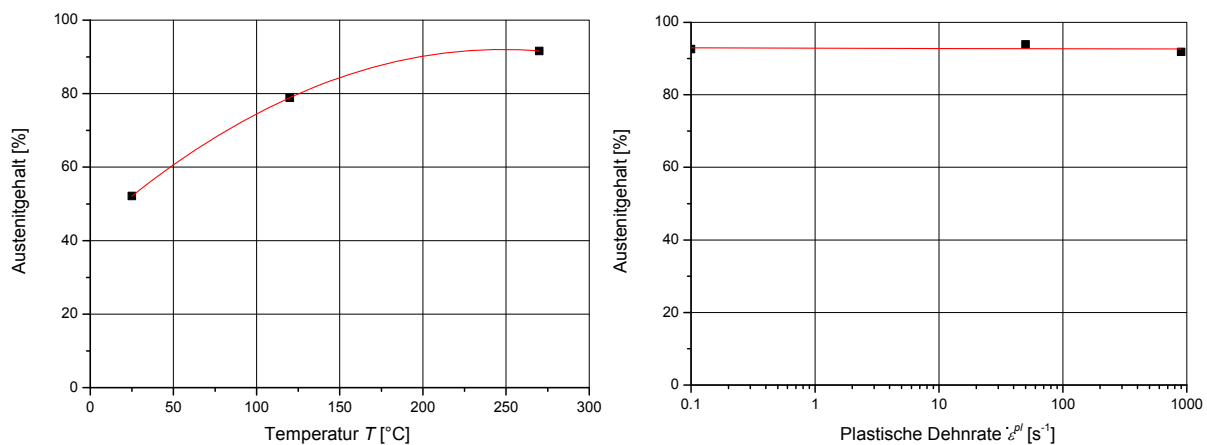


Bild 4.24: Abhängigkeit der Martensitbildung von der Temperatur und der plastischen Dehnrates

5. MECHANISCH TECHNOLOGISCHE WERKSTOFFUNTERSUCHUNGEN

5.1. Versuchs- und Messtechnik

5.1.1 Universal-Prüfmaschine

Für quasistatische Versuche wurde eine Universalprüfmaschine Typ MTS Sintech 65G mit einer maximalen Kraftaufnahme von 250 kN verwendet, die zur Durchführung von Versuchen bei erhöhter Temperatur mit einer Temperierkammer ausgestattet ist. Zur Messung der Dehnung wurde ein Clip-on Extensometer und für die Kraftmessung der maschinenseitig vorhandene Kraftsensor verwendet.

5.1.2 Servohydraulische Schnellzerreißmaschine (SZM)

Dynamische Zug- und Stauchversuche wurden an einer servohydraulischen 100 kN-Schnellzerreißmaschine mit einer maximalen Kolbengeschwindigkeit von $v_{max} = 20$ m/s durchgeführt. Mit der Versuchseinrichtung lässt sich für dynamische Zug- und Stauchversuche eine weitgehend konstante Abzugsgeschwindigkeit realisieren. Dazu sind eine spezielle Speicher- und Ventilkombination und eine Steuerung des dreistufigen Proportionalventils vorgesehen. Die Prüfparameter (Ventilhub als Funktion des Kolbenweges, Vorlaufstrecke, Kolbengeschwindigkeit) können in Abhängigkeit von der Belastungsgeschwindigkeit und der Zerreißenergie mit Hilfe einer speziellen Simulationssoftware ermittelt werden. Durch Vorversuche an Proben aus dem Untersuchungswerkstoff kann zudem die Steuerkennlinie des Proportionalventils für einen optimalen Geschwindigkeits-Zeit-Verlauf in mehreren Stufen iterativ verbessert werden. Versuche bei niedrigen Belastungsgeschwindigkeiten können im geregelten Betrieb mit vier Servoventilen durchgeführt werden.

Zur Erfassung des Verformungsweges wurden bei Zugversuchen zwei ergänzende Messmethoden angewandt. Im Bereich kleiner Dehnungen wurden Dehnungsmessstreifen (DMS) auf der Probenmitte appliziert, das Prinzip eines DMS beruht auf der Änderung seines elektrischen Widerstandes schon bei kleinen Verformungen. Der Widerstand wird durch eine Wheatstone'sche Brückenschaltung erfasst und als Spannungssignal in einen Messverstärker mit ausreichend hoher Bandbreite gespeist. Ab einer Dehnung von etwa $\varepsilon < 10$ % wird die DMS-Messung zunehmend ungenau, bei weiterer Dehnungszunahme versagen die DMS durch Ablösung vom Trägermaterial. Im Bereich hoher Dehnungen wurde die DMS-Messung daher durch ein elektro-optisches Extensometer vom Typ Zimmer 200X ergänzt. Durch ein elektronisches Wandlungsverfahren wird bei dieser Messmethode die Bewegung eines oder zweier Kontrastübergänge in ein elektrisches Signal umgesetzt. Durch das Aufbringen von Schwarz-Weiß-Übergängen auf die Probe können Verschiebungen trägheitslos gemessen

und durch Differenzbildung zweier Verschiebungen die Längenänderung einer Probe ermittelt werden. Es wurde eine Messlänge $l_0 = 15$ mm realisiert, welche durch das Aufbringen von Schwarz-Weiß-Übergängen mittels einer Klebefolie auf der Probe markiert wurde.

Die Versuchseinrichtung ist mit einem piezoelektrischen Kraftsensor ausgestattet, der bei langsamer Versuchsdurchführung direkt zur Kraftmessung herangezogen werden kann. Bei Belastungsgeschwindigkeiten von etwa $v > 500$ mm/s wird das Kraftsignal von Longitudinalschwingungen überlagert. Um eine zuverlässige Kraftmessung auch bei höheren Verformungsgeschwindigkeiten zu erreichen, sind auf den Zugproben so genannte Dynamometerabschnitte vorgesehen, die so dimensioniert werden, dass sie während der gesamten Belastung nur elastisch verformt werden (s. auch Bild 5.3). Auf den Dynamometerabschnitten werden zwei gegenüberliegende DMS appliziert, die statisch bis zur halben Streckgrenze kalibriert werden [108]. Eventuelle Einflüsse durch Biegung werden durch Mittelung der beiden DMS-Signale kompensiert. Da der Rohrwerkstoff keine ausgeprägte Streckgrenze aufweist, musste die Probenenden bzw. Dynamometerabschnitte aus ferritischen Stahl mit bekanntem E-Modul hergestellt und angeschweißt werden (vgl. auch Kap. 5.2.1).

Bei dynamischer Versuchsführung treten beim Zugversuch durch die spontane Kraftübertragung auf die Probe in der Probe und in Teilen der Prüfmaschine Longitudinal- oder Biegeschwingungen auf, deren Intensität mit steigender Kolbengeschwindigkeit zunimmt. Diese Schwingungen werden mit zunehmender Entfernung der Kraftmessung zur Messlänge stärker [109] und schlagen sich als „Oszillationen“ im Spannungs-Dehnungs-Diagramm nieder. Die Amplitude der Schwingungen ist außerdem von der Lasteinleitung abhängig und kann durch Dämpfungselemente reduziert werden. Der Einsatz solcher Dämpfungselemente führt jedoch zu einer Reduktion der Dehnrates zu Beginn des Versuchs, was die Streckgrenze beeinflussen kann [109]. Daher wurde in dieser Arbeit auf die Verwendung von Dämpfern bei der Lasteinleitung verzichtet.

Für Stauchversuche wurde eine an der MPA Universität Stuttgart entwickelte Vorrichtung benutzt, mit der sich auch bei hohen Belastungsgeschwindigkeiten ein definierter Verformungsgrad erreichen lässt. Zur Optimierung einer gleichmäßigen Lasteinleitung und zur Minimierung von Reibungseinflüssen wurden auswechselbare stirnseitig polierte zylindrische Einlagen aus hochfestem Stahl zwischen den Stempeln und der Probe angeordnet. Darüber hinaus werden die Stirnflächen der Proben mit einem speziellen Fett geschmiert. Analog zu den Zugversuchen kann eine Beschleunigung von Kolben und Teilen der Belastungseinrichtung vor dem Versuch erfolgen. Zur Messung der Probenstauchung wurde die Relativverschiebung zwischen oberem und unterem Stempel mit dem oben beschriebenen elektrooptischen Extensometer erfasst. Die Messung der Kraft kann bei Stauchversuchen nur mit dem maschinenseitig vorhandenen piezoelektrischen Kraftsensor realisiert werden.

Die Aufzeichnung der elektrischen Signale erfolgte mit Aufzeichnungsraten von bis zu 1 MSample/s bei 12 bit Aufzeichnungsbreite mit Digital Speicherkarten vom Typ National Instruments 6110 und dem Programm LabVIEW [110].

Zur Verifikation von numerischen Berechnungen wurden zudem ausgewählte Proben für eine Verformungsanalyse nach dem Objektrasterverfahren (ARAMIS) vorbereitet und der Versuch mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. Das Grundprinzip des Objektrasterverfahrens beruht darauf, dass im unverformten Zustand die Grauwertverteilung in einer rechteckigen Rasterfläche im Referenzzustand mit der Grauwertverteilung der gleichen Fläche im verformten Zustand korreliert. Aus dem ermittelten Deformationsgradienten lassen sich anschließend die Verzerrungen ermitteln. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass nicht nur die Verschiebung zweier Punkte, sondern auch das Dehnungsfeld auf der Probenoberfläche bestimmt und visualisiert werden kann. Die Genauigkeit und damit die Einsatzmöglichkeit der verwendeten Hochgeschwindigkeitskamera sind vor allem durch deren Bildfrequenz und Auflösung begrenzt. Des Weiteren ist bei der hier verwendeten zweidimensionalen Messung eine geringe Out-of-plane-Bewegung des Objektes sicherzustellen und bei der Auswahl der Objektive auf eine hohe Verzeichnungsfreiheit zu achten [106].

5.1.3 Split-Hopkinson-Pressure-Bar (SHPB)

Stauchversuche und Scherversuche wurden an einer Split-Hopkinson-Pressure-Bar-Anlage durchgeführt. Die Split-Hopkinson-Technik hat ihren Ursprung in den Untersuchungen von Bertram Hopkinson [111]. Seine Anlage bestand aus einem langen, rein elastisch beanspruchten Stab, an dessen Ende ein kurzer Zylinder mittels Schmierfett angefügt war. Am anderen Ende des Stabes wird durch Projektilaufschlag ein kurzer Druckpuls in den Stab eingeleitet. Die Druckwelle kann so in den Zylinder, die reflektierende Zugwelle jedoch nicht zurück in den Stab übertragen werden, so dass der Zylinder mit einem bestimmten Impuls in Axialrichtung fortgeschossen wird. Diesen Impuls konnte Hopkinson mit einem ballistischen Pendel messen und erhoffte sich, so Rückschlüsse auf die Kennwerte der Spannungswellen zu gewinnen. Kolsky nutzte dieses Verfahren 1948 erstmals zur Bestimmung dynamischer Werkstoffeigenschaften [112]. Er trennte den Hopkinson-Stab in einen Einlaufstab und einen Transmitterstab auf, die wie bei Hopkinson als Wellenleiter fungierten. Zwischen diesen Stäben wird eine Materialprobe angeordnet. Ein mittels Projektilaufschlag in den Einlaufstab eingeleiteter Spannungspuls wird nach dem Auftreffen auf die Probe durch deren plastische Verformung in einen durchlaufenden und einen reflektierenden Anteil aufgeteilt. Aus den zeitlichen Verläufen dieser drei Pulse konnte Kolsky Rückschlüsse auf die Materialkennwerte der Probe ziehen. Wegen der zwei getrennten Stäbe ist diese Anlage bis heute als Split-Hopkinson-Pressure-Bar (SHPB) oder auch Kolsky-Bar bekannt.

Die verwendete SHPB-Anlage ist in Bild 5.1 schematisch dargestellt. Einlauf- und Transmitterstab der Anlage sind mit einem Durchmesser von 20 mm ausgeführt. Der einfallende Puls wird durch einen Projektilaufschlag erzeugt. Das Projektil wird mittels einer mit Druckstickstoff betriebenen Gaskanone beschleunigt. Die stufenlos einstellbare Projektilgeschwindigkeit wird mit einer Lichtschrankentechnik gemessen. Das Stangenmaterial hat eine Streckgrenze von ca. $R_e = 1900$ MPa.

Durch den aus der eindimensionalen Wellentheorie bekannten Zusammenhang

$$\tau_0 = \frac{2l}{c_0} \quad (5.1)$$

kann die Pulsdauer τ_0 aus der Projektillänge l und der longitudinalen Wellenausbreitungsgeschwindigkeit $c_0 = (\rho/E)^{1/2}$ bestimmt werden. Durch die Wahl einer geeigneten Projektillänge kann so die gewünschte Pulsdauer eingestellt werden.

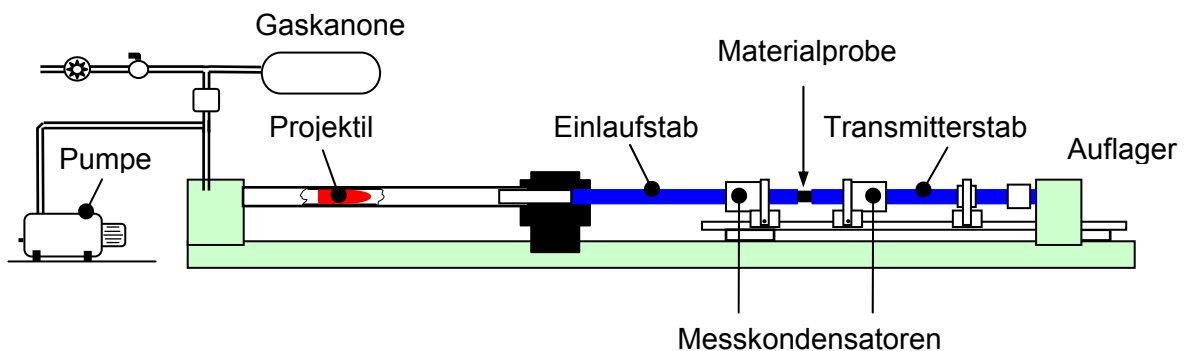


Bild 5.1: Schematische Darstellung der Split-Hopkinson-Pressure-Bar

Unter Verwendung eines Lasers wird die Anlage so justiert, dass Biegespannungen verhindert werden. Es wird davon ausgegangen, dass beim Stoßvorgang zwischen Projektil und Einlaufstab nur Wellen der longitudinalen Äste der Pochhammer-Wellen angeregt werden, da nur die Übertragung von Zug- und Druckspannungen von Interesse ist.

Die zeitlichen Verläufe der Radialverschiebungen, die durch den einfallenden, reflektierten und transmittierten Puls hervorgerufen werden, wurden mit coaxialen Messkondensatoren erfasst. Die axiale Integrationslänge der verwendeten Kondensatoren beträgt 1,50 mm. Die Luftspaltdicke zwischen den Kondensatorringen und dem jeweiligen Stab beträgt $d_0 = 100$ μm . Bei der Justierung der Kondensatoren wird ausgenutzt, dass diese bei zentrischer Ausrichtung ihre minimale Kapazität haben. Die elektronische Schaltung basiert auf dem Prinzip der Ladungskonstanz. Aus der Messkapazität C_M und der Messspannung $U(t)$ kann die Radialverschiebung des Stabes wie folgt berechnet werden:

$$u_r(r, t) = d_0 \frac{C_M + C_P}{C_M U_0} (U(t) - U_0) \left(1 + \frac{C_P (U(t) - U_0)}{C_M U_0} \right)^{-1} \quad (5.2)$$

Hierin ist C_P die parasitäre Kapazität des Messkondensators und U_0 die Initialspannung. r ist der Radius des Stabes. Der Vorteil im Vergleich zur Messung der Axialdehnung des Stabes mittels DMS liegt in der höheren Messgenauigkeit [113].

Unter der Voraussetzung, dass das Frequenzspektrum von $u_r(r, t)$ bestimmten Bedingungen genügt, ist die Axialspannungsverteilung über dem Radius nahezu homogen und die Scherspannung vernachlässigbar. Die nach Gleichung (5.2) ermittelten Radialverschiebungen können dann gemäß der Beziehung

$$\sigma(t) = -\frac{E}{\mu} \frac{u_r(r, t)}{r} \quad (5.3)$$

in axiale Spannungen umgerechnet werden, wobei E der Elastizitätsmodul und μ die Querkontraktionszahl ist.

5.2. Probengeometrie und –herstellung

5.2.1 Rundzugproben

Aus den Versuchsrohren wurden Prüfkörper sowohl in tangentialer als auch in axialer Richtung entnommen. Die Probenköpfe müssen so ausgebildet sein, dass außerhalb der Versuchslänge eine rein elastische Verformung bis zum Bruch des Versuchsmaterials gewährleistet ist. Dies wurde erreicht, indem Anschuhenden aus hochfestem ferritischem Stahl mit bekanntem E-Modul durch Elektronenstrahlschweißen am Versuchsmaterial angebracht und danach die Rundzugproben aus den Rohlingen spanend ausgearbeitet wurden. An den Probenköpfen waren Feingewinde M10 x 1 mm zur Aufnahme der Probe in der Prüfmaschine angeordnet. In Bild 5.2 ist die Herstellung einer Tangentialprobe schematisch dargestellt. Bild 5.3 zeigt die Geometrie der Rundzugprobe.

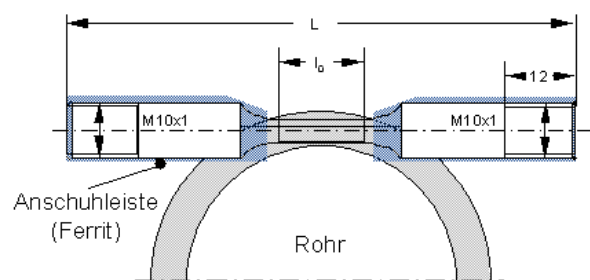


Bild 5.2: Probenentnahme und Herstellung einer Tangential-Zugprobe

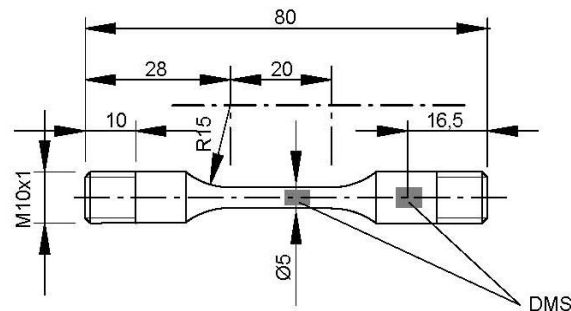


Bild 5.3: Geometrie und Hauptabmessungen der Zugproben mit $l_0 = 20$ mm

5.2.2 Kerbzugproben

Zur Untersuchung von Mehrachsigeinflüssen wurden Kerbzugproben verwendet. Die Proben wurden aus Versuchsrohren mit einer Wanddicke von $s = 11,13$ mm in tangentialer Entnahmerichtung herausgearbeitet. Die Herstellung der Proben erfolgte analog zu den Rundzugproben mit angeschweißten Anschuhleisten (Bild 5.2). Durch eine Variation des Kerbradius konnten unterschiedliche Spannungszustände erreicht werden. Der Kerbgrunddurchmesser der Proben betrug $D_{Kerb} = 4,0$ mm. Es wurden Proben mit drei unterschiedlichen Kerbradien von $r_{Kerb} = 0,25$ mm, 0,8 mm und 3,0 mm hergestellt. Die Geometrie der Kerbzugproben ist in Bild 5.4 dargestellt.

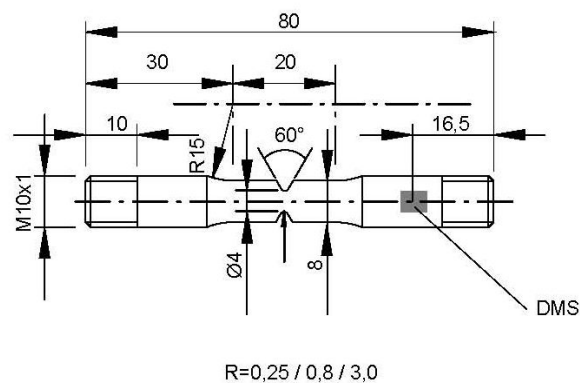


Bild 5.4: Geometrie und Hauptabmessungen der Kerbzugproben

5.2.3 Stauchproben

Stauchproben wurden aus dem Versuchsrohr in axialer und tangentialer Richtung entnommen. Zur Verhinderung ungleichmäßiger Belastung und zur Sicherstellung exakten Höhe der Proben wurden die stirnseitigen Oberflächen durch Lappen geglättet. Bei quasistatischer Versuchsführung wird zur Vermeidung des Ausbauchens der Probe häufig das Kegelstauchverfahren nach Siebel und Pomp [114] angewendet. Aufgrund von Genauig-

keitseinbußen und der geringen Probenabmessungen findet diese Versuchsanordnung bei dynamischen Stauchversuchen keine Anwendung. Die Geometrie der Stauchproben ist in Bild 5.5 schematisch dargestellt.

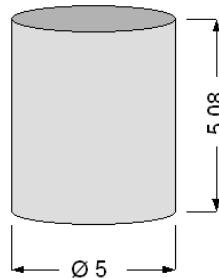


Bild 5.5: Geometrie und Hauptabmessungen der Stauchproben

5.2.4 Prismatische Scherproben

Mit den in Kapitel 5.2.2 beschriebenen Kerbzugproben können Spannungsmehrachsigkeiten unter überwiegender Zugbeanspruchung eingestellt werden. Zur Erweiterung der Datenbasis mit Bezug auf Scher- und Druckbelastung wurde in Anlehnung an [115] eine Probengeometrie entwickelt, mit der man gezielt unterschiedliche Spannungszustände im Scher- und Druckbereich einstellen kann. Die in [115] vorgeschlagene prismatische Probenform wurde hierbei im Wesentlichen übernommen, jedoch mit Hilfe der Methode der finiten Elemente die Geometrie für den hochduktilen Untersuchungswerkstoff iterativ optimiert. Die verwendete Probenform ist in Bild 5.6 dargestellt. Die Variation des Spannungszustandes wird hierbei aufgrund unterschiedlicher Kerbform bzw. unterschiedlichen Versatzes der gegenüberliegenden Kerben erreicht. Die Probenform wurde ursprünglich zur Erfassung der Temperaturentwicklung in Scherbändern entwickelt. Zur Beschreibung eines geeigneten Versagenskriteriums (Kapitel 6.2) wurde ausgenutzt, dass in Probenmitte ein annähernd ebener Verzerungszustand vorherrscht.

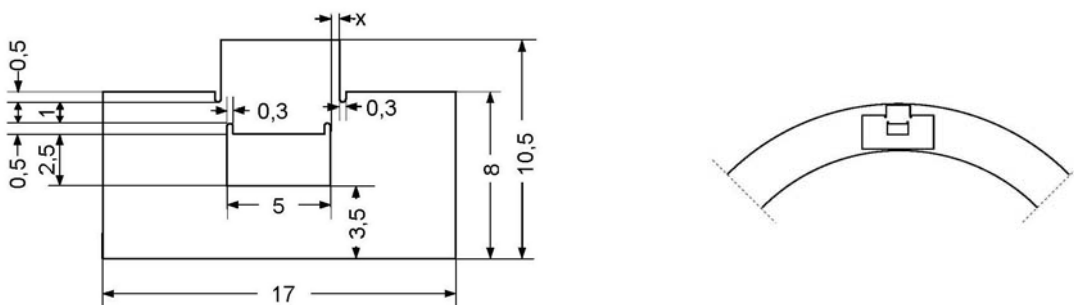


Bild 5.6: Prismatische Scherprobe – links: Geometrie und Hauptabmessungen – rechts: Entnahme

5.3. Quasistatische Zugversuche

5.3.1 Einfluss der Temperatur

Zur Beschreibung des temperaturabhängigen Werkstoffverhaltens bei quasistatischer Beanspruchungsgeschwindigkeit wurden Zugversuche an Rundzugproben in der Universalprüfmaschine (Kapitel 5.1.1) bei Temperaturen im Bereich von $25^{\circ}\text{C} \leq T \leq 270^{\circ}\text{C}$ durchgeführt. Die Versuche wurden bei einer mit einer konstanten Abzugsgeschwindigkeit von 0,067 mm/s durchgeführt. Um den Aufwand bei der Probenherstellung zu verringern, wurden die Proben in axialer Richtung entnommen und in Anlehnung an die Probengeometrie Bild 5.3 hergestellt. Auf die Verwendung von ferritischen Anschuhleisten kann bei quasistatischer Versuchsführung und bei Nutzung von Clip-on Extensometern verzichtet werden.

Die Festigkeitskennwerte dieser Versuche sind in Tabelle 5.1 zusammenfasst. Als Verformungskennwerte wurden die Gesamtdehnung bei Höchstzugkraft A_{gt} , die Gesamtdehnung beim Bruch A_t sowie die Brucheinschnürung Z bestimmt. Da es sich bei den Proben nicht um Proportionalproben handelte, wurde als Bruchdehnung A_{20mm} bestimmt. Die ermittelten Spannungskennwerte sind Zugfestigkeit R_m sowie die Spannung bei der Dehngrenze von 0,2 % ($R_{p0,2}$) und 1,0 % ($R_{p1,0}$).

Tabelle 5.1

Festigkeitskennwerte des Untersuchungswerkstoffs bei erhöhter Temperatur

Probennummer	Prüf-temperatur [° C]	R_m [MPa]	$R_{p0,2}$ [MPa]	$R_{p1,0}$ [MPa]	A_{gt} [%]	A_{20mm} [%]	Z [%]
S20	25	587	228	284	37,4	55,0	81
S05	22	579	230	274	35,3	50,0	81
S11	22	577	239	283	35,0	50,5	81
S07	120	485	186	236	26,5	42,5	83
S01	120	489	194	242	27,5	41,0	80
S14	120	481	189	234	27,4	44,0	83
S02	200	454	184	225	26,1	37,0	80
S08	200	452	179	223	24,4	38,5	80
S15	200	444	166	210	26,2	39,5	80
S09	270	440	187	225	23,4	36,0	76
S03	270	450	183	225	24,1	33,5	76
S16	270	440	173	213	24,2	36,5	76

In Bild 5.7, sind die Verformungskennwerte über dem Temperaturbereich aufgetragen. Während die Bruchdehnung einen deutlichen Abfall zwischen $T = 25^\circ\text{C}$ und $T = 200^\circ\text{C}$ zeigt, ist bei der mittleren Brucheinschnürung kein eindeutiger Temperatureinfluss festzustellen. Die Spannungskennwerte fallen mit zunehmender Temperatur bis $T \approx 200^\circ\text{C}$ ebenfalls deutlich ab (Bild 5.8). Der Einfluss der Temperatur auf die Fließkurven zeigte sich bereits bei einer Prüftemperatur von $T < 120^\circ\text{C}$, Bild 5.9. Dieser Temperatureinfluss nimmt bis $T = 200^\circ\text{C}$ zu. Zwischen $T = 200^\circ\text{C}$ und $T = 270^\circ\text{C}$ ist der Einfluss der Temperatur weniger ausgeprägt. Bei erhöhter Temperatur wiesen die Zugproben im Einschnür- und Bruchbereich einen elliptischen Querschnitt auf, was auf einen mikrostrukturellen Gefügeeinfluss schließen lässt. Die Brucheinschnürung wurde deshalb aus dem mittleren Durchmesser bestimmt.

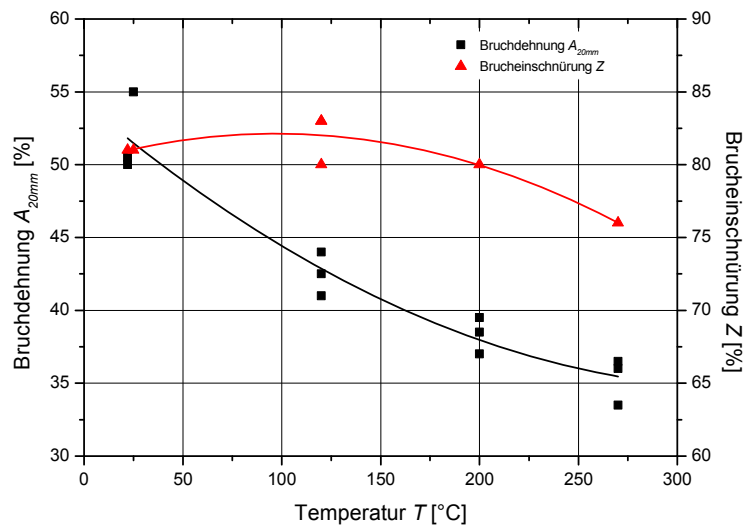


Bild 5.7: Verformungskennwerte als Funktion der Temperatur

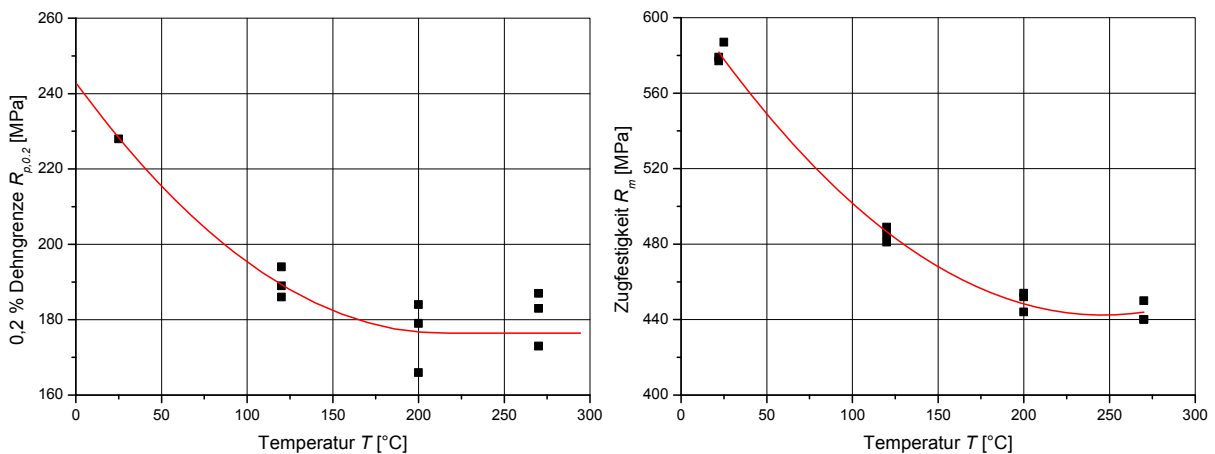


Bild 5.8: Spannungskennwerte als Funktion der Temperatur

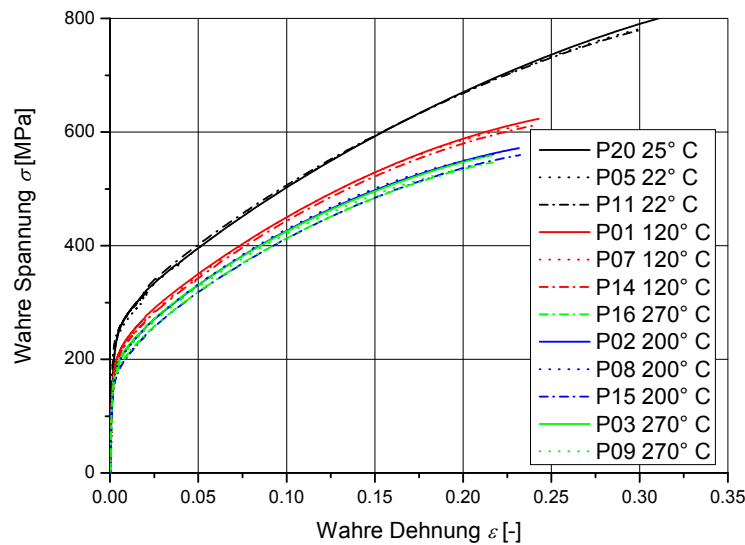


Bild 5.9: Einfluss der Temperatur auf die Fließkurve

5.3.2 Einfluss der Rohrwanddicke

Zur Beurteilung von herstellungsbedingten Einflüssen der Rohrwanddicke auf die Materialeigenschaften wurden Rundzugproben aus einem Rohr mit der Wanddicke von $s = 11,28$ mm unter quasistatischer Beanspruchungsgeschwindigkeit geprüft und die Ergebnisse aus Rohren mit einer Wanddicke von $s = 6,02$ mm verglichen. Die Proben wurden in axialer Richtung entnommen. Die Grafik in Bild 5.10 zeigt die wahren Spannungs-Dehnungskurven der Zugversuche für die jeweilige Rohrwanddicke. Die zugehörigen mechanisch-technologischen Kennwerte sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt. Die Proben aus den Rohren mit einer Wanddicke von $s = 11,28$ mm zeigen eine deutlich niedrigere Fließspannung und eine höhere Bruchdehnung, als die Proben aus Rohren mit einer Wanddicke von $s = 6,02$ mm.

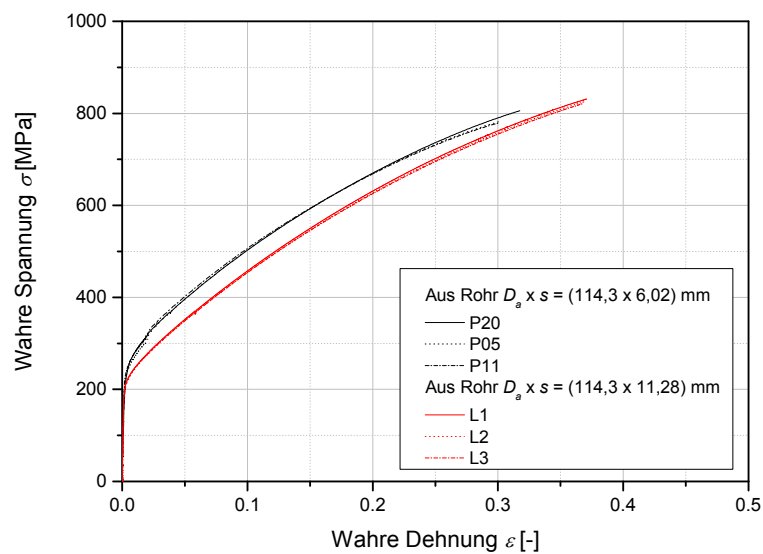


Bild 5.10: Einfluss der Rohrwanddicke auf die Fließkurve

Tabelle 5.2

Zugfestigkeitskennwerte des Untersuchungswerkstoffs bei unterschiedlichen Rohrwanddicken

Probenbezeichnung	R_m [MPa]	$R_{p0,2}$ [MPa]	$R_{p1,0}$ [MPa]	A_{gt} [%]	A [%]	Z [%]
P20	587	228	284	37,4	55,0	81,0
P5	579	230	274	35,3	50,0	81,0
P11	577	239	283	35,0	50,5	81,0
L1	574	214	249	44,9	61,5	82,0
L2	571	211	247	44,7	61,0	83,0
L3	569	214	248	44,3	61,5	79,0

5.4. Dynamische Zugversuche

Die dynamischen Zugversuche wurden bei Raumtemperatur durchgeführt. Es wurden Versuche an Tangentialproben mit Dehnraten zwischen $\dot{\epsilon}_{pl} = 5 \text{ s}^{-1}$ und $\dot{\epsilon}_{pl} = 1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ durchgeführt.

Die Ergebnisse aus den Schnellzerreiversuchen mit Kleinproben sind in Tabelle 5.3 zusammengestellt. Einziger Versuchsparameter war die plastische Dehnrates $\dot{\epsilon}_{pl}$. Hinsichtlich der Verformungskennwerte ist unter Berücksichtigung der zu unterstellenden Ergebnisstreuung kein nennenswerter Dehnrateneinfluss festzustellen (Bild 5.11). Die Spannungskennwerte hingegen zeigen eine eindeutige Dehnratenabhängigkeit (Bild 5.12). Die 0,2 %-Dehngrenze nimmt mit der Dehnrates zu. Ein analoges Verhalten ist hinsichtlich der Zugfestigkeit festzustellen. Die ermittelten wahren Fließkurven sind in Bild 5.13 dargestellt. Die „Oszillationen“ in den Fließkurven bei höheren Dehnrates sind auf die Lasteinleitung bzw. die Kraftmessung zurückzuführen und werden in Kapitel 5.1.2 ausführlicher diskutiert.

Tabelle 5.3

Zugfestigkeitskennwerte des Untersuchungswerkstoffes bei hoher Belastungsgeschwindigkeit

Probennummer	Dehnrate [s ⁻¹]	R _m [MPa]	R _{p0,2} [MPa]	R _{p1,0} [MPa]	A _{gt} [%]	A _{20mm} [%]	Z [%]
P19	0,004	580	244	279	54,4		78,0
P29	0,004	584	245	280	50,4		78,0
R10	0,1	559	256	305	39,6	46,4	80,8
P21	5	600	277	316	46,0	46,2	71,7
P22	5	602	287	320	46,8	46,8	71,7
R19	5	612	278	326	40,0	44,4	67,4
P13	50	625	307	340	46,0	47,0	70,0
P14	50	618	310	337	45,6	46,3	66,6
R06	50	628	311	333	43,0	47,5	69,8
P23	200	643	300	348	45,9	48,8	70,6
P25	200	651	325	364	45,2	46,8	71,7
R04	200	634	326	359	42,0	51,0	73,8
P16	500	657	351	370	46,0	60,7	74,0
P17	500	666	344	366	42,0	55,5	72,7
R12	900	646	315	343	42,5	50,4	73,7
P18	1·10 ³	656	289	312	42,3	59,5	71,1
P11	1·10 ³	664	345	359	48,6	49,1	72,2
P12	1·10 ³	667	365	380	50,7	48,1	68,8

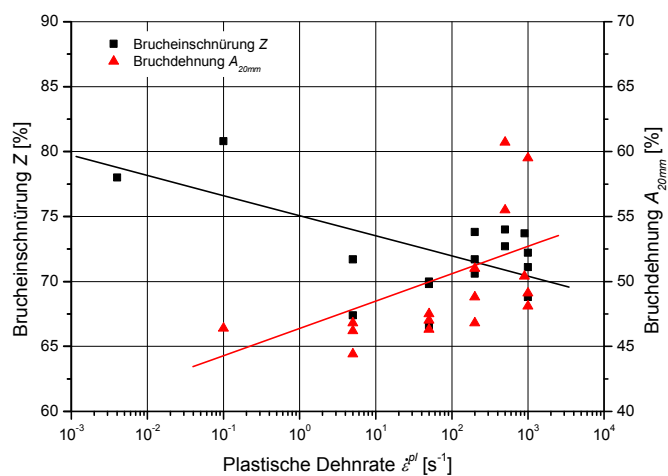


Bild 5.11: Verformungskennwerte als Funktion der plastischen Dehnrate

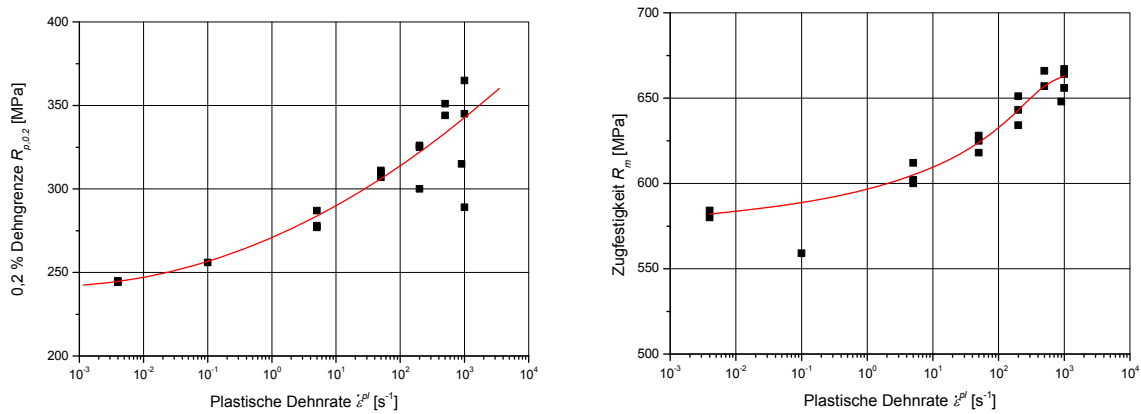


Bild 5.12: Spannungskennwerte als Funktion der plastischen Dehnrates

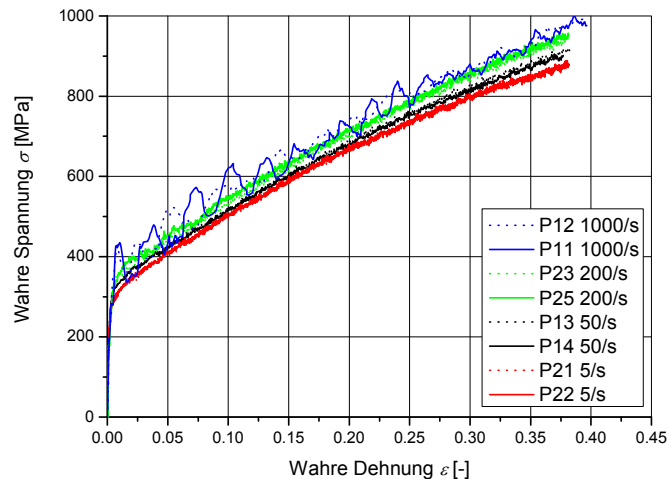


Bild 5.13: Einfluss der Dehnrates auf die Fließkurve

5.5. Dynamische Stauchversuche

Im Vergleich zu den Zugversuchen können mit Stauchversuchen deutlich höhere Umformgrade erreicht werden. Dynamische Stauchversuche wurden bis zu einer Dehnrates von $\dot{\epsilon}_{pl} = 2,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ an der servohydraulischen Schnellzerreißmaschine (Kapitel 5.1.2) durchgeführt. Es wurden Versuche bei plastischen Dehnrates zwischen $\dot{\epsilon}_{pl} = 0,10 \text{ s}^{-1}$ und $\dot{\epsilon}_{pl} = 2,5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ durchgeführt.

Als Ergänzung zu diesen Stauchversuchen wurden Versuche mit einer Dehnrates von $\dot{\epsilon}_{pl} > 1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ an der in Kapitel 5.1.3 beschriebenen SHPB-Anlage durchgeführt. Mit dieser Anlage können Dehnrates von $\dot{\epsilon}_{pl} > 1 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ realisiert werden. Es wurden Versuche bei mittleren plastischen Dehnrates von $\dot{\epsilon}_{pl} = 1 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ bis $\dot{\epsilon}_{pl} = 5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ an Tangential- und Axialproben durchgeführt.

Grundlage der Auswertung von SHPB-Ergebnissen ist die Lösung der exakten Bewegungsgleichung für die Wellenausbreitung in infiniten isotropen elastischen Stäben nach Pochhammer und Chree [116], [117]. Die Komplexität dieser Gleichung beruht auf der dispersionsbedingten Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit von der Wellenlänge. Einen einachsigen Spannungszustand vorausgesetzt, ergeben sich folgende Beziehungen zur Ermittlung von Spannung, Dehnung und Dehnrate:

$$\sigma(t) = \frac{A_0}{2A_p} (\sigma_I(t) + \sigma_R(t) + \sigma_T(t)) \quad (5.4)$$

$$\dot{\varepsilon}(t) = \frac{1}{\rho c_0 h_0} (\sigma_T(t) - \sigma_I(t) + \sigma_R(t)) \quad (5.5)$$

$$\varepsilon(t) = \int_0^t \dot{\varepsilon}(\tau) d\tau \quad (5.6)$$

Hierbei ist A_0 die Querschnittsfläche des Einlauf- und Transmitterstabes, A_p die Querschnittsfläche der Probe, h_0 die Probenhöhe, ρ die Dichte des Stabmaterials und c_0 die longitudinale Wellenausbreitungsgeschwindigkeit im Stabmaterial. Die Spannungen $\sigma_I(t)$, $\sigma_R(t)$, $\sigma_T(t)$ werden nach Gleichung (5.3) aus dem Versuch ermittelt, wobei der Index I den einfallenden Puls, R den reflektierten Puls und T den transmittierten Puls kennzeichnet.

Die auf dem jeweiligen Laufweg von der Messstelle zur Stabendfläche auftretenden dispersionsbedingten Veränderungen der Pulsform von $\sigma_I(t)$, $\sigma_R(t)$ und $\sigma_T(t)$ können über eine Dispersionskorrektur berücksichtigt werden [118]. Hierzu müssen die nach Gleichung (5.2) bestimmten radialen Verschiebungen gemäß der Beziehung

$$u_r^{corr}(r, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} u_r(r, 0, \omega) e^{i(kz - \omega(k)t)} d\omega \quad (5.7)$$

korrigiert werden, wobei z die Stabkoordinate in Axialrichtung und $\omega(k)$ die Dispersionsbeziehung entsprechend der Pochhammer-Chree-Lösung für die Ausbreitung von Sinuswellen in unendlich langen Stäben ist.

Die aus den dynamischen Stauchversuchen in der servohydraulischen Schnellzerreißmaschine ermittelten Spannungskennwerte sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Die Spannungswerte aus den Split-Hopkinson-Pressure-Bar-Versuchen sind in Tabelle 5.5 wiedergegeben. Wie bei den Schnellzerreißversuchen mit Kleinzugproben nehmen die Spannungskennwerte $R_{p0,2}$ und $R_{p1,0}$ mit steigender Dehnrate zu. Die ermittelten wahren Fließkurven sind in Bild 5.14 dargestellt. Die Verläufe der in den Diagrammen abgebildeten Fließkurven

weisen im Bereich höherer Umformgrade auf den der Verfestigung entgegenwirkenden Einfluss der thermischen Entfestigung hin. Anzumerken ist weiterhin, dass bei Druckbeanspruchung das Materialverhalten bereichsweise von dem bei Zugbeanspruchung abweicht. Eine mögliche Erklärung ist, dass dies durch Karbide in der austenitischen Matrix verursacht wird.

Festigkeitskennwerte der dynamischen Stauchversuche an der SZM

Probennummer	Dehnrate [s ⁻¹]	$R_{p0,2}$ [MPa]	$R_{p1,0}$ [MPa]
KgAx02	0,1	275	313
KgAx03	0,1	282	323
KgAx04	0,1	288	321
KgAx13	0,1	254	298
KgAx05	50	310	354
KgAx06	50	298	345
KgAx07	200	314	349
KgAx08	200	344	376
KgAx09	900	372	415
KgAx10	900	340	370
KgAx12	$2,5 \cdot 10^3$	374	391

Tabelle 5.5

Festigkeitskennwerte der dynamischen Stauchversuche an der SHPB

Probennummer	Entnahmerichtung	Dehnrate [s ⁻¹]	$R_{p0,2}$ [MPa]	$R_{p1,0}$ [MPa]
A805	Axial	$2 \cdot 10^3$	409	431
A801	Axial	$3 \cdot 10^3$	408	436
A802	Axial	$3 \cdot 10^3$	451	476
A803	Axial	$6 \cdot 10^3$	383	420
A806	Axial	$6 \cdot 10^3$	446	477
A807	Axial	$8 \cdot 10^3$	407	440
A804	Axial	$1 \cdot 10^4$	671	700
T04	Tangential	$4 \cdot 10^3$	372	409
T03	Tangential	$1 \cdot 10^4$	356	398
T05	Tangential	$1 \cdot 10^4$	481	519
T06	Tangential	$1 \cdot 10^4$	418	457
T01	Tangential	$5 \cdot 10^4$	504	540

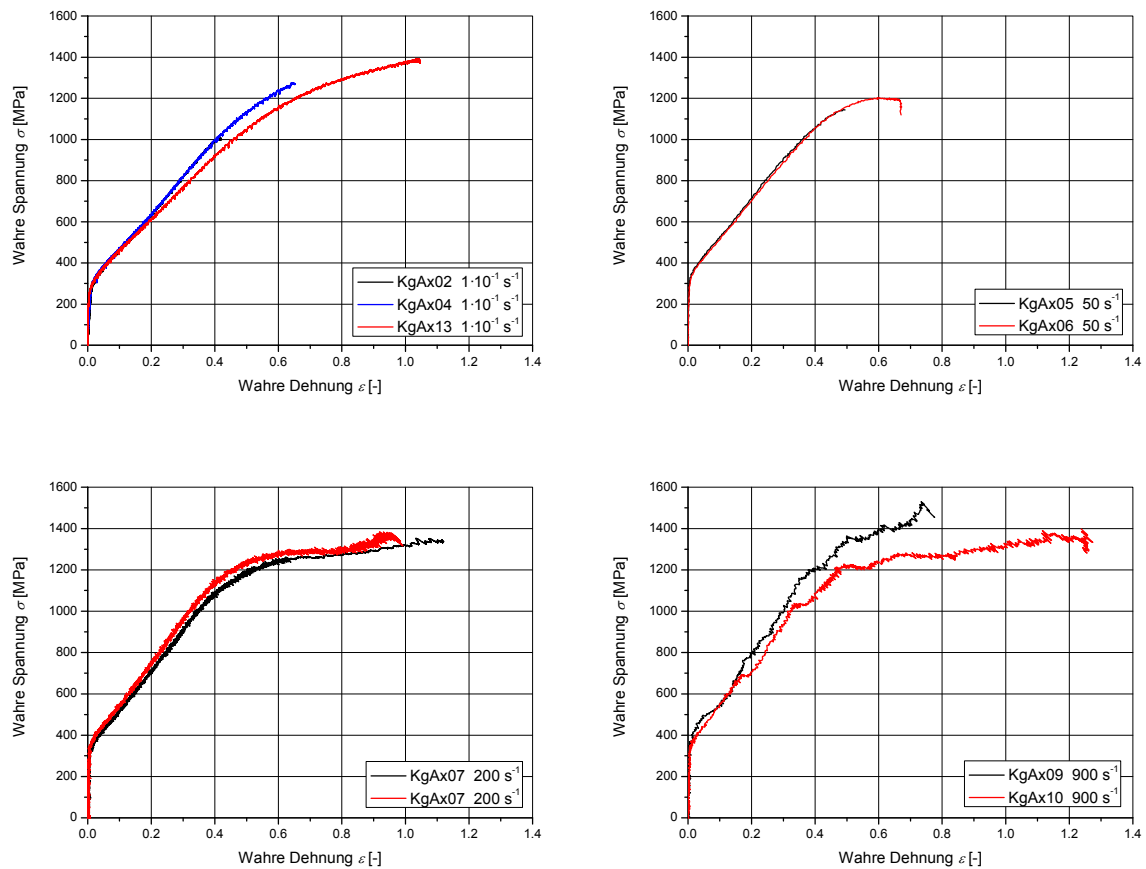


Bild 5.14: Einfluss der Dehnrates auf die Stauch-Fließkurven

Bei dynamischen Versuchen ist ohne DMS-Instrumentierung keine hinreichend genaue Beschreibung der Fließkurven im Bereich geringer Dehnungen zu erwarten. Zur Beurteilung des Einflusses der Belastungsgeschwindigkeit auf die Fließkurve ist es daher sinnvoll, die 1,0 % Dehngrenze $R_{p1.0}$ zu verwenden. Die Grafik in Bild 5.15 zeigt in diesem Zusammenhang den Einfluss der Dehnrates auf die 1,0 % Dehngrenze für alle durchgeführten Zug- und Stauchversuche.

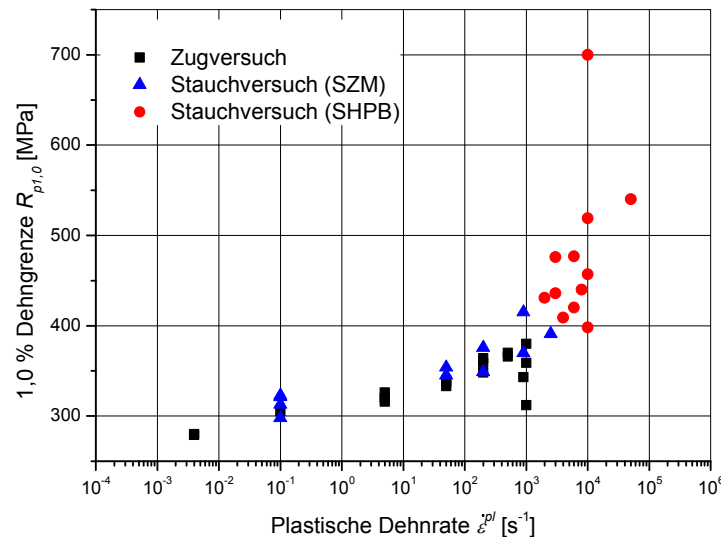


Bild 5.15: Einfluss der Dehnrates auf die Zug- und Stauch-Fließkurven

5.6. Zugversuche an gekerbten Rundzugproben

Zur Beurteilung des Versagensverhaltens des Werkstoffes unter verschiedenen Randbedingungen sind Versuche an unterschiedlich gekerbten Rundzugproben bei Abzugsgeschwindigkeiten von bis zu $v = 20$ m/s durchgeführt worden. Ziel dieser Versuche war es, durch eine Variation der Kerbe unterschiedliche Spannungszustände einzustellen um den Einfluss der Spannungsmehrachsigkeit auf die Bruchdehnung in Abhängigkeit der Dehnrates zu bestimmen. Geometrie und Hauptabmessungen der Proben sind in Kapitel 5.2.2 beschrieben. Je Kerbradius wurden zwei Proben bei Abzugsgeschwindigkeiten von $3 \text{ mm/s} < v < 20 \text{ m/s}$ geprüft. Die Versuche wurden an der in Kapitel 5.1.2 beschriebenen servohydraulischen Schnellzerreißmaschine bei Raumtemperatur durchgeführt. Aufgezeichnet wurde der zeitliche Verlauf von globaler Verlängerung d und Kraft F . Die Verlängerung wurde mit dem elektro-optischen Extensometer, die Kraft über auf der Probe applizierte DMS bestimmt (vgl. auch Kapitel 5.1.2). Als Ergebnis wurden außerdem die Brucheinschnürung, die Maximalkraft und die daraus ermittelte Bruchspannung ausgewertet. In Bild 5.16 bis Bild 5.18 ist der Einfluss der Geschwindigkeit und in Bild 5.19 bis Bild 5.21 der Einfluss des Kerbradius jeweils in Kraft-Verlängerungs-Diagrammen dargestellt. In Tabelle 5.6 ist sind die Parameter und die Ergebnisse der Versuche zusammengefasst. Die mit zunehmender Belastungsgeschwindigkeit stärker ausgeprägten „Oszillationen“ in den Kraft-Verlängerungskurven ist auf die Lasteinleitung bzw. die Kraftmessung zurückzuführen und werden in Kapitel 5.1.2 ausführlicher diskutiert.

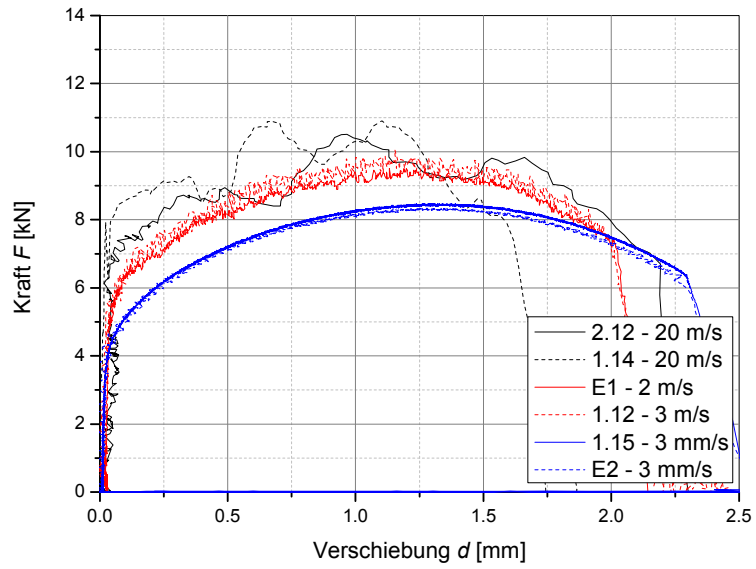


Bild 5.16: Kraft-Verschiebungskurven der Kerbzugversuche mit $r_{Kerb} = 3,0 \text{ mm}$

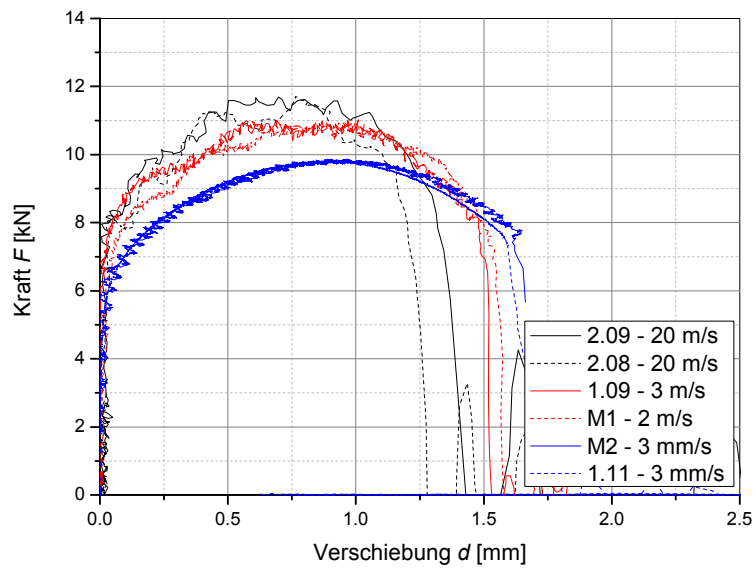


Bild 5.17: Kraft-Verschiebungskurven der Kerbzugversuche mit $r_{Kerb} = 0,8 \text{ mm}$

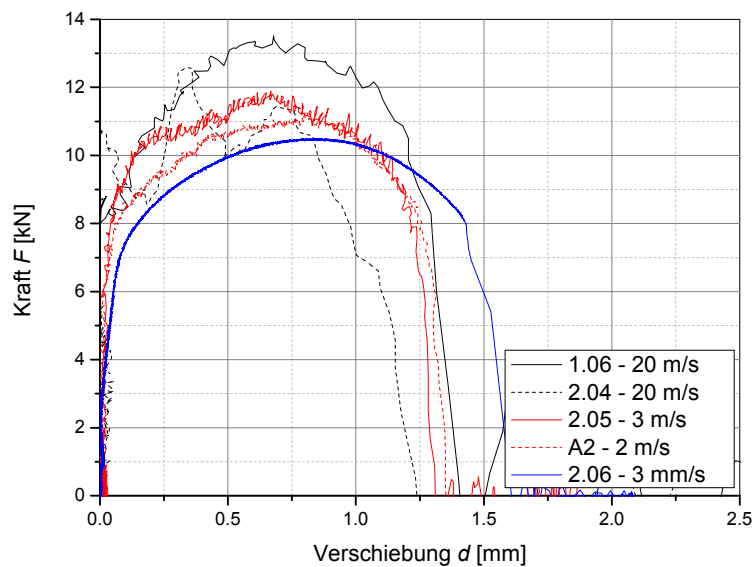


Bild 5.18: Kraft-Verschiebungskurven der Kerbzugversuche mit $r_{Kerb} = 0,25 \text{ mm}$

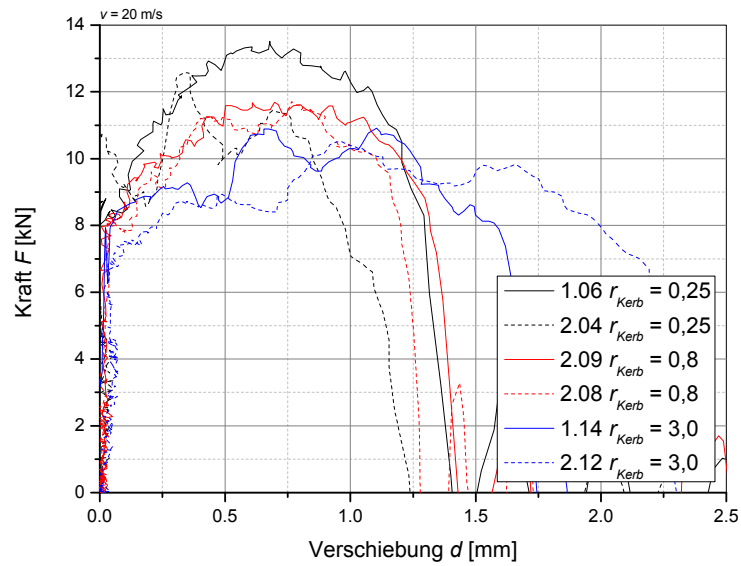
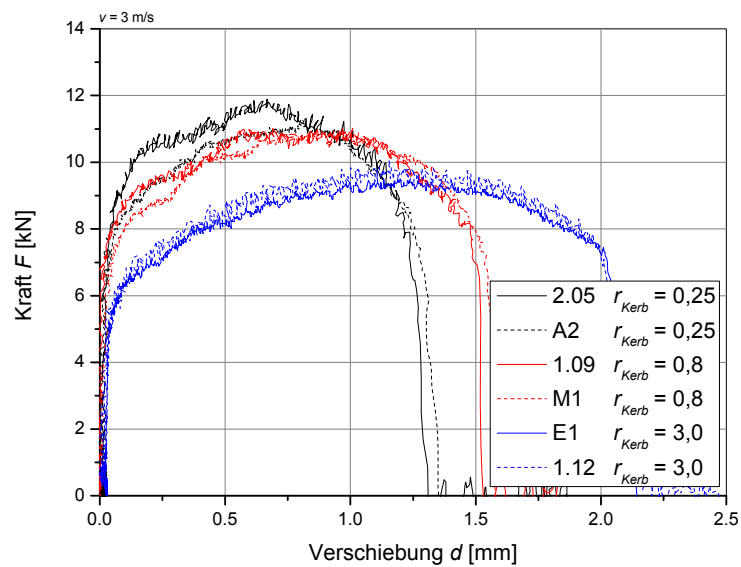
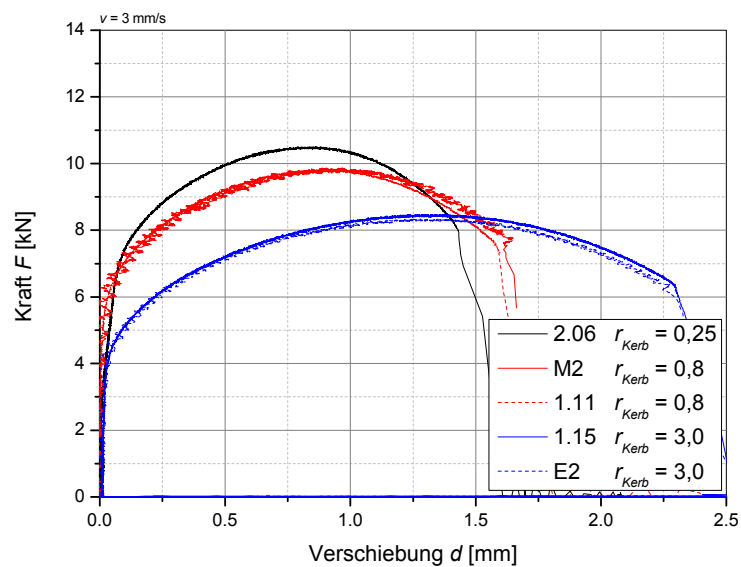
Bild 5.19: Kraft-Verschiebungskurven der Kerbzugversuche mit $v = 20$ m/sBild 5.20: Kraft-Verschiebungskurven der Kerbzugversuche mit $v = 3$ m/sBild 5.21: Kraft-Verschiebungskurven der Kerbzugversuche mit $v = 3$ mm/s

Tabelle 5.6

Auswertung dynamischer Kerbzugproben

Probenbezeichnung	Kerbradius r_{Kerb} [mm]	Belastungs- geschwindigkeit v [m/s]	Brucheinschnürung Z [mm]	Maximalkraft F_{max} [kN]	Probenlänge nach Versuch l_1 [mm]
1.06	0,25	21,0	3,00	13,3	81,55
2.04	0,25	20,2	2,98	11,1	81,53
2.05	0,25	3,0	3,04	11,7	81,44
A2	0,25	2,1	3,22	11,0	80,55
2.06	0,25	$3 \cdot 10^{-3}$	2,70	10,4	81,65
2.09	0,8	23,7	2,80	11,5	81,90
2.08	0,8	15,2	2,70	11,2	81,66
1.09	0,8	2,8	2,70	10,8	81,65
M1	0,8	2,2	2,96	10,9	80,75
M2	0,8	$3 \cdot 10^{-3}$	2,77	9,8	80,88
1.11	0,8	$3 \cdot 10^{-3}$	2,80	9,8	81,94
2.12	3,0	23,5	2,44	9,9	82,47
1.14	3,0	18,4	2,44	10,3	82,40
E1	3,0	2,3	2,62	9,4	81,49
1.12	3,0	3,0	2,60	9,7	82,33
2.15	3,0	$3 \cdot 10^{-3}$	2,50	8,5	82,56
E2	3,0	$3 \cdot 10^{-3}$	2,44	8,3	81,54

5.7. Druckversuche an prismatischen Scherproben

Die Versuche an prismatischen Scherproben wurden an der in Kapitel 5.1.3 beschriebenen SHPB-Anlage durchgeführt. Ziel dieser Versuche war es, durch eine Variation des Kerbversatzes unterschiedliche Spannungszustände einzustellen um den Einfluss der Spannungsmehrachsigkeit auf die Bruchdehnung in Abhängigkeit der Dehnrates zu bestimmen. Im Vergleich zu den im vorigen Kapitel dargestellten Versuchen an Kerbzugproben sind mit diesen

Versuchen Spannungszustände im Scher- und Druckbereich zu erwarten. Geometrie und Hauptabmessungen der Proben sind in Kapitel 5.2.4 beschrieben. In Bild 5.22 und Bild 5.23 sind die an den Messkondensatoren ermittelten zeitlichen Spannungsverläufe von Einlauf- und Transmitterstab dargestellt.

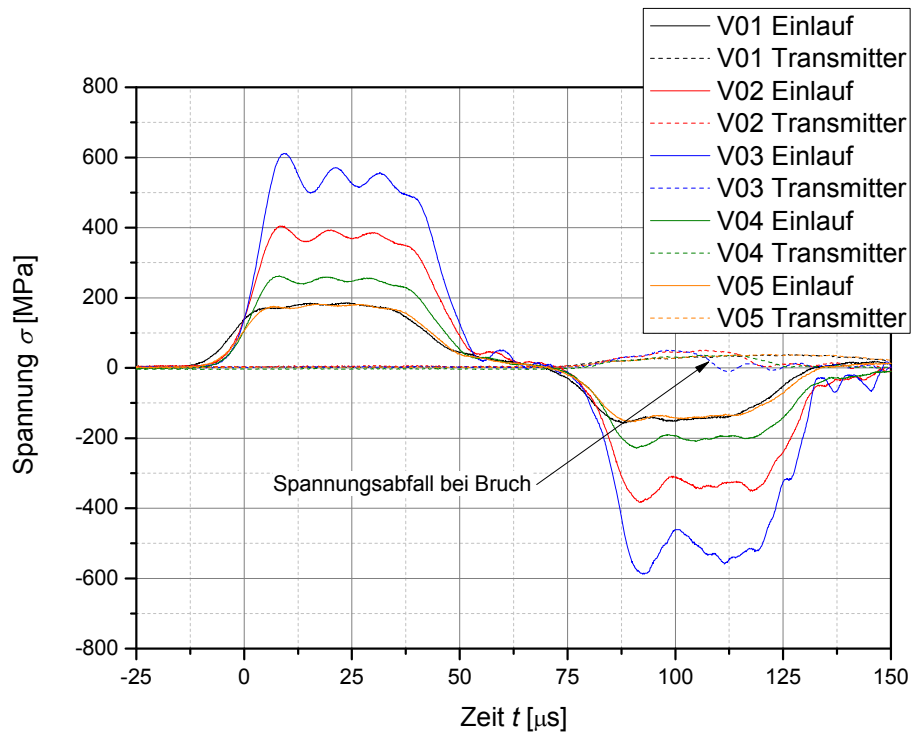


Bild 5.22: Zeitlicher Pulsverlauf für die prismatischen Scherproben – Kerbversatz $x = 0,0$

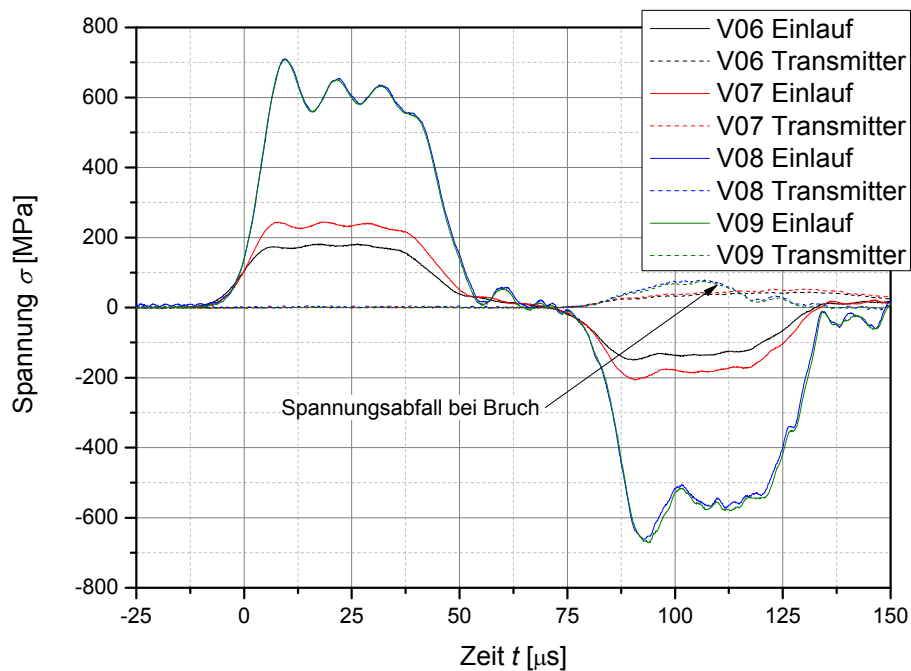


Bild 5.23: Zeitlicher Pulsverlauf für die prismatischen Scherproben – Kerbversatz $x = 0,3$

Für die Versuche V01 bis V05 wurden Proben mit einem Kerbversatz von $x = 0$ mm verwendet. Versuch V01 und V05 wurde mit einer Spannungsamplitude von ca. $\sigma_{max} = 175$ MPa durchgeführt, es fand kein vollständiges Versagen im Scherbereich statt. Gefügeaufnahmen zeigen jedoch deutlich die beginnende Ausbildung von Scherbändern (Bild 5.24, links und Bild 5.25). Der Versuch V04 wurde mit einer Spannungsamplitude von ca. $\sigma_{max} = 250$ MPa durchgeführt. Wie die Gefügeaufnahmen in Bild 5.24, rechts und Bild 5.26 deutlich machen, ist hierbei das Versagen bereits eingetreten, jedoch kam es nicht zu einer vollständigen Materialtrennung. Ab einer Spannungsamplitude von $\sigma_{max} > 380$ MPa (Versuch V02 und V03) kam es zu einem vollständigen Scherversagen der Probe, was sich sehr deutlich im Spannungsabfall im Transmitterpuls niederschlägt (Bild 5.22).

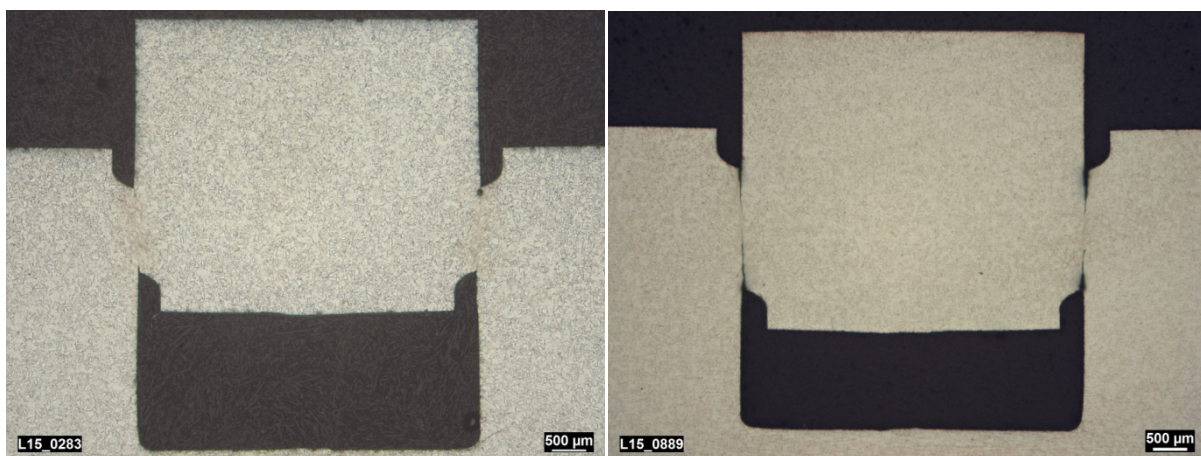


Bild 5.24: Gefügeaufnahmen der Proben mit Kerbversatz $x = 0,0$ mm – links: $\sigma_{max} = 175$ MPa (Probe V01) – rechts: $\sigma_{max} = 250$ MPa (Probe V04)

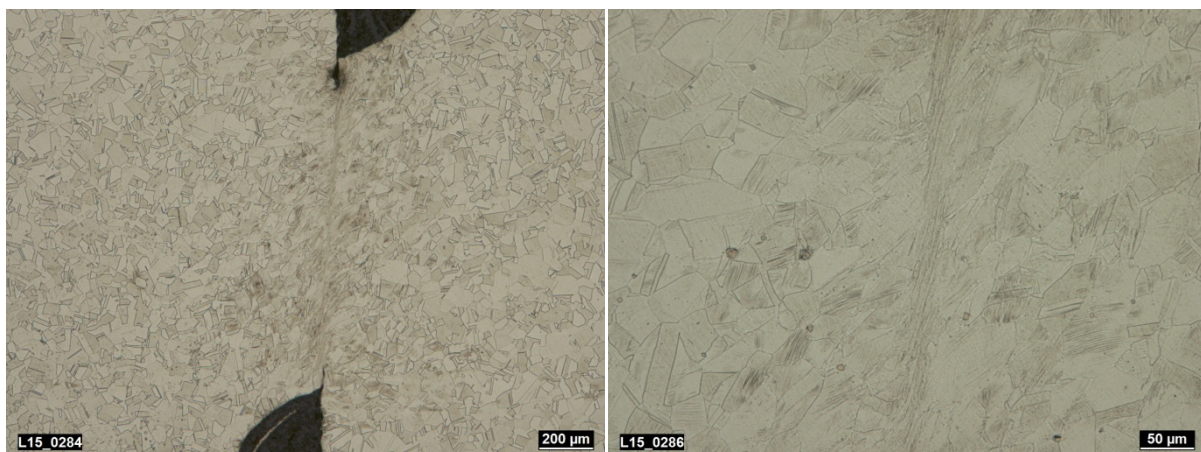


Bild 5.25: Gefügeaufnahmen der Probe V01 mit Kerbversatz $x = 0,0$ mm, $\sigma_{max} = 175$ MPa

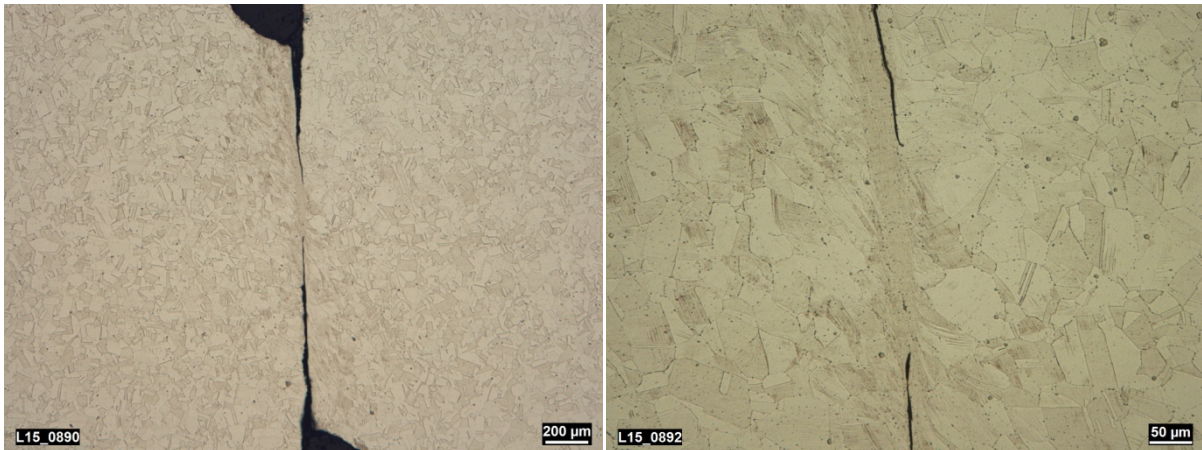


Bild 5.26: Gefügeaufnahme der Probe V04 mit Kerbversatz $x = 0,0$ mm, $\sigma_{max} = 250$ MPa

Die Versuche V06 bis V09 wurden an Proben mit einem Kerbversatz von $x = 0,3$ mm durchgeführt. Beim Versuch V06 betrug die Spannungsamplitude ca. $\sigma_{max} = 175$ MPa, bei der Probe V07 ca. $\sigma_{max} = 235$ MPa. Bei beiden Versuchen kam es zu keiner vollständigen Materialtrennung (Bild 5.27 und Bild 5.28). Versuch V08 und V09 wurde mit einer Spannungsamplitude von ca. $\sigma_{max} = 600$ MPa durchgeführt. Wie am deutlichen Spannungsabfall des Transmitterpulses zu erkennen ist, kam es zu vollständigem Scherversagen der Proben (Bild 5.23).

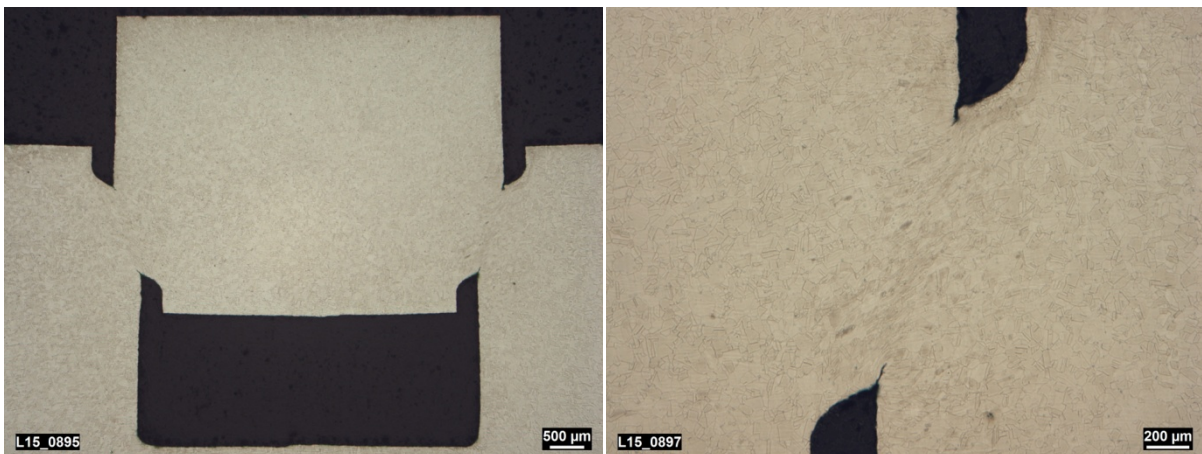


Bild 5.27: Gefügeaufnahme der Probe V06 mit Kerbversatz $x = 0,3$ mm, $\sigma_{max} = 175$ MPa

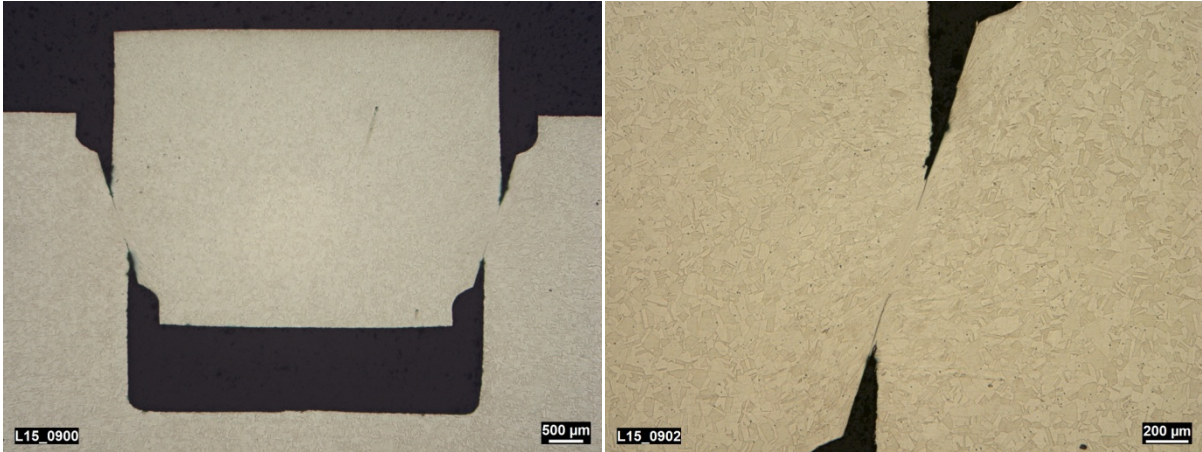


Bild 5.28: Gefügaufnahme der Probe V07 mit Kerbversatz $x = 0,3 \text{ mm}$, $\sigma_{\text{max}} = 235 \text{ MPa}$

6. KONSTITUTIVE BESCHREIBUNG DES MATERIALVERHALTENS

6.1. Beschreibung der Fließkurve und Bestimmung der Modellparameter

6.1.1 Beschreibung der Fließkurve nach Johnson und Cook

Der Vorteil des Modells nach Johnson und Cook (Gleichung (2.8)) liegt in der separaten Betrachtungsweise der Einflüsse von Dehnung, Dehnrates und Temperatur.

Zur Identifikation des temperaturabhängigen Parameters m wurde die 1,0 %-Dehngrenze $R_{p1,0}$ der quasistatischen Versuche bei erhöhter Temperatur herangezogen. Diese Werte wurden zunächst auf den Wert bei Raumtemperatur normiert und über den Term $(T-T_0)/(T_m-T_0)$ aufgetragen, wobei T_0 die Referenztemperatur (meist Raumtemperatur) und T_m die Schmelztemperatur des Werkstoffes ist. Ein Fit mit der Temperaturfunktion Gleichung (2.5) liefert dann den Parameter m (Bild 6.1).

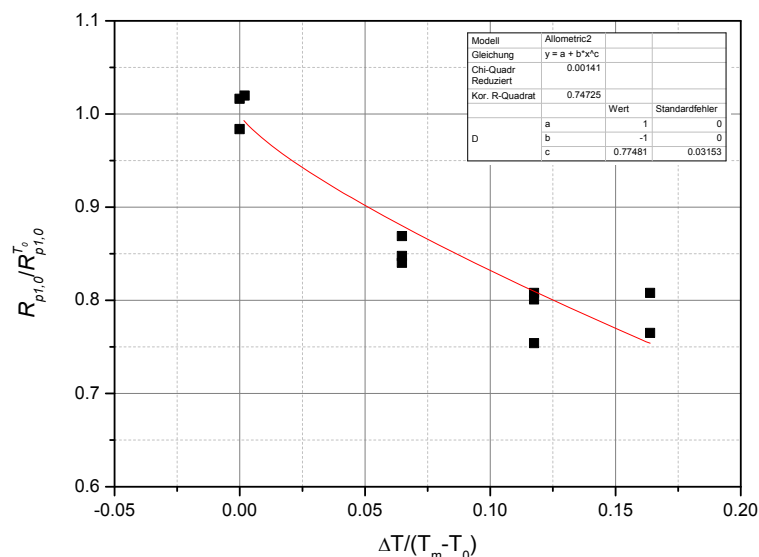


Bild 6.1: Bestimmung des Parameters m für das Johnson-Cook Materialmodell

Die Parameter A , B und n erhält man durch einen Fit der isothermen statischen Fließkurve bei Raumtemperatur mit der Ludwik-Funktion, Gleichung (2.3), $A+B\varepsilon^n$ mit den freien Parametern A , B und dem Verfestigungsexponenten n .

Zur Ermittlung des dehnratenabhängigen Parameters C in Gleichung (2.8) könnte prinzipiell ähnlich wie zur Ermittlung des temperaturabhängigen Parameters m verfahren werden, indem die normierte 1,0 %-Dehngrenze über die normierte Dehnrates aufgetragen und dann mit der Funktion $1+C \ln(\dot{\varepsilon})$ gefittet wird. Da jedoch bei dem Untersuchungswerkstoff die Dehnratenabhängigkeit der Fließspannung mit zunehmender Dehnung abnimmt, wäre der Dehnrateneffekt bei dieser Methode überschätzt. Der Parameter C wurde daher integral über die Fließkurve bestimmt. Da sich der Werkstoff bei hoher Dehnrates adiabatisch verhält, die von der Formänderungsarbeit erzeugte Umformwärme während des Prozesses also nicht abgeführt

werden kann, muss dieser Anteil aus der Fließspannung zunächst heraus gerechnet werden. Die Temperaturerhöhung während des Umformprozesses lässt sich aus der Beziehung

$$\Delta T = T - T_0 = \frac{\beta}{\rho c_p} \int_0^{\epsilon} \sigma d\epsilon \quad (6.1)$$

bestimmen [44], wobei β der so genannte Taylor-Quinney-Parameter ist, welcher den Anteil der Formänderungsarbeit beschreibt, der in Umformwärme umgewandelt wird [119]. c_p ist die spezifische Wärmekapazität und ρ die Dichte des Werkstoffes. Anzumerken ist, dass die spezifische Wärmekapazität temperaturabhängig ist, weshalb diese Gleichung nur für geringe Temperaturänderungen gültig ist. Aus Gleichung (2.5) kann dann bei konstanter Dehnrates aus der adiabaten Spannung σ_{ad} die isotherme Spannung σ_{iso} zu

$$\sigma_{iso} = \sigma_{ad} \frac{1}{\left(1 - \frac{\Delta T}{T_m - T_0}\right)^m} \quad (6.2)$$

berechnet werden. Den auf das Integral der quasistatischen Fließkurve normierten isothermen Anteil des dynamischen Fließkurvenintegrals wird nun zur Bestimmung des Parameters C herangezogen und über alle Versuche gemittelt:

$$C = \frac{1}{n_v} \sum_{i=1}^{n_v} \left[\left(\frac{\int \sigma_{iso,i}(\dot{\epsilon}_i) d\epsilon}{\int \sigma_{statisch} d\epsilon} - 1 \right) \frac{1}{\ln \dot{\epsilon}_i} \right], \quad (6.3)$$

worin i die Versuchsnummer und n_v die Anzahl der Versuche ist. Numerische Untersuchungen haben gezeigt, dass sich der Untersuchungswerkstoff bei Dehnrates von etwa $\dot{\epsilon}_{pl} < 200 \text{ s}^{-1}$ von Wärmeleitung beeinflusst wird und sich weder isotherm noch vollständig adiabats verhält. Daher wurden zur Ermittlung des dehnratesabhängigen Parameters nur Versuche mit einer Dehnrates von $\dot{\epsilon}_{pl} \geq 200 \text{ s}^{-1}$ herangezogen. Da der Werkstoff in Druckrichtung ein grundlegend anderes Verhalten aufweist, wurde für die Stauchversuche als Referenz $\sigma_{statisch}$ aus der quasistatischen Druck-Fließkurve in Gleichung (6.3) verwendet.

Die ermittelten Materialparameter für das Johnson-Cook Materialmodell sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

Tabelle 6.1

Parameter für das Johnson-Cook Materialmodell für den Untersuchungswerkstoff

Parameter	A [MPa]	B [MPa]	C [-]	n [-]	m [-]
	240	1220	$2,98 \cdot 10^{-2}$	0,66	0,77

6.1.2 Beschreibung der Fließkurve nach Zerilli und Armstrong

Das in Kapitel 2.4.3 hergeleitete physikalisch motivierte Modell von Zerilli und Armstrong liegt in zwei unterschiedlichen Formulierungen für kubisch raumzentrierte und kubisch flächenzentrierte Metalle vor. Austenitische Stähle, wie der Untersuchungswerkstoff weisen kubisch flächenzentrierte Gitterstrukturen auf. Die für diese Gitterstruktur maßgebende Formulierung nach Gleichung (2.28) wurde über eine User-Subroutine vom Typ VUHARD in dem verwendeten FE-Code ABAQUS/Explicit implementiert.

Die Parameter für die Materialbeschreibung nach Zerilli und Armstrong aus experimentell ermittelten Fließkurven können nicht wie bei dem Modell von Johnson und Cook getrennt voneinander bestimmt werden. Aus diesem Grund wurde zunächst für die dynamischen Fließkurven die Temperaturerhöhung infolge der Umformwärme nach Gleichung (6.2) berechnet. Sämtliche Zugfließkurven wurden dann über die Funktion $\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}_{pl}, \Delta T)$ mit Methoden der nichtlinearen Regressionsanalyse gemäß Gleichung (2.28), mit den drei unabhängigen Variablen: Temperaturänderung ΔT , plastische Dehnrates $\dot{\epsilon}_{pl}$ und die Dehnung ϵ , angepasst. Zur Anpassung wurde das Datenanalyseprogramm Origin [120] eingesetzt, welches eine Minimum-Chi-Quadrat-Methode verwendet. Die Temperaturänderung der quasistatischen Versuche ist infolge des isothermen Charakters $\Delta T = 0$. Zugversuche bei Dehnraten von $0,1 > \dot{\epsilon}_{pl} > 200 \text{ s}^{-1}$ wurden nicht berücksichtigt, da sie von Wärmeleitung beeinflusst werden. Die ermittelten Zerilli-Armstrong Parameter sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt.

Tabelle 6.2

Parameter für das Zerilli-Armstrong Materialmodell für den Untersuchungswerkstoff

Parameter	$\sigma_0 + k/d^{1/2}$ [MPa]	c_2 [MPa]	c_3 [K ⁻¹]	c_4 [K ⁻¹]
	115	2113	$1,68 \cdot 10^{-3}$	$6,3525 \cdot 10^{-5}$

6.2. Berücksichtigung von Schädigung

6.2.1 Schädigung in Abhängigkeit von Mehrachsigkeit und Lode-Winkel

In dieser Arbeit werden die Auswirkungen des Schädigungszustandes auf das Werkstoffverhalten nicht berücksichtigt. Die nach Kapitel 2.4.4 definierte Bruchdehnung, also die Dehnung bei der ersten Hohlraumvereinigung, kann daher mit Schädigungskurven (Bild 2.9) unabhängig von der Fließkurve beschrieben werden. Im Verlauf dieser Arbeit hat es sich erwiesen, dass für den Untersuchungswerkstoff eine einfache Beschreibung der Schädigungskurve z. B. nach Johnson und Cook (Gleichung (2.43)) nicht geeignet ist, um das Materialverhalten realitätsnah abzubilden, da die Bruchdehnung nicht nur von der Spannungsmehrach-

sigkeit, sondern in hohem Maße auch Lode-Winkel abhängt. Zu diesen Erkenntnissen für einen ähnlichen Untersuchungswerkstoff kommen z. B. auch Dzugan et al. in [121]. In dieser Arbeit wurde für die Beschreibung der Schädigungskurve in Abhängigkeit vom Lode-Parameter eine vereinfachte Formulierung nach Wierzbicki (Gleichung (2.40)) herangezogen.

Wie in Kapitel 2.4.4 ausführlicher dargestellt, kann diese Gleichung aufgeteilt werden in zwei Funktionen, die der Übersicht halber an dieser Stelle noch einmal wiederholt werden sollen. Für den axialsymmetrischen Spannungszustand ($L = -1$ und $L = 1$) gilt:

$$\varepsilon_f^{ps} = C_3 e^{-C_4 \eta} \quad (2.41)$$

und für den ebenen Verzerrungszustand ($L = 0$):

$$\varepsilon_f^{ax} = C_1 e^{-C_2 \eta} . \quad (2.42)$$

Dabei wurde in Bezug auf das Verhalten zwischen axialsymmetrischen Zug und axialsymmetrischen Druck eine symmetrische Verteilung der Versagensgrenze unterstellt. Gleichung (2.41) und Gleichung (2.42) bilden so eine untere und eine obere Schädigungskurve (Bild 6.2), deren Parameterbestimmung in den folgenden Kapiteln erläutert wird.

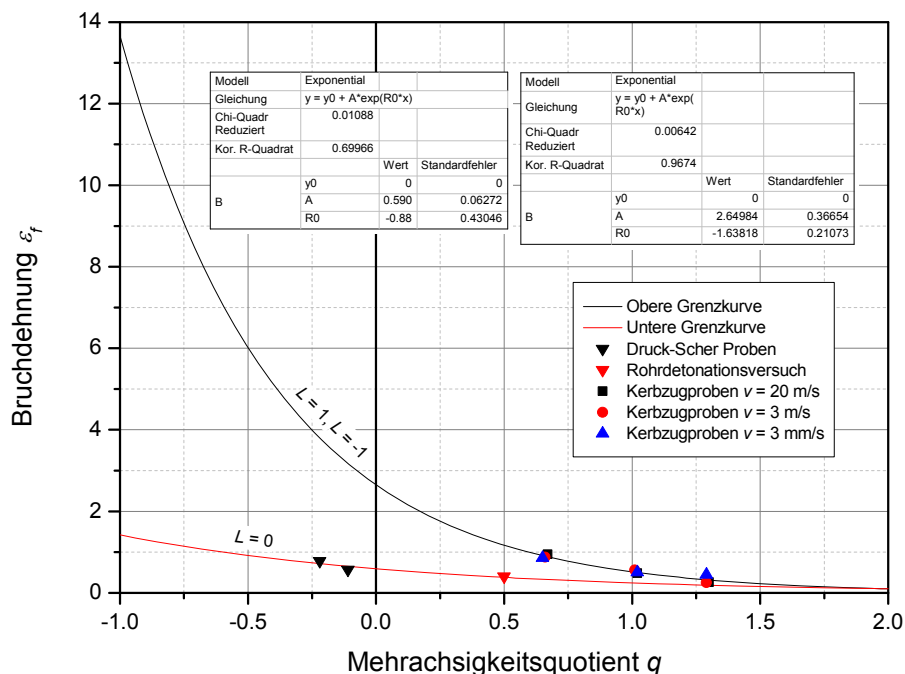


Bild 6.2: Obere und untere Schädigungskurve für den Untersuchungswerkstoff

6.2.2 Schädigung bei axialsymmetrischer Zugbelastung

Zur Ermittlung der Parameter C_1 und C_2 wurden die in Kapitel 5.2.2 vorgestellten Kerbzugversuche herangezogen. Es wurden für je drei Geschwindigkeiten und je drei Kerbradien

Versuche mittels der Methode der finiten Elemente (FEM) simuliert und zum Zeitpunkt der aus dem Versuch ermittelten Brucheinschnürung ausgewertet. Das FE-Modell der Kerbzugproben wurde mit vierknotigen axialsymmetrischen reduziert integrierten Volumenelementen diskretisiert. Im Bereich der ferritischen Probenköpfe wurde linear-elastisches Materialverhalten angenommen, im Bereich des austenitischen Untersuchungswerkstoffes wurde das Materialmodell nach Johnson und Cook (Gleichung (2.8)) mit den in Kapitel 6.1.1 ermittelten Parametern eingesetzt. Versuche mit einer Abzugsgeschwindigkeit von $v = 20$ m/s und $v = 3$ m/s wurden thermomechanisch gekoppelt mit expliziter Zeitintegration, die Versuche bei $v = 3$ mm/s thermomechanisch gekoppelt mit impliziter Zeitintegration berechnet. Als äußere Belastung wurde ein dem Versuch folgender idealisierter Geschwindigkeitsverlauf an den Knoten im Bereich des unteren Gewindes aufgebracht. Das FE-Modell der drei Probenformen ist in Bild 6.3 dargestellt. In Tabelle 6.3 sind die ermittelten Kennwerte tabellarisch zusammengestellt. Der Mehrachsigeigenschaftsquotient q ist im Ligament der Kerbzugprobe ermittelt worden. Die daraus gewonnene Schädigungskurve ist in Bild 6.2 dargestellt als obere Grenzkurve (schwarze Linie). Die Auswertung zeigt keine eindeutige Abhängigkeit der Versagensgrenze von der Belastungsgeschwindigkeit. Eine Gegenüberstellung von rechnerischen und experimentellen Kraft-Verschiebungskurven ist in Bild 6.4 bis Bild 6.12 dargestellt. Auffallend ist, dass bei den hohen Abzugsgeschwindigkeiten von $v = 20$ m/s das Versagen rechnerisch zu früh eintritt. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass infolge der adiabatischen Erwärmung die Schädigung bei einer deutlich höheren Temperatur auftritt, als bei moderaten Belastungsgeschwindigkeiten. Eine eventuelle Temperaturabhängigkeit der Bruchdehnung ε_f wurde in dieser Arbeit jedoch nicht untersucht.

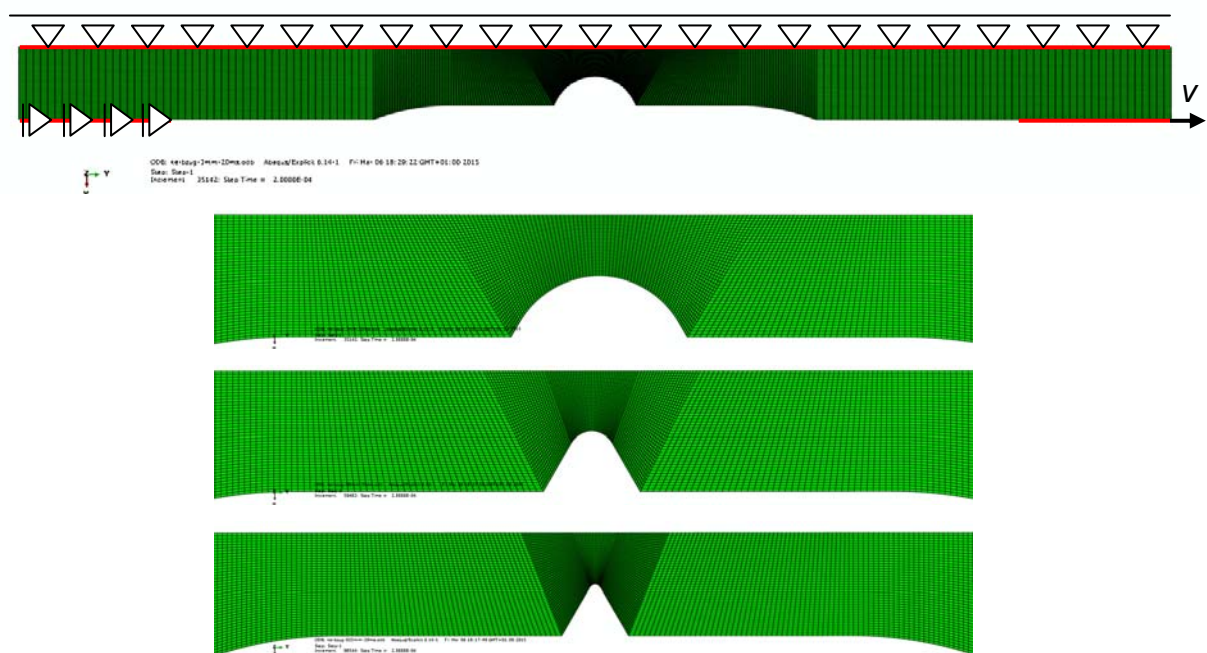


Bild 6.3: FE-Modell und Randbedingungen der Kerbzugversuche mit unterschiedlichen Kerbradien

Tabelle 6.3

Aus FE-Simulation ermittelte Werte für Spannungsmehrachsigkeit und Bruchdehnung

Kerbradius r_{Kerb} [mm]	Belastungs- geschwindigkeit v [m/s]	Mehrachsigkeit q [-]	Bruchdehnung ϵ_f [-]
0,25	20,0	1,30	0,26
0,8	20,0	1,02	0,48
3,0	20,0	0,67	0,94
0,25	3,0	1,29	0,25
0,8	3,0	1,01	0,56
3,0	3,0	0,66	0,87
0,25	$3 \cdot 10^{-3}$	1,29	0,45
0,8	$3 \cdot 10^{-3}$	1,03	0,50
3,0	$3 \cdot 10^{-3}$	0,65	0,86

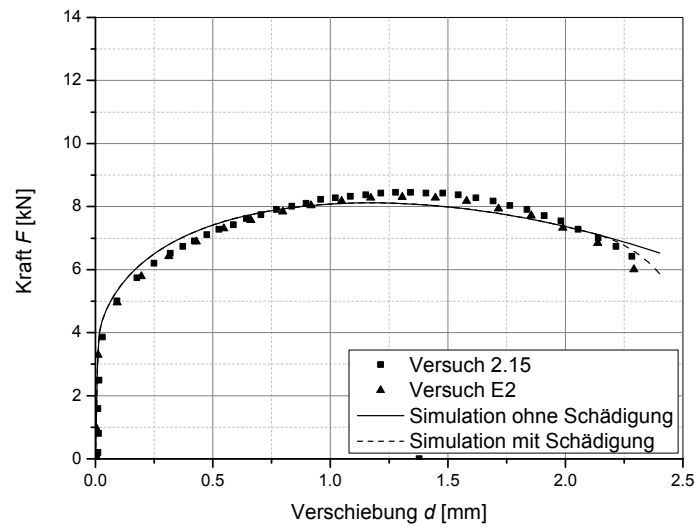


Bild 6.4: Kraft-Verschiebungsverlauf für $r_{Kerb} = 3,0 \text{ mm}$ und $v = 3 \text{ mm/s}$ - Vergleich von Experiment und Simulation

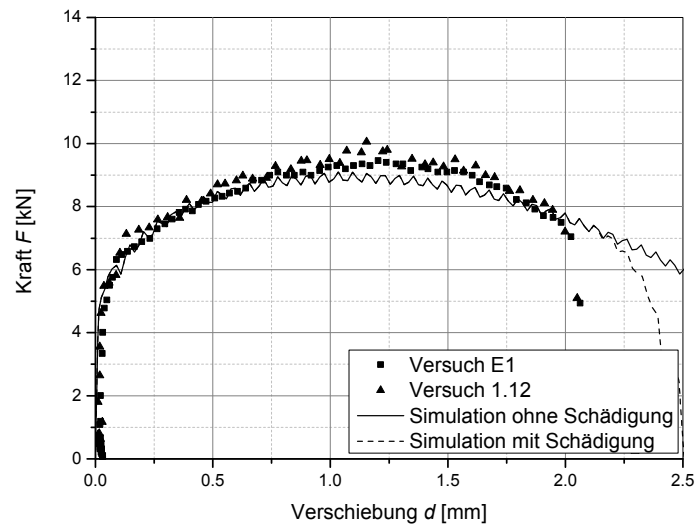


Bild 6.5: Kraft-Verschiebungsverlauf für $r_{Kerb} = 3,0 \text{ mm}$ und $v = 3 \text{ m/s}$ - Vergleich von Experiment und Simulation

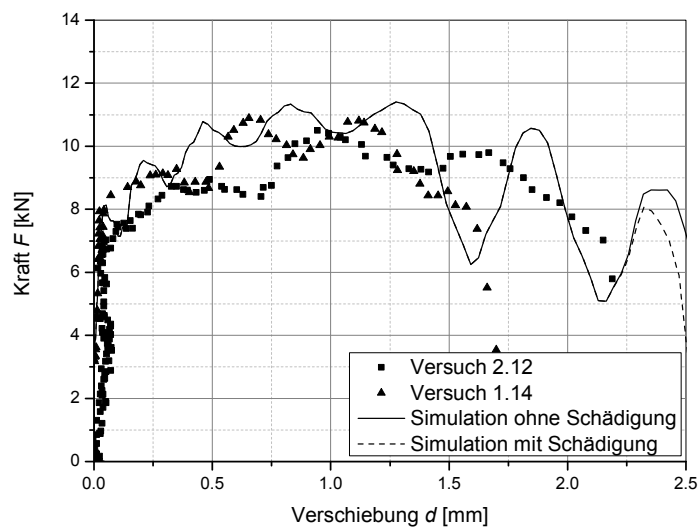


Bild 6.6: Kraft-Verschiebungsverlauf für $r_{Kerb} = 3,0 \text{ mm}$ und $v = 20 \text{ m/s}$ - Vergleich von Experiment und Simulation

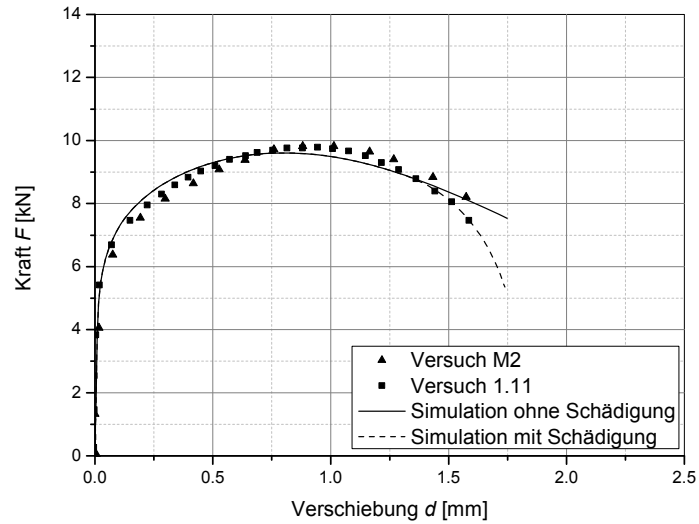


Bild 6.7: Kraft-Verschiebungsverlauf für $r_{Kerb} = 0,8 \text{ mm}$ und $v = 3 \text{ mm/s}$ - Vergleich von Experiment und Simulation

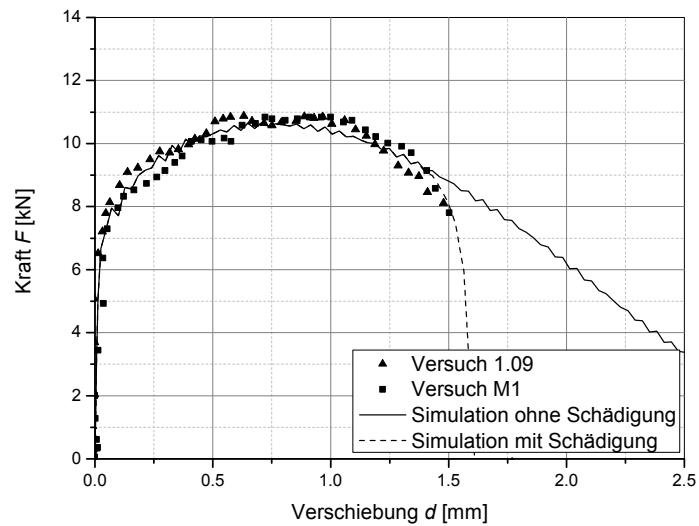


Bild 6.8: Kraft-Verschiebungsverlauf für $r_{Kerb} = 0,8 \text{ mm}$ und $v = 3 \text{ m/s}$ - Vergleich von Experiment und Simulation

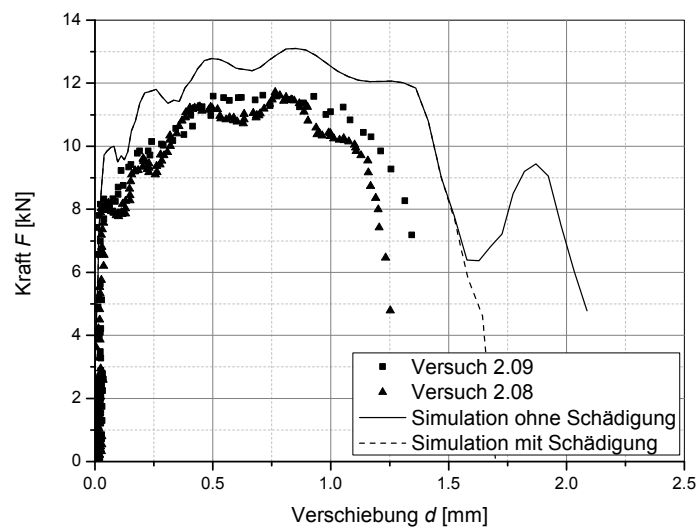


Bild 6.9: Kraft-Verschiebungsverlauf für $r_{Kerb} = 0,8 \text{ mm}$ und $v = 20 \text{ m/s}$ - Vergleich von Experiment und Simulation

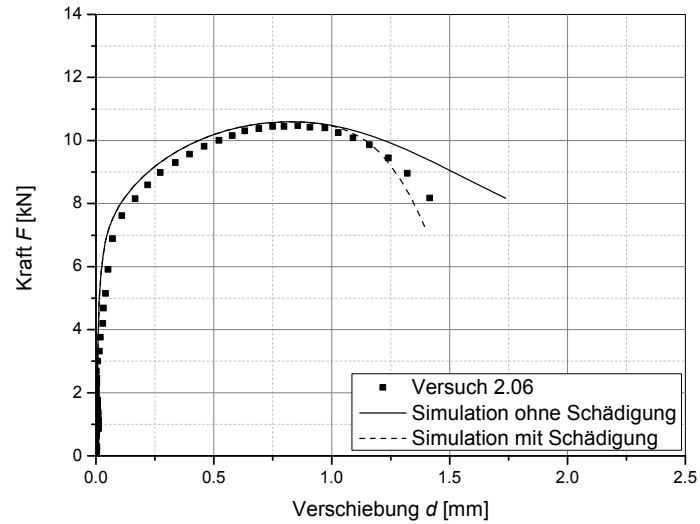


Bild 6.10: Kraft-Verschiebungsverlauf für $r_{Kerb} = 0,25 \text{ mm}$ und $v = 3 \text{ mm/s}$ - Vergleich von Experiment und Simulation

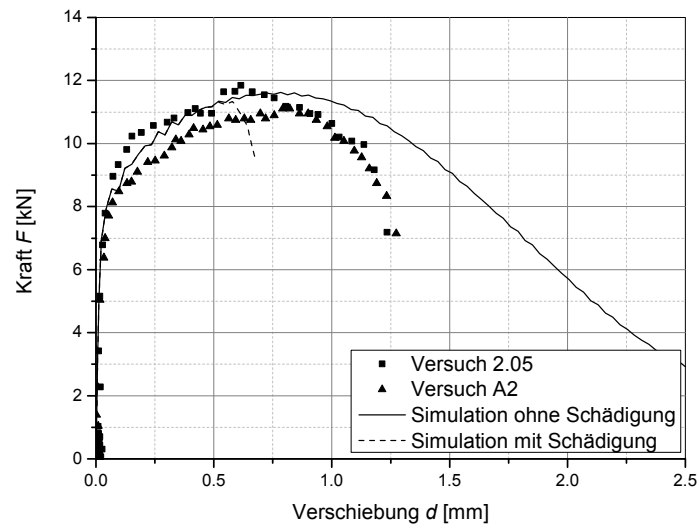


Bild 6.11: Kraft-Verschiebungsverlauf für $r_{Kerb} = 0,25 \text{ mm}$ und $v = 3 \text{ m/s}$ - Vergleich von Experiment und Simulation

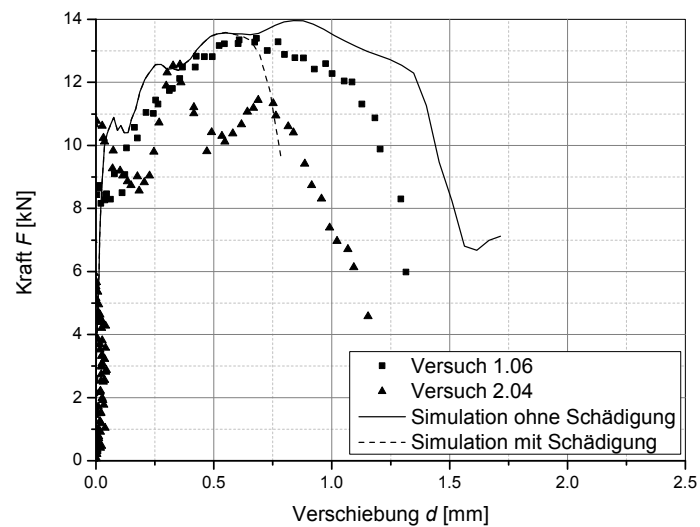


Bild 6.12: Kraft-Verschiebungsverlauf für $r_{Kerb} = 0,25 \text{ mm}$ und $v = 20 \text{ m/s}$ - Vergleich von Experiment und Simulation

6.2.3 Schädigung bei Druck-Scherbelastung im ebenen Verzerrungszustand

Für die Ermittlung von Stützstellen im negativen Mehrachsigenbereich $q \leq 0$ wurden die in Kapitel 5.7 beschriebenen Versuche an prismatischen Druck-Scherproben herangezogen. Dabei wurde ausgenutzt, dass diese Probenform in der Mitte nahezu einen ebenen Verzerrungszustand aufweist, was einem Lode-Parameter von $L = 0$ zuzuordnen ist. Auch die Druck-Scherversuche an der Split-Hopkinson-Pressure-Bar (SHPB) wurden mittels FEM nachgerechnet, um die Bruchdehnung ε_f und den Mehrachsigenquotienten q zum Zeitpunkt des Versagens zu bestimmen. Der Zeitpunkt des Versagens ergibt sich aus der Relativverschiebung von Einlauf- und Auslaufstab der SHPB-Anlage. Diese Verschiebung kann aus dem Experiment über das zeitliche Integral des reflektierenden Pulses bis zum Versagen gemäß der Beziehung

$$u = 2 \sqrt{\frac{1}{\rho E}} \int_{t_1}^{t_2} \sigma_R dt . \quad (6.4)$$

gewonnen werden [122]. Der Zeitpunkt des beginnenden Versagens ist aus dem eindeutigen Abfall des transmittierenden Spannungspulses zu identifizieren (Bild 6.13).

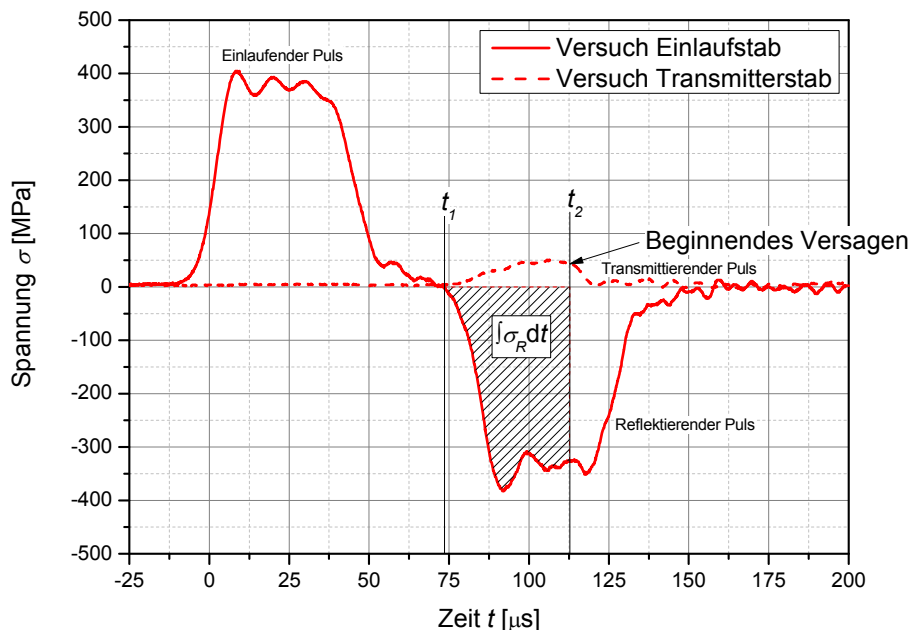


Bild 6.13: Bestimmung der Verschiebung bei beginnendem Versagen

Das dreidimensionale FE-Modell der SHPB-Versuche wurde mit achtknotigen reduziert integrierten Hexaederelementen diskretisiert, wobei die doppelt symmetrische Geometrie der Versuchsanordnung ausgenutzt wurde. Für Einlauf- und Transmitterstab wurde linear-elastisches Werkstoffverhalten unter Verwendung der exakten Werte von E-Modul, Querkontraktionszahl und Dichte der Stäbe angenommen. Der Transmitterstab wurde in seiner

Länge bis zur Position des Messkondensators modelliert. Infinite Elemente an dessen Ende stellen sicher, dass der berechnete Spannungspuls nicht durch eine un reale Reflektion beeinflusst wird. Für den Probenwerkstoff wurde das Materialmodell nach Johnson und Cook (Gleichung (2.8)) mit den in Kapitel 6.1.1 ermittelten Parametern verwendet. Die Berechnung erfolgte thermomechanisch gekoppelt mit expliziter Zeitintegration. Das FE-Modell beider Probenformen ist in Bild 6.14, die Vernetzung des Versuchsaufbaus in Bild 6.15 und Bild 6.16 dargestellt. Die ermittelte Vergleichsdehnung und die zugehörige Spannungsmehrrachsichtigkeit zum Zeitpunkt des Versagens je Probenform (Kerbversatz $x = 0,0$ mm bzw. $x = 0,3$ mm) bilden zwei Stützpunkte für die untere Schädigungskurve (Lode-Parameter $L = 0$). Aus den in Kapitel 4.1 ausgewerteten Rohrdetonationsversuchen ist außerdem bekannt, dass das Versagen bei einer Vergleichsdehnung von ca. $\varepsilon_v = 40$ % gerade noch ausgeschlossen werden kann. Aus dieser Erkenntnis wurde ein weiterer Stützpunkt bei einer Mehrachsichtigkeit von $q = 0,5$ konstruiert. Ein Fit über diese drei Punkte mit Gleichung (2.42) liefert die Parameter C_3 und C_4 für die untere Schädigungskurve (Bild 6.2).

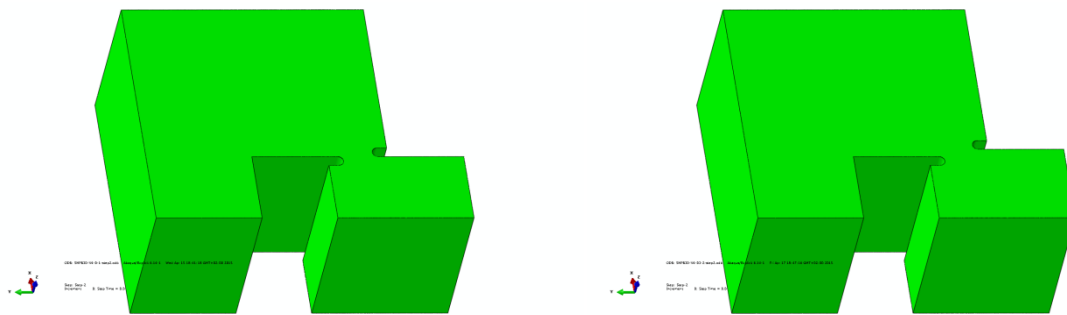


Bild 6.14: FE-Modell der SHPB-Scherprobe – links: Kerbversatz $x = 0,0$ – rechts: Kerbversatz $x = 0,3$

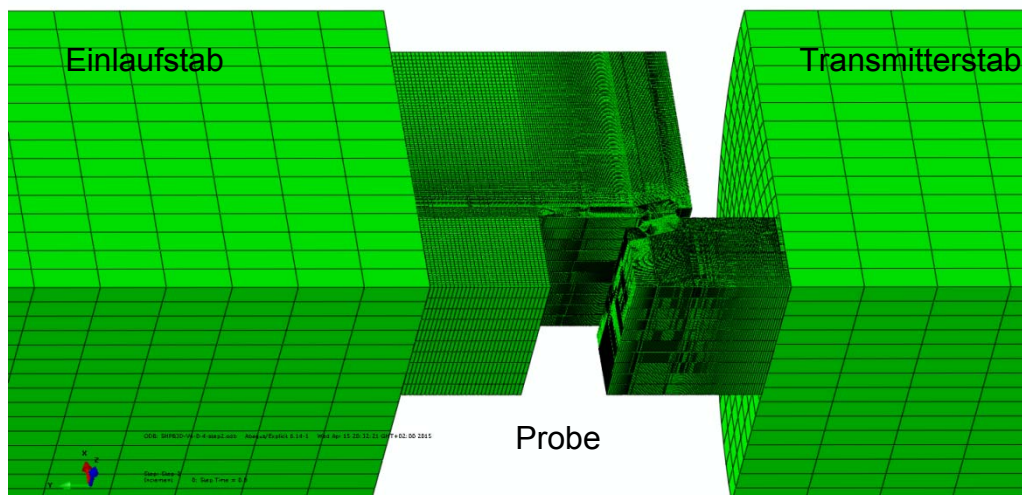


Bild 6.15: FE-Netz der SHPB-Scherversuche

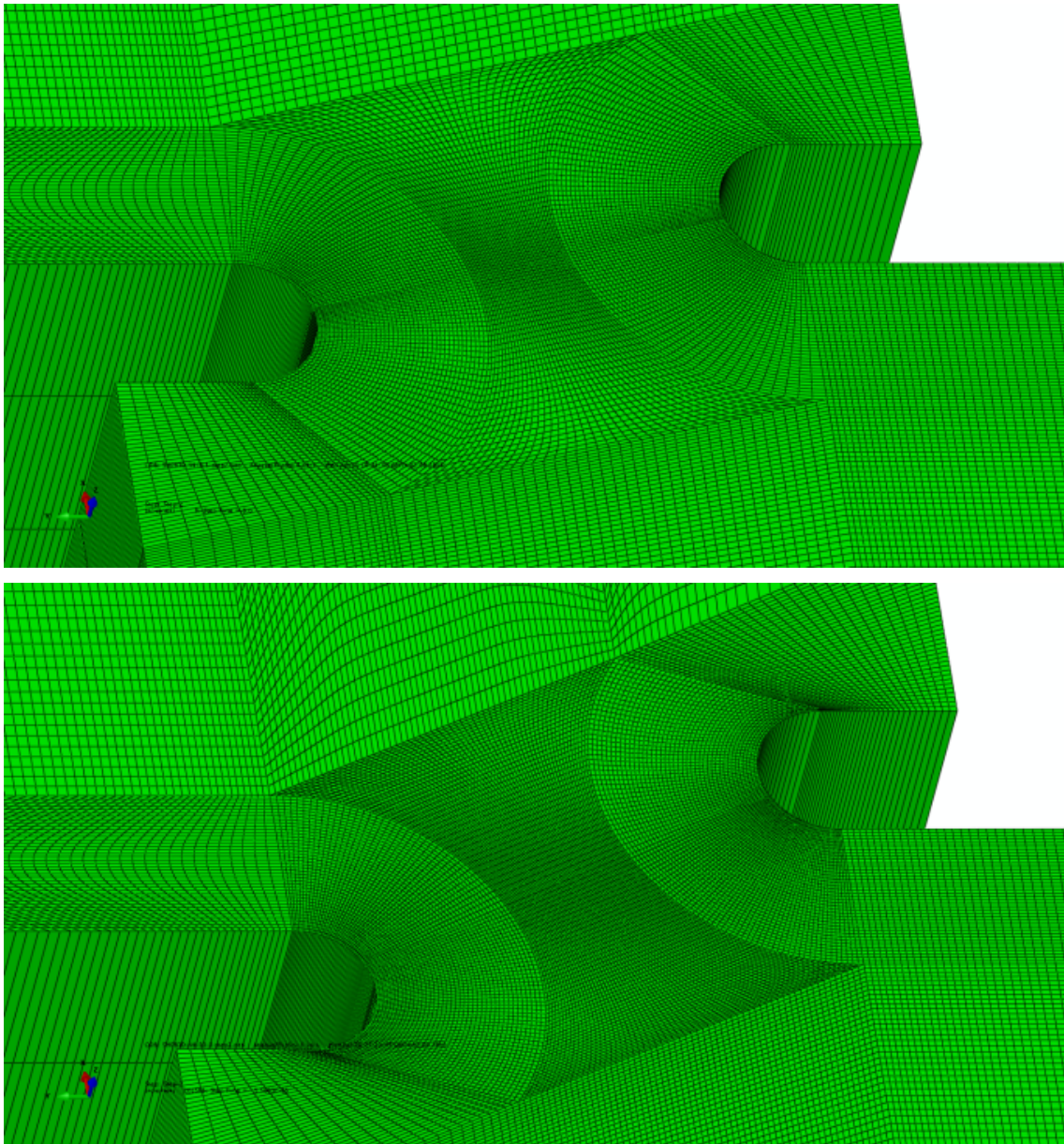


Bild 6.16: FE-Netz der SHPB-Scherprobe – oben: Kerbversatz $x = 0,0$ – unten: Kerbversatz $x = 0,3$

In Bild 6.17, oben ist der an den Messkondensatoren gemessene Spannungspuls von Einlauf- und Transmitterstab für den Versuch V01 dargestellt und den numerisch ermittelten Kurven gegenübergestellt. Dieser Versuch wurde mit einer Probe mit einem Kerbversatz von $x = 0,0$ mm und mit einer Pulsamplitude von ca. 200 MPa durchgeführt (vgl. auch Kapitel 5.7). Es ergab sich kein vollständiges Versagen der Probe. Eine Gefügeaufnahme der Probe zeigt jedoch eine deutliche Ausbildung der Scherbänder. Bild 6.18 zeigt einen Vergleich von Versuch (Gefügeaufnahme) und numerischer Simulation sowie die aus der Simulation gewonnene Verteilung der plastischen Vergleichsdehnung zum Versuchsende. Der Vergleich des transmittierenden Pulses von Simulation und Experiment zeigt eine geringe Abweichung, was darauf zurückgeführt werden kann, dass das Schädigungsmodell keine Wechselwirkung zwischen dem Werkstoffverhalten und dem Schädigungszustand berücksichtigt, das Material jedoch schon deutliche Schädigung aufweist.

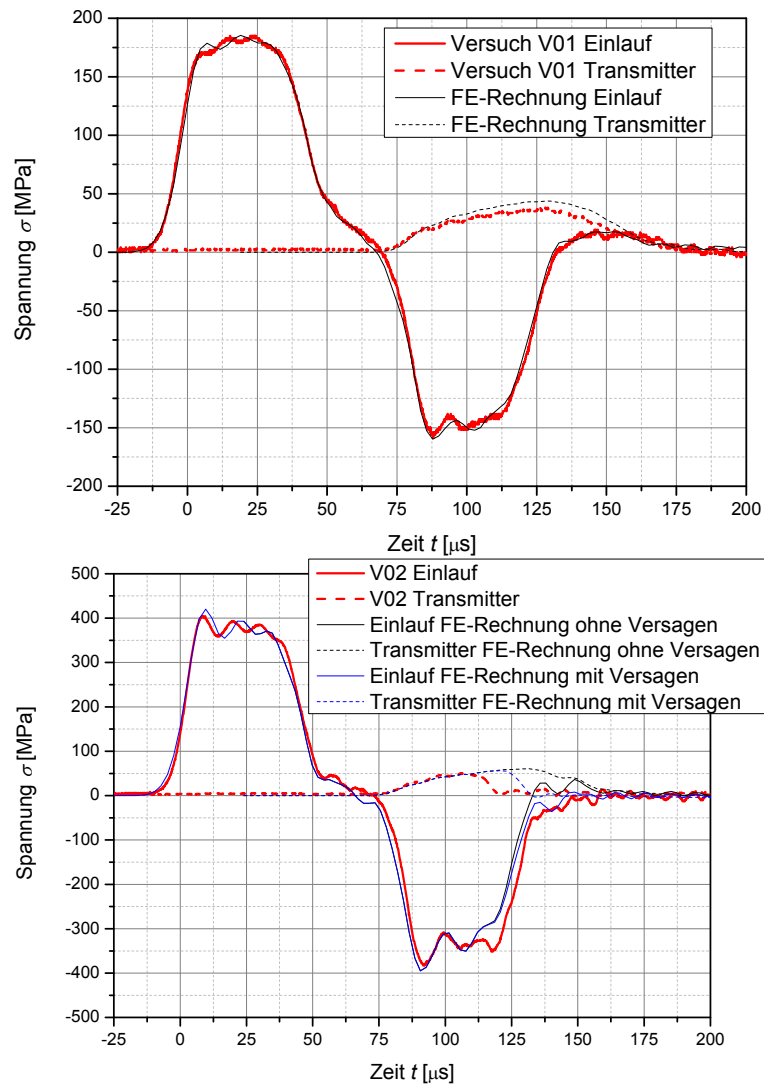


Bild 6.17: Vergleich der Spannungspulse von Experiment und FE-Rechnung – oben: Versuch V01 – unten: V02

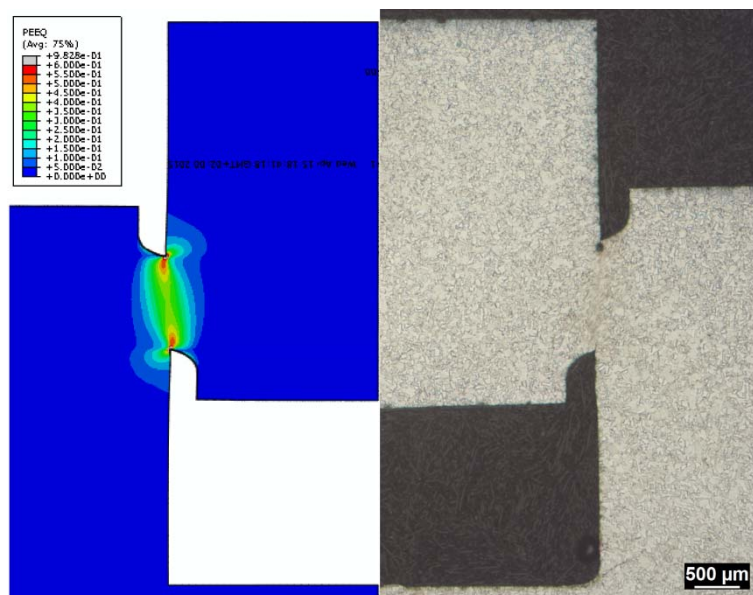


Bild 6.18: Versuch V01 – Gegenüberstellung von Simulation (Vergleichsdehnung) und Gefügeaufnahme

Bild 6.17, unten zeigt den Spannungspuls von Einlauf- und Transmitterstab für den Versuch V02 und die numerisch ermittelten Spannungspulse. Probenform und Versuchsdurchführung sind zum Versuch V01 weitgehend identisch, jedoch wurde die Pulsamplitude auf ca. 400 MPa erhöht. Das Scherband ist bei diesem Versuch vollständig ausgebildet und führte zum Versagen. Eine Verifikationsrechnung mit dem vorgestellten Schädigungsmodell zeigt eine befriedigende Übereinstimmung des Transmitterpulses. Das beginnende Versagen ist am eindeutigen Spannungsabfall des Transmitterpulses auszumachen (Bild 6.17, unten). Hieraus ist auch erkennbar, dass das Versagen rechnerisch später eintritt als im Experiment. Diese Beobachtung kann ebenfalls mit der entkoppelten Betrachtungsweise von Fließkurve und Schädigungsmodell erklärt werden.

Bild 6.19 zeigt die aus der Simulation gewonnene Verteilung der Vergleichsdehnung und des Schädigungsparameters $f = \varepsilon_f(q, L)/\varepsilon_v$ zum Zeitpunkt des Versagens.

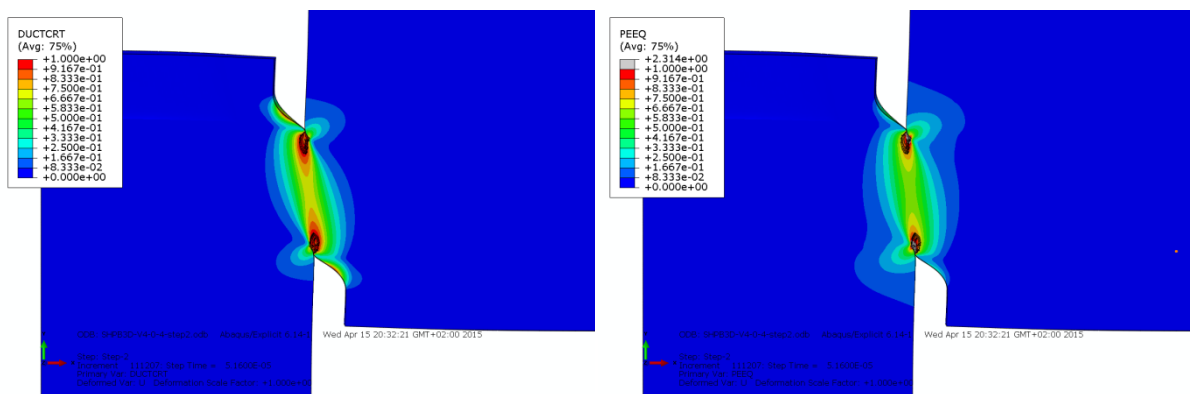


Bild 6.19: FE-Rechnung des Versuchs V02 mit Schädigung – links: Verteilung des Schädigungsparameters $f = \varepsilon_f(q, L)/\varepsilon_v$ zum Zeitpunkt des Versagens – rechts: Verteilung der Vergleichsdehnung ε_v zum Zeitpunkt des Versagens

In Bild 6.20, oben ist der Spannungspuls von Einlauf- und Transmitterstab für den Versuch V07 dargestellt und den numerisch ermittelten Kurven gegenübergestellt. Dieser Versuch wurde mit einer Probe mit einem Kerbversatz von $x = 0,3$ mm und mit einer Pulsamplitude von ca. 250 MPa durchgeführt (vgl. auch Kapitel 5.2.4). Es ergab sich kein vollständiges Versagen der Probe. Die Gefügeaufnahmen der Probe (Kapitel 5.2.4) zeigen allerdings deutliche Scherbänder und Materialtrennung im Scherband. Trotz der vernachlässigten Wechselwirkung zwischen Werkstoffverhalten und dem Schädigungszustand im Modell zeigt sich eine gute Übereinstimmung des Transmitterpulses zwischen Simulation und Experiment.

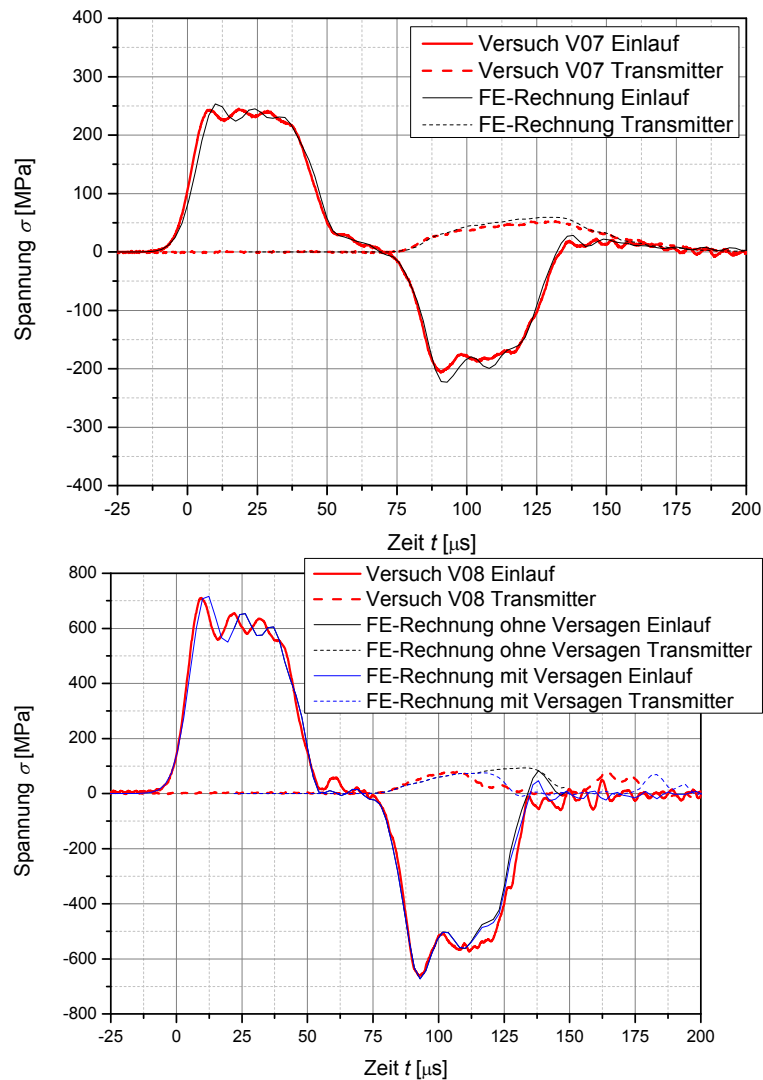


Bild 6.20: Vergleich der Spannungspulse von Experiment und FE-Rechnung – oben: Versuch V07 – unten: Versuch V08

Bild 6.20, unten zeigt den Spannungspuls von Einlauf- und Transmitterstab für den Versuch V08 und die numerisch ermittelten Spannungspulse. Probenform und Versuchsdurchführung sind zum Versuch V07 weitgehend identisch, jedoch wurde die Pulsamplitude auf ca. 600 MPa erhöht. Das Scherband ist bei diesem Versuch vollständig ausgebildet und führte zum Versagen. Eine Verifikationsrechnung mit dem vorgestellten Schädigungsmodell zeigt eine befriedigende Übereinstimmung des Transmitterpulses. Das beginnende Versagen ist

am eindeutigen Spannungsabfall des Transmitterpulses auszumachen (Bild 6.20, unten).

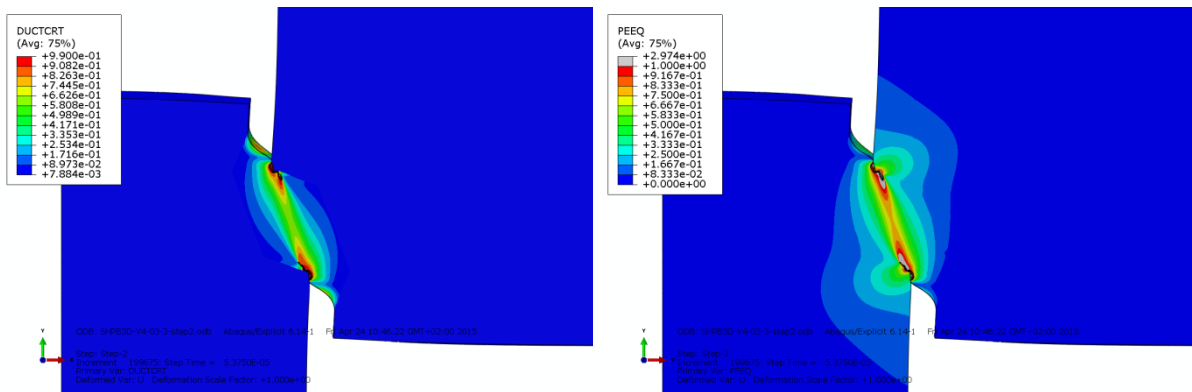


Bild 6.21 zeigt die aus der Simulation gewonnene Verteilung der Vergleichsdehnung und des Schädigungsparameters $f = \epsilon_f(q, L)/\epsilon_v$ zum Zeitpunkt des Versagens.

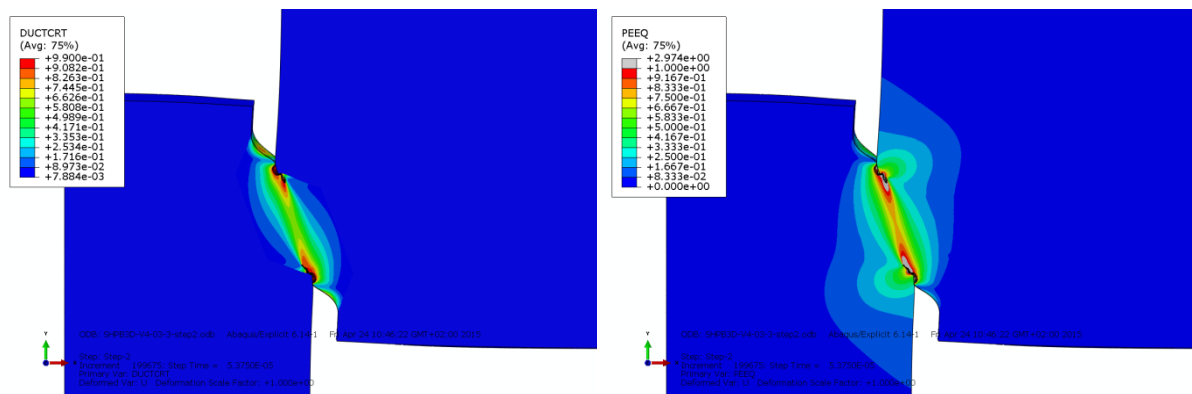


Bild 6.21: FE-Rechnung des Versuchs V08 mit Schädigung – links: Verteilung des Schädigungsparameters $f = \epsilon_f(q, L)/\epsilon_v$ zum Zeitpunkt des Versagens – rechts Verteilung der Vergleichsdehnung ϵ_v zum Zeitpunkt des Versagens

Die untere Schädigungskurve (Gleichung (2.41)) und die obere Schädigungskurve (Gleichung (2.42)) wurden in dem verwendeten FE-Programm ABAQUS in tabellarischer Form in Abhängigkeit vom Lode-Parameter L verwendet. Zwischenwerte werden nicht wie in Gleichung (2.40) elliptisch, sondern linear interpoliert.

7. NUMERISCHE SIMULATION DER DETONATIONSVERSUCHE

7.1. Untersuchungen am axialsymmetrischen Modell

Mit numerischen Untersuchungen zu den Rohrdetonationsversuchen an einem axialsymmetrischen Modell sollen die Grundlagen dafür geschaffen werden, das Verformungsverhalten der in Kapitel 3 vorgestellten Detonationsversuche numerisch zu beschreiben und damit eine Basis für die Bewertung von unterschiedlichen Detonationsszenarien zu schaffen. Erste Ansätze hierzu wurden vom Autor in [1] und [11] vorgestellt. Die numerisch ermittelten Druckwellenprofile wurden hierbei zusammen mit den experimentellen Ergebnissen von Detonationsversuchen an dickwandigen Rohren zur Ermittlung der Druckwellenprofile herangezogen und über eine Reihe mathematischer Funktionen approximiert. Die Parameter dieser Funktionen mussten insbesondere im Bereich der komplexen Deflagrationsphase und der überkomprimierten Detonation an Versuchen kalibriert werden, weshalb diese Vorgehensweise bezüglich der Übertragbarkeit auf andere Rohrgeometrien und Versuchsparameter nur sehr eingeschränkt geeignet ist.

Für die weiterführende numerische Beschreibung des strukturmechanischen Verhaltens von Rohren unterschiedlicher Geometrie und Versuchsparameter wurde daher in dieser Arbeit ein anderer Ansatz gewählt: Mit dem am Institut für Kern- und Energietechnik (IKET) am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) entwickelten CFD Programm DET3D [36] wurden Druckwellenprofile für die Reaktion unterschiedlicher $2\text{H}_2+\text{O}_2$ -Konzentrationen numerisch ermittelt und vom KIT/IKET bereitgestellt. Hierbei gilt die Einschränkung, dass diese Druckwellenprofile nur für unnachgiebige Rohre gültig sind.

Die rechnerisch ermittelten Druckprofile wurden an den Versuchen mit dickwandigen Rohren (Kapitel 3.3) verifiziert. In Bild 7.1 ist ein Vergleich zwischen experimentell und rechnerisch bestimmten Detonationsdruckprofilen dargestellt. Unabhängig davon, welche Strecke die Detonation nach DDT zurückgelegt hat (1500 mm, 230 mm, 35 mm), ist eine gute Übereinstimmung zwischen dem Experiment und der DET3D-Analyse festzustellen. In der DET3D-Analyse wurde als Randbedingung eine Deflagrationsstrecke von $x_{RUD} = 500$ mm angenommen. Hierbei handelt es sich um einen experimentellen Wert, der aus dem Versuch mit dem dünnwandigen Rohr V80E3 (Kapitel 3.4) ermittelt wurde. Demgegenüber lieferte der zum Vergleich herangezogene Versuch am dickwandigen Rohr V80KAL (Kapitel 3.3) eine Deflagrationsstrecke von $x_{RUD} = 170$ mm. Hierin liegt begründet, dass die berechneten Druck-Zeit-Verläufe ein etwas höheres Druckniveau aufweisen, da diese noch dem Bereich des Überganges von der überkomprimierten Detonation in die stabile Detonation zuzuordnen sind, während die Druck-Zeit-Verläufe aus dem Experiment bereits im Bereich der stabilen Detonation liegen. Das rechnerische Detonationsdruckprofil startet aus dem auf knapp 1000 bar

verdichteten Frischgas heraus (überkomprimierte Detonation) und das experimentell aufgenommene aus dem 70 bar Fülldruck heraus (stabile Detonation). Auch die Diskrepanz in der Erstreckung der überkomprimierten Detonation ist auf die unterschiedliche Deflagrationsstrecke zurückzuführen. Mit zunehmender Deflagrationsstrecke verlängert sich der Bereich der überkomprimierten Detonation und damit lokal die Druckwellenbelastung des Rohres.

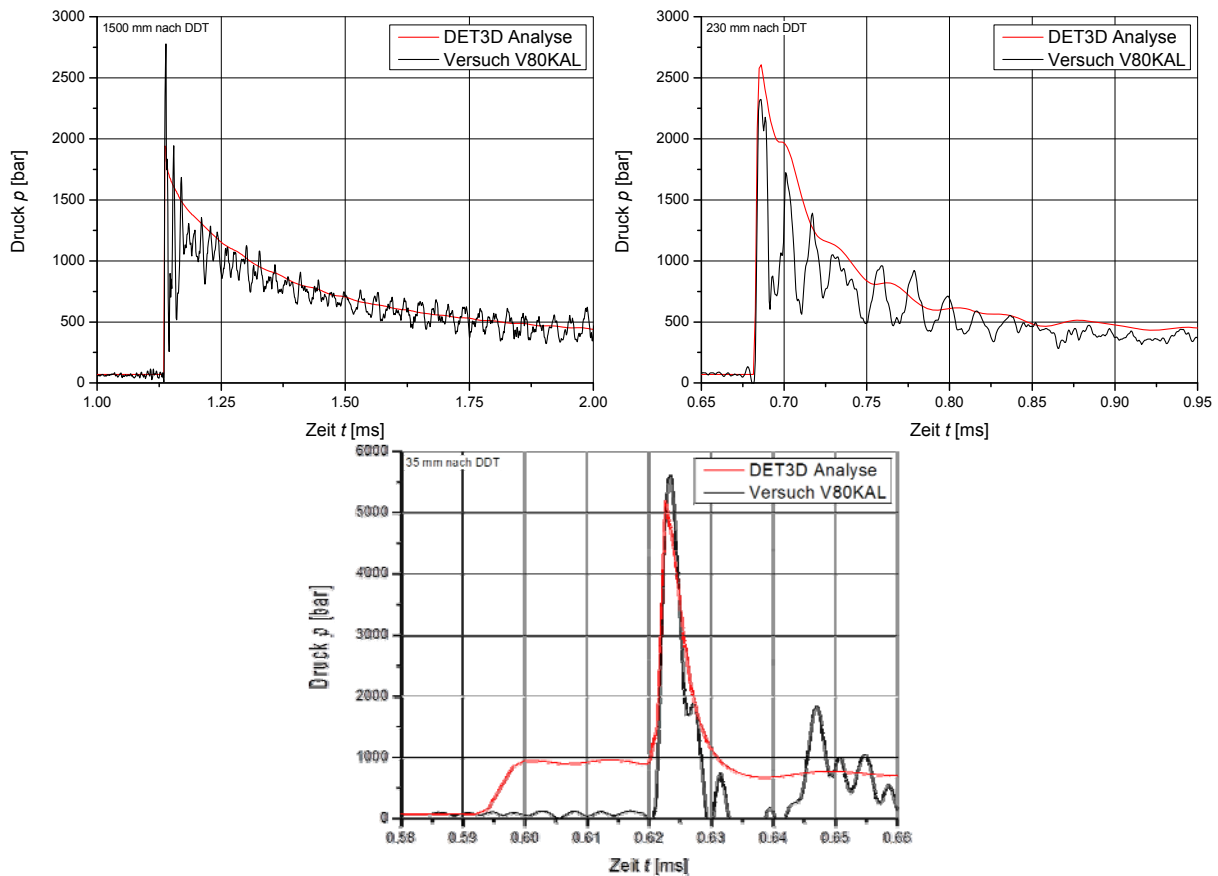


Bild 7.1: Druck-Zeit-Verläufe aus der DET3D-Berechnung im Bereich der überkomprimierten Detonation in Einzeldarstellung

Erste FE-Berechnungen, bei denen diese Daten als äußere Last auf die Rohrwand aufgebracht wurden, ergaben unrealistisch hohe Dehnungen, die ein frühzeitiges Versagen des Rohres simulieren [9], [123]. Dies wird in erster Linie darauf zurückgeführt, dass die hohen plastischen Verformungen der Versuchsrohre zu einer Zunahme des Rohrvolumens und somit zu einer Veränderung des Gaszustandes (Dichte, Temperatur, Schallgeschwindigkeit, etc.) führt.

Zur Verwendung dieser Daten in einer strukturmechanischen Analyse sich aufweitender Rohre müssen die Druckwellenprofile daher so korrigiert werden, dass die Auswirkungen der durch die Rohraufweitung bedingte Volumenzunahme zur Laufzeit in den Druckwellenprofilen Berücksichtigung findet. Unter der vereinfachten Annahme, dass keine Energie mit der Umgebung ausgetauscht wird und Reibungseffekte vernachlässigt werden können, kann der

Vorgang als isentrop betrachtet und somit über die Isentropenbeziehung beschrieben werden:

$$\frac{p_1}{\rho_1^\gamma} = \frac{p_2}{\rho_2^\gamma}. \quad (7.1)$$

Hierin ist p der Druck, ρ die Dichte und γ der Isentropenexponent, welcher das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck c_p zur spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Volumen c_v beschreibt. Unter Verwendung der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase

$$\frac{p}{\rho} = R \cdot T \quad (7.2)$$

lässt sich dann mit dem Volumen $V = m/\rho$ eine Beziehung für das Volumen-Druck-Verhältnis ableiten:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^\gamma = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^\gamma. \quad (7.3)$$

Unter der Annahme, dass die Rohrlänge während des Versuchs näherungsweise konstant bleibt und unter Vernachlässigung des axialen Druckausgleiches kann der Druck zur Laufzeit der Berechnung aus dem aktuellen Radius $r(x,t)$ des Rohres berechnet werden. Die korrigierte Druckverteilung über Ort und Zeit $p^*(x,t)$ ergibt sich damit zu

$$p^*(x,t) = p(x,t) \left(\frac{r_0}{r(x,t)} \right)^{2\gamma}, \quad (7.4)$$

mit dem Radius des unverformten Rohres r_0 . Bild 7.2 zeigt die Auswirkung dieser Druckkorrektur für den Versuch V80E3 an exemplarischen Rohrpositionen.

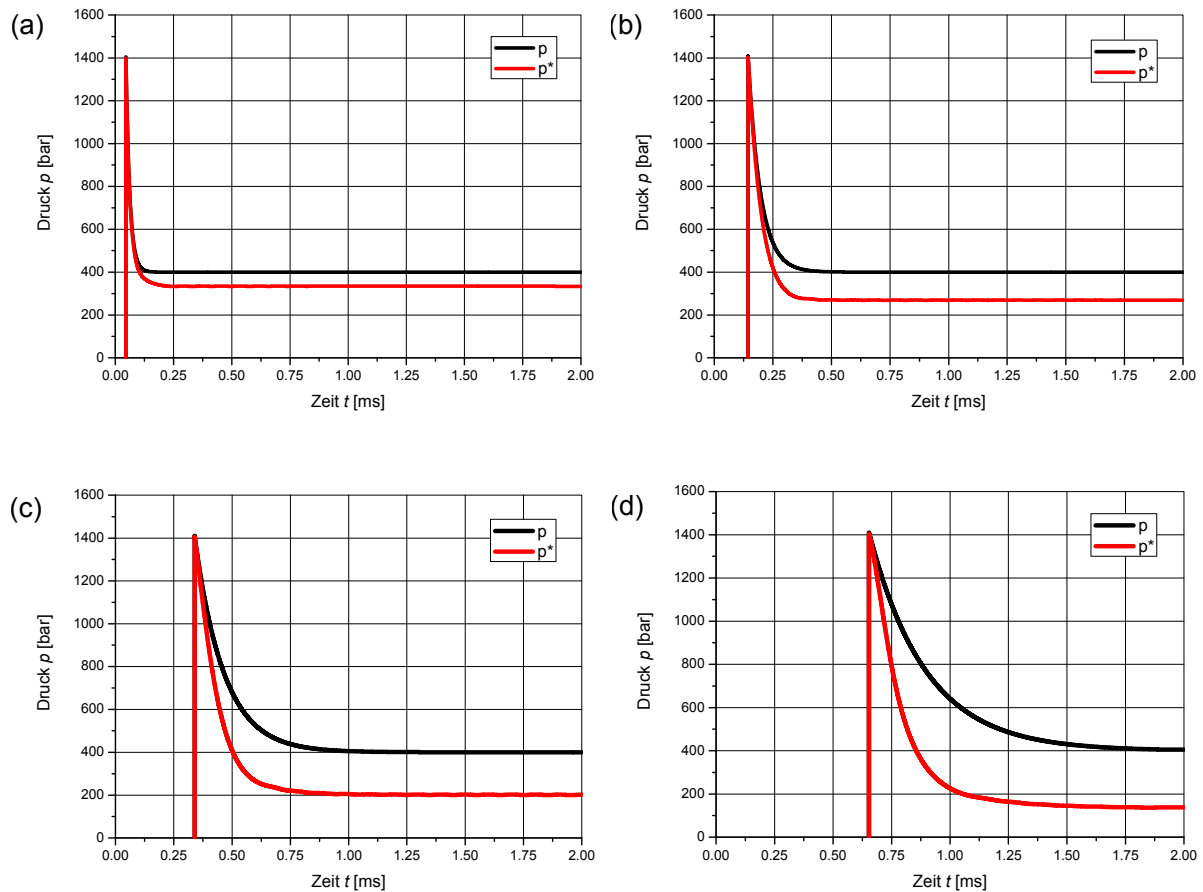


Bild 7.2: Druck-Profil mit (p^*) und ohne (p) Berücksichtigung der Volumenzunahme für den Versuch V80E3 im Abstand von 125 mm (a), 400 mm (b), 940 mm (c) und 1820 mm (d) von der DDT-Position

Die mittels DET3D ermittelten Druckwellenprofile wurden im ASCII-Format in tabellarischer Form bereitgestellt. Die Zeitachse wird hierbei von DET3D dynamisch bestimmt und hängt unter anderem von der aktuellen maximalen Gasgeschwindigkeit ab. Die Druckwerte in Rohrlängsrichtung wurden in einem äquidistanten Raster mit einer Maschenweite von zunächst 1 mm herausgeschrieben. Weiterführende Untersuchungen haben jedoch gezeigt, dass die Maschenweite zugunsten einer kürzeren Rechenzeit auf 5 mm erhöht werden kann, ohne dass ein signifikanter Einfluss auf die Genauigkeit der Ergebnisse festzustellen ist. DET3D liefert Daten für eine dreidimensionale Rohrgeometrie. Zur Verwendung in einem axialsymmetrischen FE-Modell wurden die Werte über die Tangentialposition gemittelt.

Die strukturelle Berechnung wurde dann unabhängig davon mit ABAQUS/Explicit durchgeführt. Eine für diesen Zweck implementierte User-Subroutine vom Typ VDLOAD greift während der Berechnung inkrementell auf die gerade benötigten Werte in der ASCII-Datei in Abhängigkeit von Zeit und Rohrlängsposition zu und führt unter Verwendung der zum letzten Zeitinkrement gehörigen Radialkoordinate eine Korrektur des eingelesenen Wertes nach Gleichung (7.4) durch. Zwischenwerte in Zeit und Position werden linear interpoliert.

Für die Diskretisierung der Modelle wurde eine semiautomatische Vernetzungsstrategie entwickelt, die es erlaubt, Modelle für Rohre unterschiedlicher Abmessungen unter Eingabe verschiedener Geometrieparameter zu erstellen und zu vernetzen. Als Eingabeparameter müssen Außendurchmesser D_a , Wanddicke s und die Rohrlänge l sowie die Anzahl der Elemente in Längs- und Dickenrichtung vorgegeben werden. Die Rohrlänge ist hierbei gleich der Fülllänge (Tabelle 3.8) abzüglich 150 mm für den endseitigen Flansch mit Berstscheibe. Es wurden vierknotige axialsymmetrische reduziert integrierte Volumenelemente verwendet. Die Analysen erfolgten in thermomechanisch gekoppelter Weise. Maße und Randbedingungen des Modells sind in Bild 7.3 skizziert.

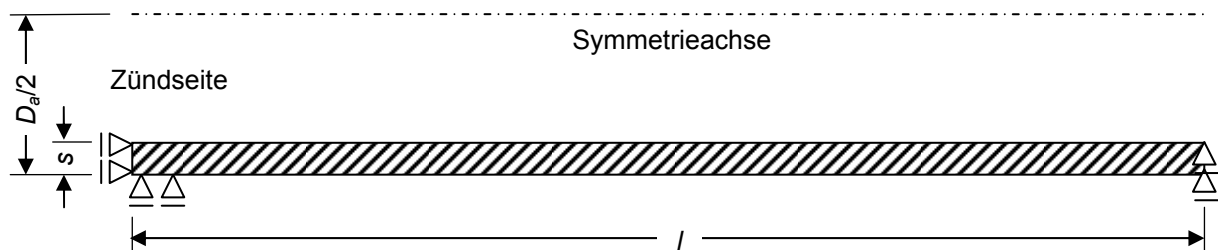


Bild 7.3: Axialsymmetrisches Modell: Abmessungen und Randbedingungen

7.1.1 Versuch V80E3

Als Benchmark für die numerischen Berechnungen am axialsymmetrischen Modell wurde der Versuch V80E3 herangezogen. Hierbei handelte es sich um ein Geradrohr aus dem Untersuchungswerkstoff mit den nominellen Abmessungen $D_a \times s = (114,3 \times 6,02)$ mm und einer Gesamtfülllänge von ca. $l = 3800$ mm (Tabelle 3.8). Der Versuch wurde mit einer Mischung aus 80 % $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ und 20 % N_2 und einem Fülldruck von $p_0 = 70$ bar bei Raumtemperatur durchgeführt. Die Deflagrationsstrecke lag bei $x_{RUD} = 500$ mm. Um dem realen Bauteilverhalten möglichst nahe zu kommen, wurden die aus der Rastervermessung durch Mittelung bestimmten effektiven Abmessungen $D_a \times s = (113,86 \times 5,88)$ mm verwendet. Der Isentropenexponent γ in Gleichung (7.4) wurde zu $\gamma = 1,4$ angenommen, was etwa dem Wert für die unverbrannte Gasmischung entspricht. Zur Beurteilung der Genauigkeit der Simulation wurde die bleibende Rohrverformung nach dem Versuch herangezogen und zwischen Experiment und Simulation verglichen.

Einfluss des Materialmodells

Als Referenz wurde die erste Berechnung unter Verwendung des Modells nach Johnson und Cook (Gleichung (2.8)) durchgeführt. Es hat sich gezeigt, dass die Dehnungen im Bereich der stabilen Detonation von der Simulation überschätzt werden, während im Bereich der überkomprimierten Detonation die Simulation geringere Dehnungen liefert. Eine zweite Berechnung unter Verwendung des Materialmodells nach Zerilli und Armstrong (Gleichung (2.28)) zeigte ähnliche Ergebnisse (Bild 7.4). Die in der Simulation auftretende

Zunahme der Dehnungen im Bereich der stabilen Detonation kann darauf zurückgeführt werden, dass die Taylorwelle mit zunehmendem Abstand vom DDT gestreckter wird und infolge dessen das Druck-Zeit-Integral zunimmt. Diese Zunahme konnte jedoch im Experiment nicht bestätigt werden.

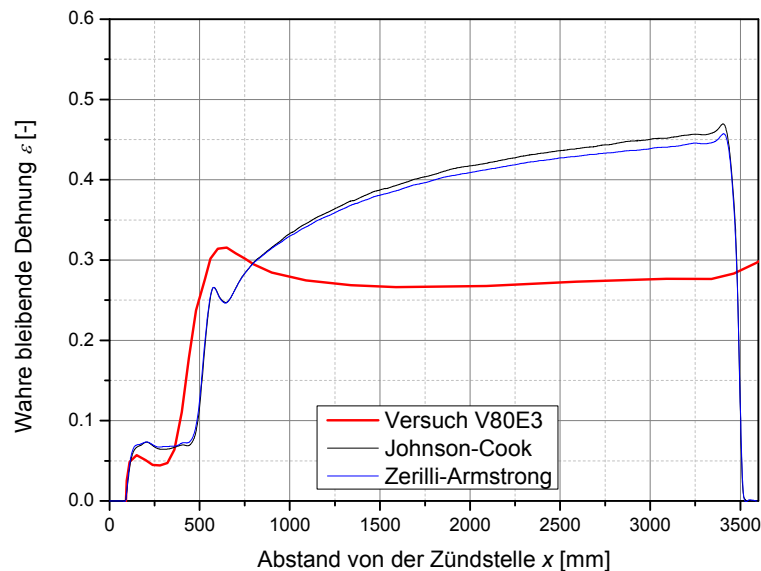


Bild 7.4: Endverformung des Versuchsrohres V80E3 – Vergleich Experiment zu Simulation, Einfluss des Materialmodells auf die Simulationsergebnisse

Einfluss der Deflagrationsstrecke

Da die Deflagrationsstrecke einem gewissen Streubereich unterliegt, wurde in einer Parameterstudie die Auswirkung eines unteren und eines oberen Grenzwertes für die Deflagrationsstrecke evaluiert. Aus der Reihe von Detonationsversuchen mit 80 % $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ist bekannt, dass die Deflagrationsstrecke bei identischen Versuchsparametern sich im Bereich von $420 \text{ mm} < x_{RUD} < 500 \text{ mm}$ bewegt (Tabelle 3.9). Als Abschätzung für einen unteren Grenzwert wurde daher eine Deflagrationsstrecke von $x_{RUD} = 350 \text{ mm}$ angenommen und für den oberen Grenzwert $x_{RUD} = 750 \text{ mm}$. Eine Deflagrationsstrecke außerhalb dieser Grenzen kann ausgeschlossen werden. Die veränderten Druckprofile wurden zuvor mit DET3D berechnet. Für die Simulation wurde das Materialmodell nach Johnson und Cook verwendet. Bild 7.5 zeigt deutlich die Auswirkungen der Variation der Deflagrationsstrecke auf die bleibende Rohrverformung. Qualitativ ist jedoch festzustellen, dass der Verlauf auch hier vom Experiment abweicht.

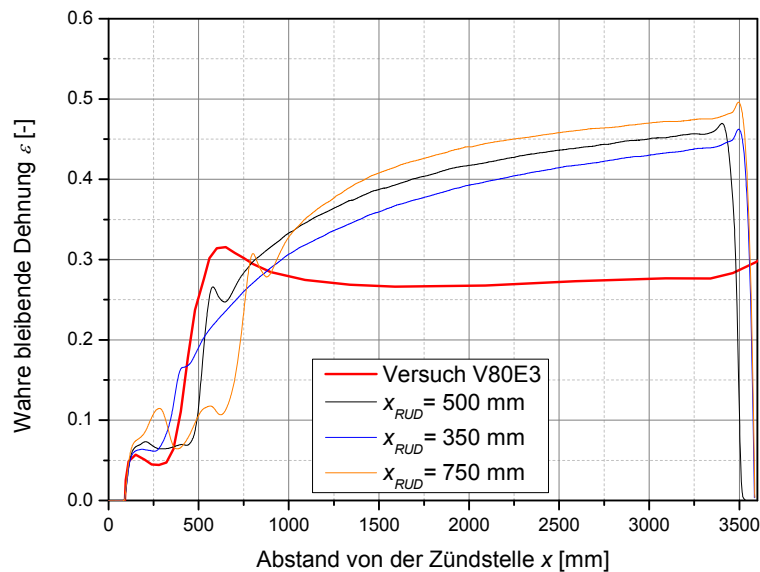


Bild 7.5: Endverformung des Versuchsrohres V80E3 – Vergleich Experiment zu Simulation, Einfluss der Deflagrationsstrecke auf die Simulationsergebnisse

Einfluss des Isentropenexponenten

Der Isentropenexponent der verbrannten Gasmischung weicht von dem des Frischgases ab. Darüber hinaus ist die Wärmekapazität mehratomiger Gase stark temperaturabhängig. Bild 7.6 zeigt den Isentropenexponent des verbrannten Gases in Abhängigkeit von der Gas-temperatur [124]. Der Isentropenexponent nimmt also mit zunehmendem Abstand von der Detonationswellenfront ab. Um diesen Umstand Rechnung zu tragen und den Einfluss des Isentropenexponenten auf die bleibende Rohrverformung zu bestimmen wurde der aus der DET3D-Rechnung ermittelte Isentropenexponent $\gamma = \gamma(x,t)$ in ASCII-Dateien herausgeschrieben in analoger Weise zum Druck $p(x,t)$ in der User-Subroutine VDLOAD verarbeitet. Für die Simulation wurde das Materialmodell nach Johnson und Cook (Gleichung (2.8)) verwendet. Da der Isentropenexponent mit zunehmendem Abstand von der Detonationswellenfront abnimmt, ist die Korrektur des Druckprofils nach Gleichung (7.4) weniger ausgeprägt, als es bei konstantem γ der Fall ist. Dies führt erwartungsgemäß zu einer höheren Verformung im Bereich der Detonation, was im Widerspruch zu den experimentellen Beobachtungen steht (Bild 7.7).

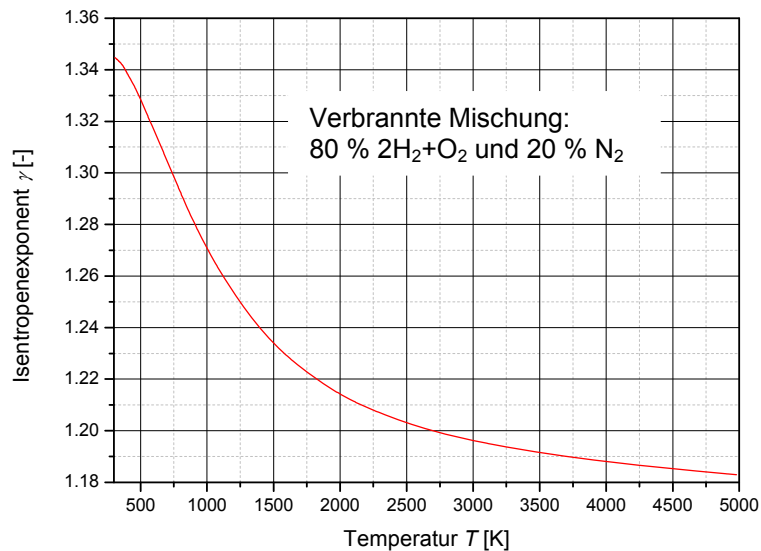


Bild 7.6: Abhängigkeit des Isentropenexponenten der verbrannten Gasmischung von der Temperatur nach [124]

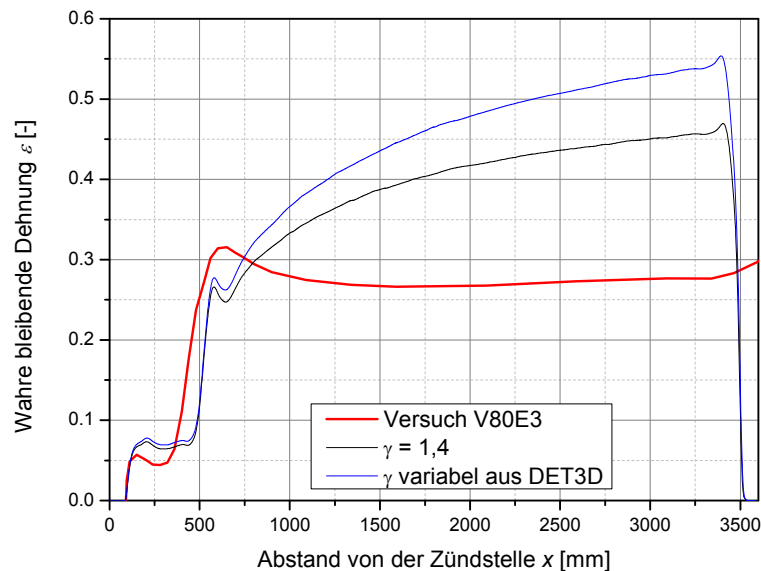


Bild 7.7: Endverformung des Versuchsrohres V80E3 – Vergleich Experiment zu Simulation, Einfluss des Isentropenexponenten auf die Simulationsergebnisse

7.1.2 Versuch V80A2

Mit dem Versuch V80A2 sollte der Einfluss der Rohrwanddicke auf das Verformungsverhalten untersucht werden. Das Geradrohr hatte die nominellen Abmessungen $D_a \times s = (114,3 \times 8,56)$ mm und eine Gesamtlänge von ca. $l = 3500$ mm und hatte somit eine ca. 42 % höhere Rohrwanddicke als das Versuchsrohr V80E3. Eine Besonderheit des Rohres waren die aufgeschweißten Stutzen im Abstand von 700 mm bzw. 3140 mm von der Zündstelle. Diese Stutzen sind nicht Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen und wurden daher in der Simulation vernachlässigt; sie wirken sich jedoch in ihrer Position dehnungsbehindernd aus. Der 2H₂+O₂-Anteil betrug 80 % zu 20 % N₂. Wie alle Versuche lag der Fülldruck bei $p_0 = 70$ bar und die Prüftemperatur bei Raumtemperatur. Die ermittelte Deflagrationsstrecke lag wie beim Versuch V80E3 bei $x_{RUD} = 500$ mm. Das FE-Modell wurde unter

Verwendung der aus der Rastervermessung durch Mittelung bestimmten effektiven Abmessungen von $D_a \times s = (114,68 \times 8,65)$ mm erstellt. Als Materialmodell wurde das Modell von Johnson und Cook (Gleichung (2.8)) verwendet. Wie auch bei der Simulation des Versuchs V80E3 (Kapitel 7.1.1) werden die Dehnungen im Bereich der stabilen Detonation von der Simulation überschätzt (Bild 7.8). Im Bereich der überkomprimierten Detonation ist wegen des Stutzens an dieser Position kein Vergleich der Dehnungen möglich.

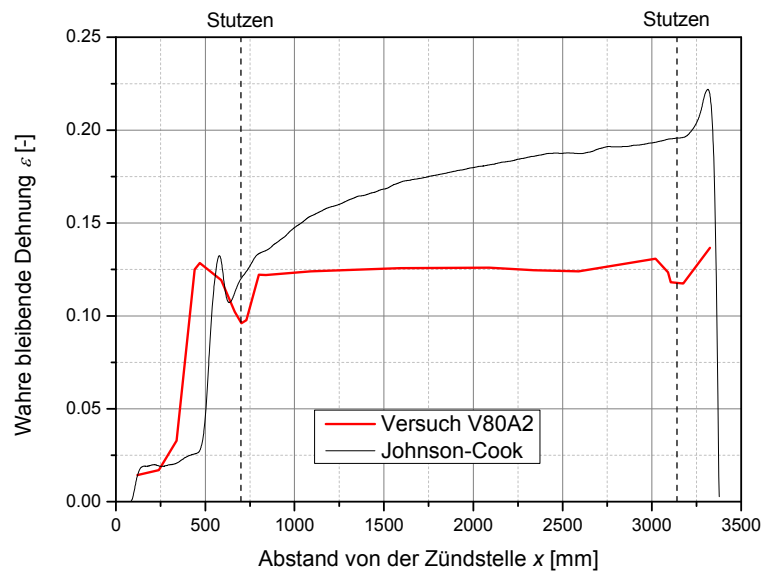


Bild 7.8: Endverformung des Versuchsrohres V80A2 – Vergleich Experiment zu Simulation, Einfluss des Materialmodells auf die Simulationsergebnisse

7.1.3 Versuch V60G1

Mit dem Versuch V60G1 sollte untersucht werden, ob sich katastrophales Versagen infolge der Ausbildung adiabatischer Scherbänder durch eine ausgeprägte Erhöhung der Wanddicke verhindert lässt. Das Geradrohr mit den nominellen Abmessungen $D_a \times s = (114,3 \times 11,13)$ mm und einer Gesamfülllänge von ca. $l = 4800$ mm wurde mit einem Anteil von 60 % $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ zu 40 % N_2 und einem Fülldruck von $p_0 = 70$ bar bei Raumtemperatur geprüft. Die Auswertung der Versuchsdaten ergab eine Deflagrationsstrecke von $x_{RUD} = 1840$ mm (Tabelle 3.9). Das FE-Modell wurde unter Verwendung der aus der Rastervermessung durch Mittelung bestimmten effektiven Abmessungen von $D_a \times s = (114,35 \times 11,14)$ mm erstellt. Zum Vergleich wurden die Rechnungen sowohl mit dem Modell nach Johnson und Cook (Gleichung (2.8)) als auch mit dem Modell nach Zerilli und Armstrong (Gleichung (2.28)) durchgeführt.

Bild 7.9 zeigt die bleibenden wahren Dehnungen aus der Berechnung im Vergleich zu den aus der Rastervermessung nach dem Versuch ermittelten wahren Dehnungen. quantitativ ist hier eine bessere Übereinstimmung, als beim Versuch V80E3 (Kapitel 7.1.1) festzustellen.

Position und Höhe der Dehnungen stimmen weitgehend überein. Auffallend ist jedoch, dass die Verformungen mit zunehmendem Abstand von DDT übereinstimmend mit dem Experiment abnehmen. Wie das Diagramm weiterhin zeigt, ist die Wahl des Materialmodells ohne signifikanten Einfluss auf das Ergebnis. Um zu überprüfen, ob die Dehnung im Bereich der stabilen Detonation infolge des ansteigenden Druck-Zeit-Integrals noch zunimmt, wurde ein fiktives Rohr simuliert, welches eine Gesamtlänge von $l = 10000$ mm bei sonst gleichen Abmessungen aufweist. Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Bild 7.10 dargestellt. Auf der Gesamtlänge von 10,0 m hat sich nach dieser Berechnung zwar eine Art Sättigung der Dehnung zum Rohrende hin eingestellt, eine Zunahme konnte jedoch nicht festgestellt werden.

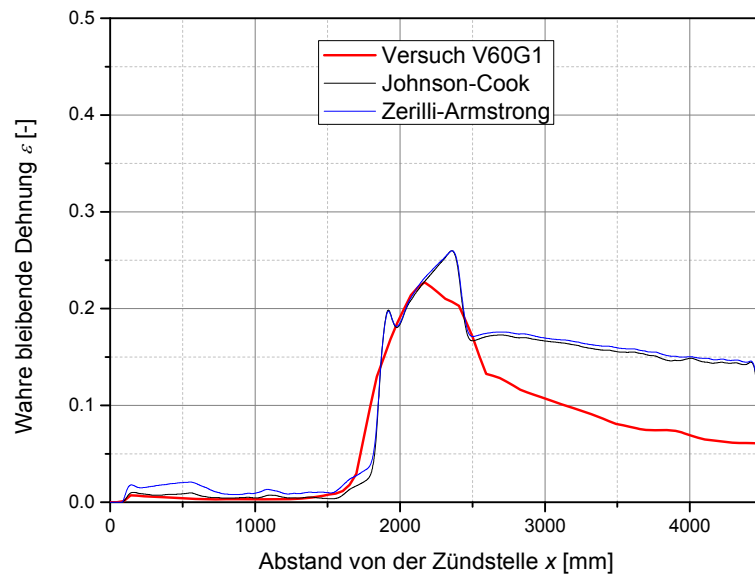


Bild 7.9: Endverformung des Versuchsrohres V60G1 – Vergleich Experiment zu Simulation, Einfluss des Materialmodells auf die Simulationsergebnisse

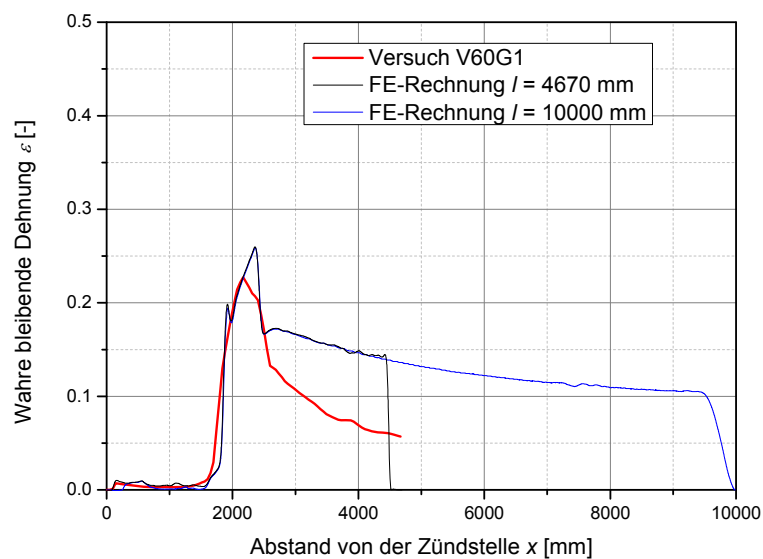


Bild 7.10: Endverformung des Versuchsrohres V60G1 – Simulation eines fiktiven Rohres mit einer Länge von $l = 10$ m

7.1.4 Versuch V100G2

Mit dem Versuch V100G2 sollte erreicht werden, dass die Detonation unmittelbar an der Zündstelle auftritt, um die rechnerische Erfassung der komplexen Druckprofile während der Deflagrationsphase und der überkomprimierten Detonation abkömmlich zu machen und so ausschließlich den Einfluss der Detonation untersuchen zu können. Das Rohr wurde außerdem so dimensioniert, dass eine Instrumentierung mit Drucksensoren möglich war, ohne hiermit ein Versagen zu provozieren. Das Rohr hatte die nominellen Dimensionen $D_a \times s = (114,3 \times 8,56)$ mm, eine Länge von $l = 3000$ mm und war mit einer Mischung aus 100 % $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ unter einem Druck von $p_0 = 70$ bar befüllt. Die Aufnahme der Drucksensoren wurde in Anlehnung an die Stutzen im Versuch V80A2 (Kapitel 3) ausgebildet, da aus diesen Versuchen bekannt war, dass bei dieser Anordnung kein Versagen auftritt. Die experimentell ermittelte Deflagrationsstrecke betrug $x_{RUD} = 110$ mm und wurde bei der Berechnung der Druckprofile mittels DET3D vernachlässigt. Das FE-Modell wurde unter Verwendung der aus der Rastervermessung durch Mittelung bestimmten effektiven Abmessungen von $D_a \times s = (114,59 \times 8,79)$ mm erstellt. Die Rechnungen wurden mit dem Modell nach Johnson und Cook (Gleichung (2.8)) und zum Vergleich mit dem Modell nach Zerilli und Armstrong (Gleichung (2.28)) durchgeführt.

Wie aus Bild 7.11 ersichtlich ist, gibt es eine befriedigende Übereinstimmung zwischen der Berechnung und dem Experiment hinsichtlich der Endverformung des Rohres über die Rohrlänge im Anfangsbereich. Allerdings ist deutlich zu erkennen, dass analog zu den Berechnungen mit 80 % $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ (Kapitel 7.1.1) die aus der Simulation gewonnene Tangentialdehnung weit im Bereich der stabilen Detonation in Abweichung zum Experiment weiterhin zunimmt. Anzumerken ist noch, dass der ausgeprägte Abfall der Dehnung zum Ende des Rohres in der Simulation darauf zurückzuführen ist, dass die endgültige Verformung des Rohres noch nicht erreicht ist, da die DET3D-Daten nur bis zu einer bestimmten Zeit vorlagen, die Taylorwelle also noch nicht vollständig das Rohrende passiert hat.

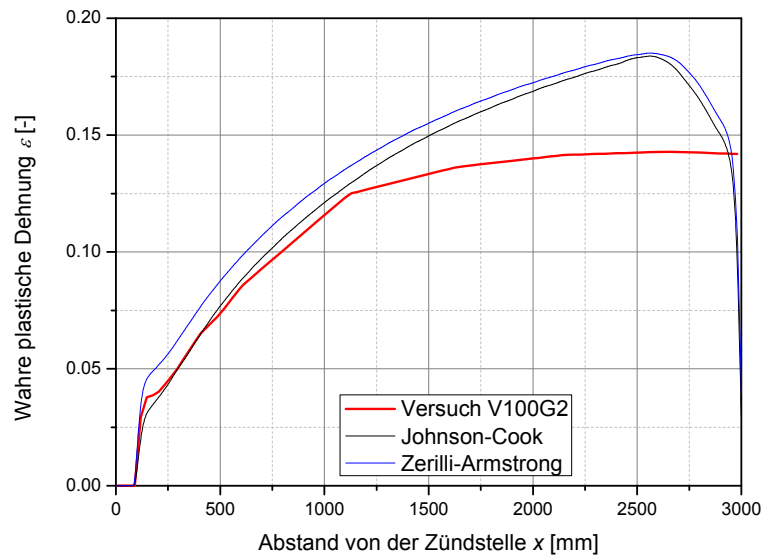


Bild 7.11: Endverformung des Versuchsrohres V100G2 – Vergleich Experiment zu Simulation, Einfluss des Materialmodells auf die Simulationsergebnisse

Weiterhin konnten die experimentell ermittelten Druckprofile des sich aufweitenden Rohres mit den Druckprofilen aus der DET3D-Berechnung sowie mit den zur Laufzeit der FE-Berechnung korrigierten Verläufen verglichen und so ein Anhaltspunkt über Eignung und Genauigkeit der Korrekturmethode gewonnen werden. Bild 7.12 bis Bild 7.14 zeigen, dass sich die korrigierten Druckprofile zwar näher am Experiment orientieren, jedoch insbesondere zum Ende der Taylorwelle hin eine deutliche Abweichung festzustellen ist. Diese Abweichung ist umso ausgeprägter, je weiter die Detonation im Rohr fortgeschritten ist.

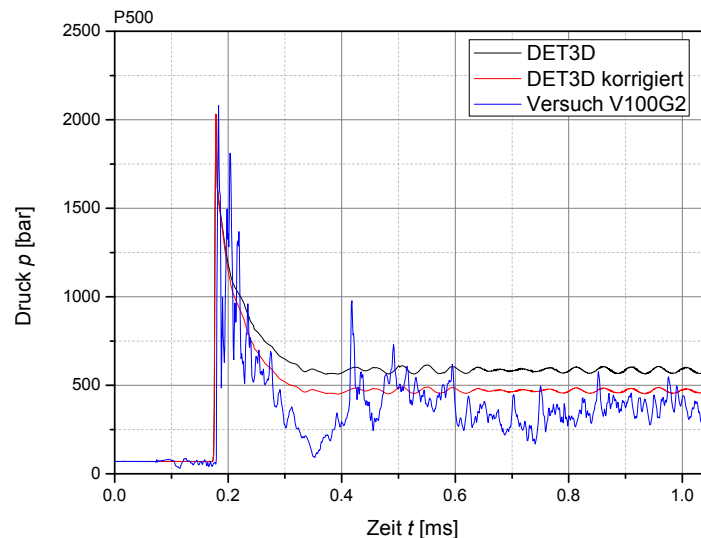


Bild 7.12: Versuch V100G2 – Vergleich der experimentellen und numerisch ermittelten Druckprofile, Drucksensor P500 und Einfluss der Volumenkorrektur

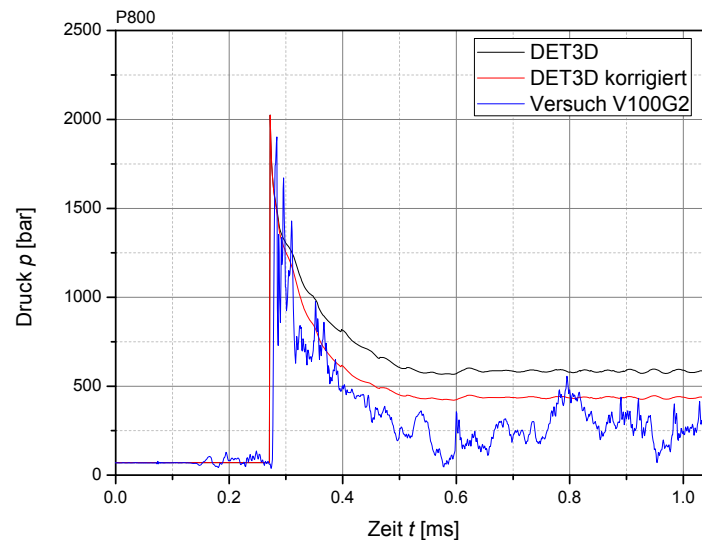


Bild 7.13: Versuch V100G2 – Vergleich der experimentellen und numerisch ermittelten Druckprofile, Drucksensor P800 und Einfluss der Volumenkorrektur

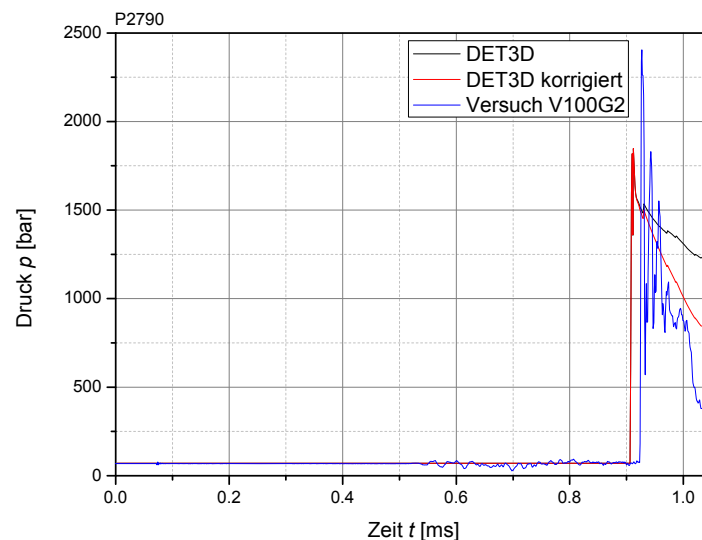


Bild 7.14: Versuch V100G2 – Vergleich der experimentellen und numerisch ermittelten Druckprofile, Drucksensor P2790 und Einfluss der Volumenkorrektur

7.2. Untersuchungen am Modell mit den Annahmen des ebenen Dehnungszustandes

Die Eignung des in Kapitel 6.2 vorgestellten Schädigungsmodells zur Beschreibung des Verhaltens dünnwandiger Rohre unter Detonationsbeanspruchung wurde an FE-Modellen unter Annahme des ebenen Dehnungszustandes (EDZ) untersucht. Zur Diskretisierung des FE-Modells wurden vierknotige reduziert integrierte Plane-Strain-Volumenelemente verwendet, wobei die doppelte Symmetrie des Rohrquerschnitts ausgenutzt wurde. Die Analysen erfolgten in thermomechanisch gekoppelter Weise mit expliziter Zeitintegration. Es wurde das Materialmodell nach Johnson und Cook (Gleichung (2.8)) verwendet, Schädigung ist nach Kapitel 6.2 berücksichtigt. Das FE-Modell und dessen Randbedingungen sind schematisch in Bild 7.15 dargestellt.

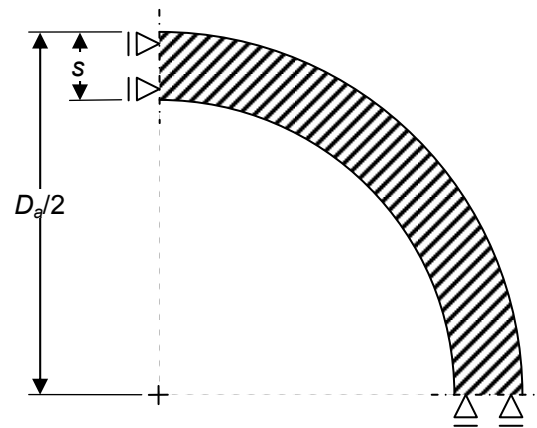


Bild 7.15: EDZ Modell: Abmessungen und Randbedingungen

Zur Verifikation wurden die Versuche mit 60 % $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ herangezogen. Im Fall dünnwandiger Rohre mit den nominalen Abmessungen $D_a \times s = (114,3 \times 6,02)$ mm führte die Detonationsbelastung konsistent zum Versagen infolge der Ausbildung mehrfacher adiabatischer Scherbänder in Umfangsrichtung (vgl. Kapitel 4.3). Dieses Verhalten konnte durch die Wahl einer größeren Wanddicke von $s = 11,13$ mm verhindert werden (Kapitel 4.2).

Als äußere Belastung wurde das aus der DET3D-Rechnung für den Versuch V60G1 ermittelte Druckprofil herangezogen, welches die höchste Amplitude erreichte, dies trifft im Abstand $x = 2000$ mm von der Zündstelle, kurz hinter dem DDT zu (rote Kurve in Bild 7.16). Das Druckprofil wird über eine User-Subroutine gem. Gleichung (7.4) zur Laufzeit um den Einfluss der Volumenzunahme korrigiert.

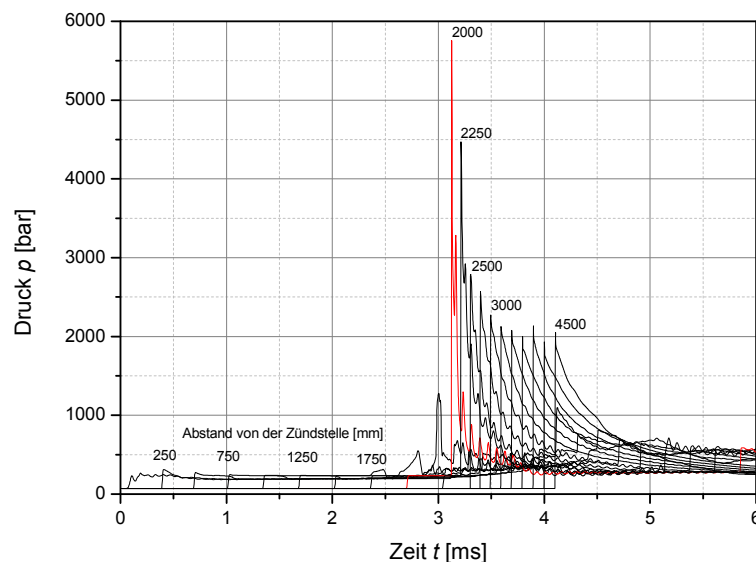


Bild 7.16: Druck-Zeit-Verläufe für den Versuch V60E1 aus DET3D-Berechnung

7.2.1 Versuch V60E1

Die Berechnung wurde mit den Rohrabmessungen $D_a \times s = (114,3 \times 6,02)$ mm durchgeführt, was der Geometrie der Versuchsrohre V60E1, V60E2 und V60G1 (Tabelle 3.8) entspricht. Die Vernetzung des Modells ist in Bild 7.17 dargestellt. Bild 7.18 zeigt die Verformung und

von Mises Vergleichsspannung der Simulation zu verschiedenen Zeitpunkten. In dieser Bildserie ist deutlich zu erkennen, dass ab einer bestimmten Dehnung im Einklang mit dem Experiment mehrere Scherbänder in Umfangsrichtung auftreten.

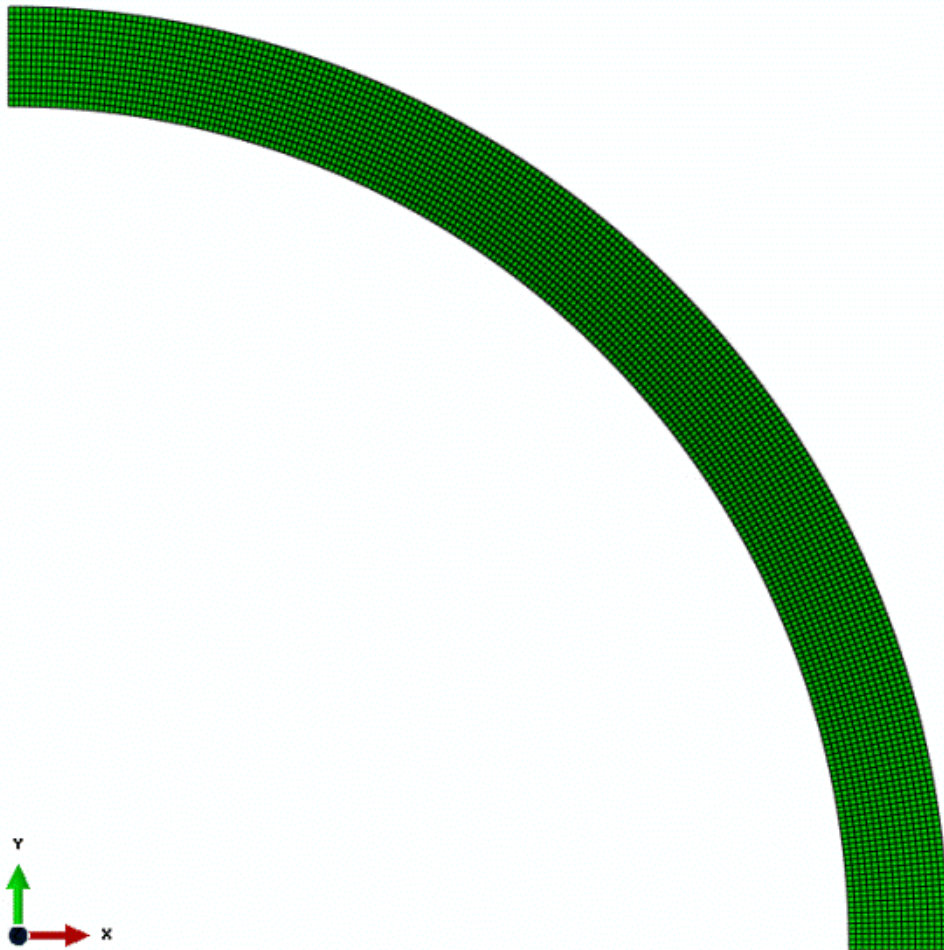


Bild 7.17: FE-Netz des Versuchs V60E1

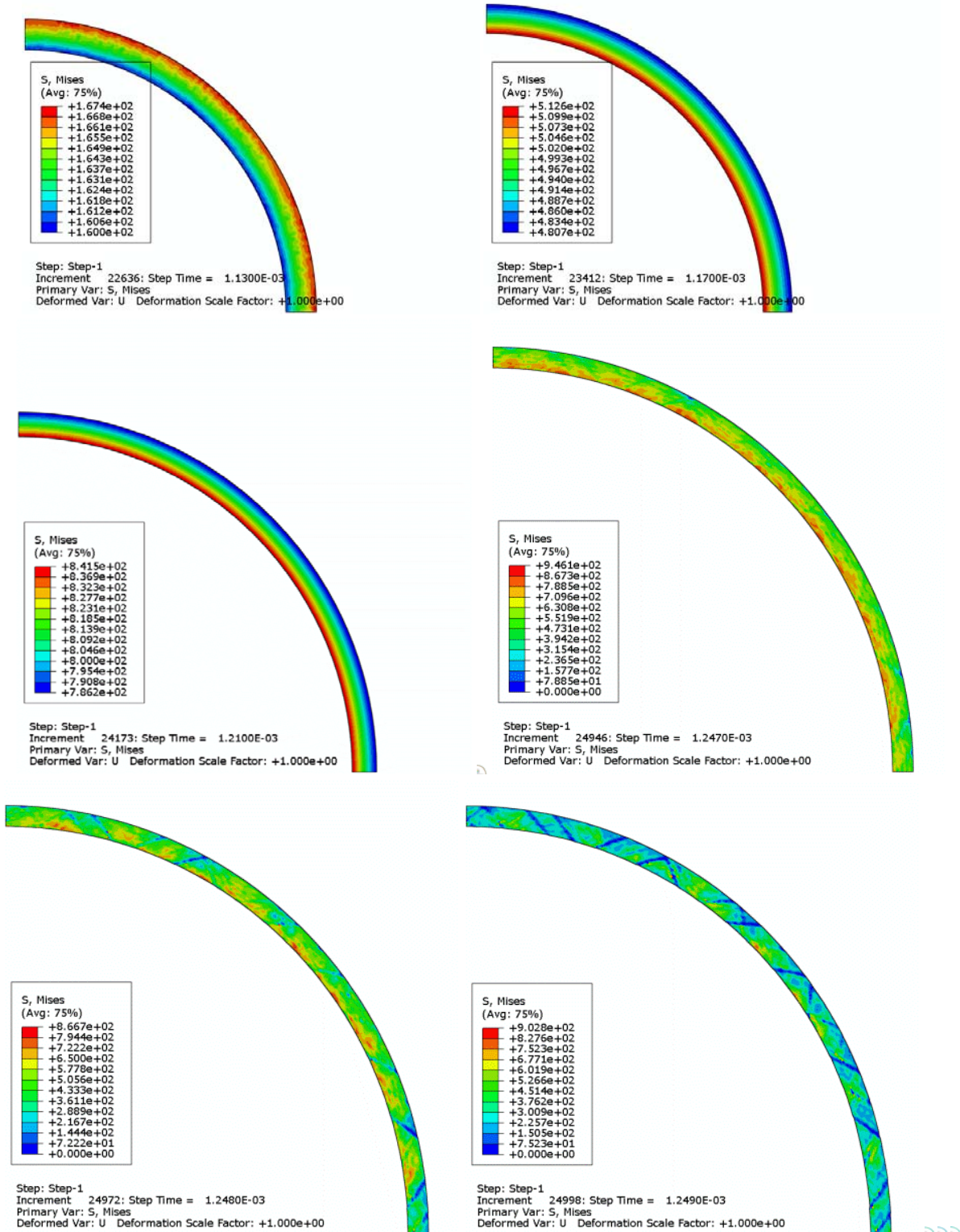


Bild 7.18: Simulation V60E1 mit Schädigung - von Mises Vergleichsspannung

Die Durchmesseraufweitung des Rohres kurz vor dem Versagen beträgt rechnerisch ca. $\Delta D_a = 37\%$, was in guter Übereinstimmung mit dem aus dem High-Speed-Film des Versuchs V60E1 gewonnenen Wert von ca. $\Delta D_a = 38,6\%$ steht. Die aus der Simulation ermittelte Wanddickenreduktion von ca. $\Delta s = 31,6\%$ deckt sich ebenfalls mit dem nach dem Versuch V60E1 an den Bruchstücken gemessenen Werten von i. M. $\Delta s = 33,6\%$. Die maximale Dehnrates aus der FE-Rechnung beträgt ca. $\dot{\epsilon}_{pl} = 3450 \text{ s}^{-1}$ gegenüber $\dot{\epsilon}_{pl} = 3250 \text{ s}^{-1}$ im Experiment. Die Radialgeschwindigkeit der Bruchstücke wurde exemplarisch an verschiedenen Positionen ermittelt. Die Geschwindigkeit ist in Bild 7.19 im zeitlichen Verlauf dargestellt und beträgt i. M. ca. $v_{max} = 270 \text{ m/s}$. Im Vorgängervorhaben wurden Geschwindigkeiten von bis zu $v_{max} = 800 \text{ m/s}$ bei sehr kleinen Bruchstücken ermittelt.

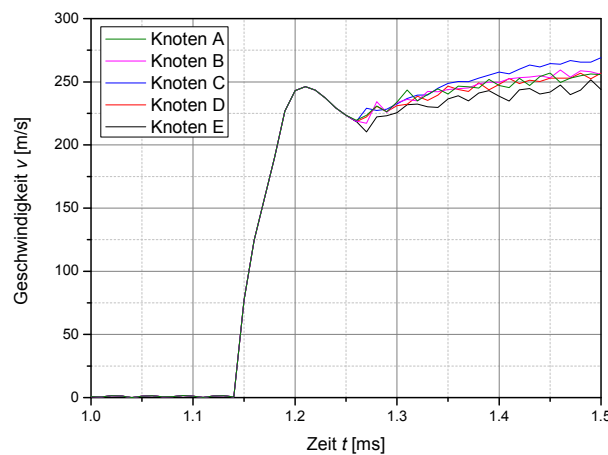


Bild 7.19: Simulation V60E1 mit Schädigung - zeitlicher Verlauf der Aufweitungsgeschwindigkeit

Anzumerken ist, dass das verwendete Druckprofil für den Versuch V60G1 ermittelt wurde, welcher eine Deflagrationsstrecke von $x_{RUD} = 1840 \text{ mm}$ aufwies. Beim hier betrachteten Versuch V60E1 betrug die Deflagrationsstrecke infolge der höheren Rohraufweitung $x_{RUD} = 3350 \text{ mm}$, so dass das Druckprofil des Versuchs V60E1 möglicherweise von dem des Versuchs V60G1 abweichend ist.

7.2.2 Versuch V60G1

Zur Überprüfung des Verhaltens eines Rohres bei größerer Wanddicke wurde der Versuch V60G1 in analoger Weise zu Kapitel 7.2.1 an gleicher Rohrlängsposition simuliert. Das Versuchsrohr hatte die Abmessungen $D_a \times s = (114,3 \times 11,13) \text{ mm}$ und zeigte erwartungsgemäß kein Versagen (vgl. Kapitel 4.1).

Die rechnerische Wanddickenreduktion lag mit $\Delta s = 29,0\%$ oberhalb des im Versuch ermittelten Wertes von $\Delta s = 22,7\%$ an dieser Position. Auch die Durchmesseraufweitung von rechnerisch $\Delta D_a = 34\%$ ist deutlich über dem gemessenen Wert von $\Delta D_a = 24,4\%$. Die berechnete Dehnrates betrug ca. $\dot{\epsilon}_{pl} = 2000 \text{ s}^{-1}$ gegenüber $\dot{\epsilon}_{pl} = 1677 \text{ s}^{-1}$ aus dem Experiment.

Bild 7.20 zeigt das FE-Netz des Modells und die Verformung und die von Mises Vergleichsspannung im endverformten Zustand. Wie auch im Versuch ist auch in der Simulation kein Bruch des Rohres festzustellen.

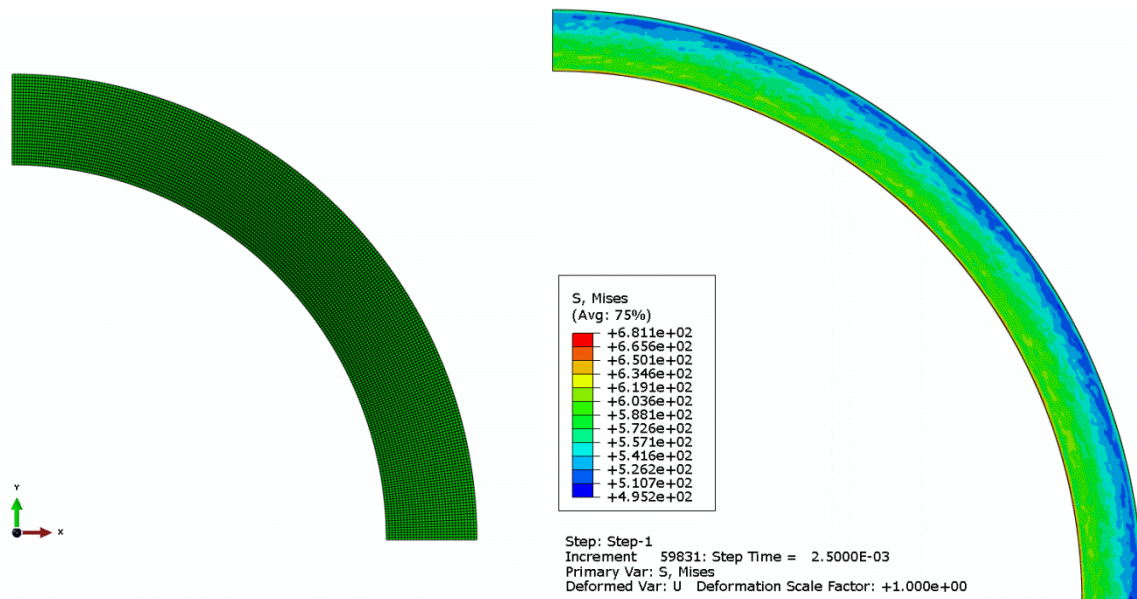


Bild 7.20: Versuch V60G1 - links: FE-Netz – rechts: Endverformung und von Mises Vergleichsspannung

7.2.3 Fiktives Rohr mit 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ und $D_a \times s = (114,3 \times 8,56)$ mm

Aus den vorangegangenen Kapiteln ist übereinstimmend mit dem Experiment festzustellen, dass ein Rohr mit einem Außendurchmesser von $D_a = 114,3$ mm und einer Wanddicke von $s = 6,02$ mm unter Einwirkung einer Detonation von einer Mischung aus 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ und 40 % N_2 unter Ausbildung mehrerer adiabatischer Scherbänder versagt, während durch eine Erhöhung der Wanddicke auf $s = 11,13$ mm ein Versagen verhindert werden kann. In diesem Kapitel soll numerisch überprüft werden, ob ein Rohr mit einer Wanddicke von $s = 8,56$ mm, wie es auch handelsüblich zur Verfügung steht und auch den Versuchen V100G2 und V80A2 (Tabelle 3.8) zum Einsatz kam, auch einer Belastung mit 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ stand hält.

Wie in Bild 7.21 ersichtlich, kommt es auch hier zu einem Versagen unter Ausbildung mehrerer adiabatischer Scherbänder, woraus geschlossen werden kann, dass eine Wanddicke von $s = 8,56$ mm nicht geeignet ist, um das Versagen eines Rohres unter Belastung durch die Detonation einer Ansammlung von 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ zu verhindern. Die rechnerische Wanddickenreduktion beträgt ca. $\Delta s = 31,0$ %, die maximale Rohraufweitung kurz vor Ausbildung des ersten Scherbandes $\Delta D_a = 39,7$ %. Die rechnerische Geschwindigkeit der Bruchstücke beträgt i. M. $v = 160$ m/s, die Dehnrage liegt bei ca. $\dot{\epsilon}_{pl} = 2500$ s⁻¹.

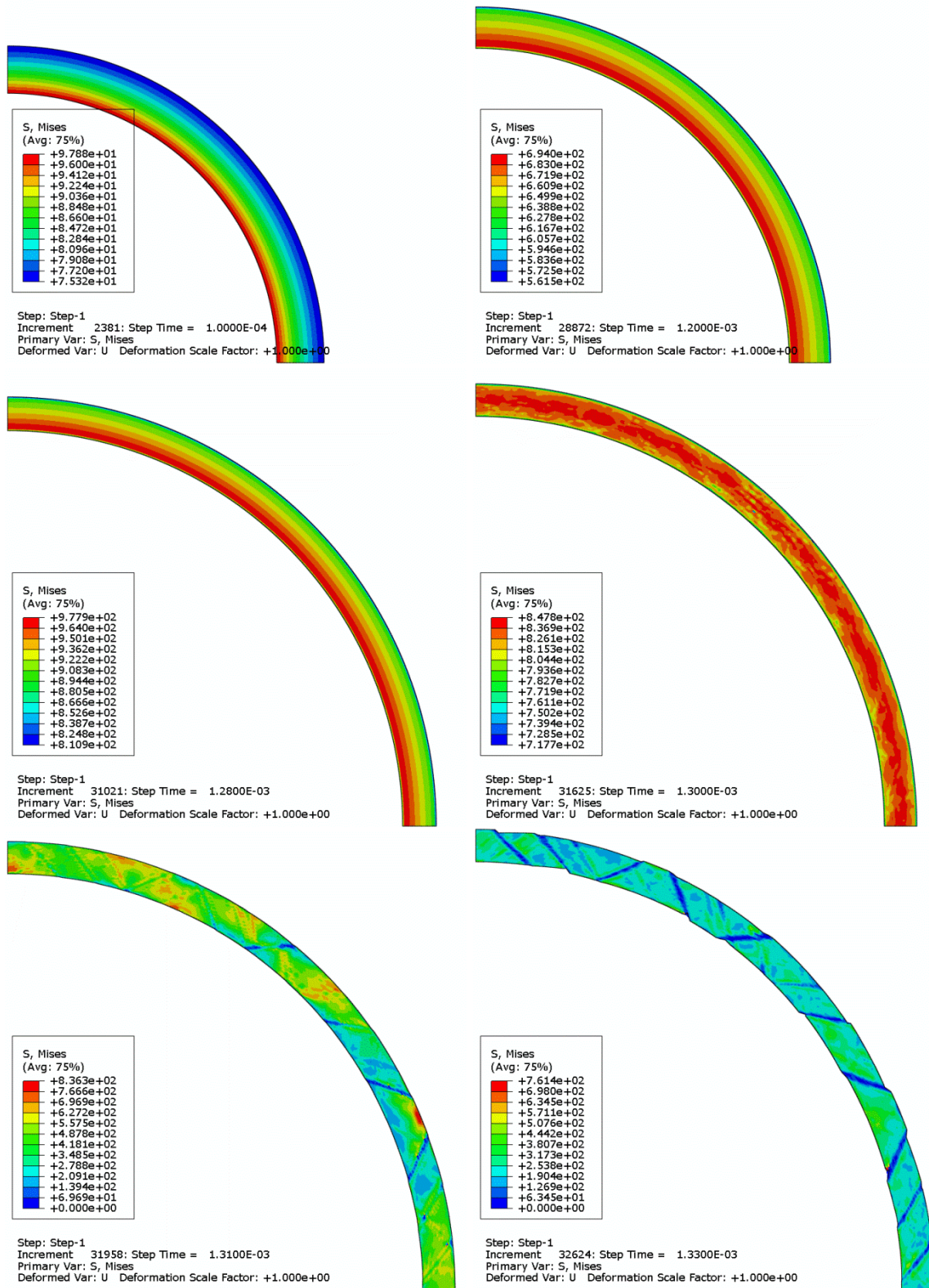


Bild 7.21: Simulation eines Rohres mit Schädigung mit 60 % $2H_2+O_2$ und den Abmessungen $D_a \times s = (114,3 \times 8,56)$ mm - von Mises Vergleichsspannung

8. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Beim Auftreten oder bei der Verwendung von Wasserstoff in sauerstoffhaltiger Umgebung ist eines der Hauptrisiken dessen leichte Entzündbarkeit, wobei die Gasreaktionen mit sehr unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Gasdruckentwicklungen ablaufen. In der Folge können zum Beispiel in druckführenden Komponenten technischer Anlagen extreme mechanische und auch thermische Belastungen auftreten.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der sicherheitstechnischen Bewertung austenitischer Rohrleitungen unter Beanspruchung durch Wasserstoff-Sauerstoff-Reaktionen. Derzeit bekannte Ansätze für die Auslegung von Rohrleitungen unter Detonationsbeanspruchung sind entweder auf rein elastische Rohrreaktionen beschränkt oder aber sie berücksichtigen die gasdynamischen Reaktionen nicht in ausreichendem Maße. Ausgehend von den von Stadtmüller und Offermanns [1] durchgeführten Detonationsversuchen erfolgte die Beschreibung der Vorgänge am Beispiel von Deckelsprühleitungen in Siedewasserreaktoren.

Die Auswertung dieser Versuche hat ergeben, dass eine geringere Menge reaktionsfähigen Gases zu einer heftigeren Rohrreaktion führen kann (Kapitel 4.1). Unter der Einwirkung einer Detonation von einer Mischung aus 60 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ und 40 % N_2 hat sich bei Rohren mit einer Wanddicke von $s = 6,02$ mm infolge der Ausbildung mehrerer Längsrisse katastrophales Versagen eingestellt. Diese Beobachtung kann auf den Einfluss der so genannten überkomprimierten Detonation zurückgeführt werden. Von einer überkomprimierten Detonation (engl.: *overdriven detonation*) spricht man, wenn die mit Unterschallgeschwindigkeit ablaufende deflagrative Verbrennung vor ihrer Flammenfront Frischgas vorkomprimiert und der Umschlag in eine Detonation (DDT) innerhalb dieser vorkomprimierten Zone stattfindet. Die Deflagrationsstrecke wird mit abnehmender Wasserstoff-Sauerstoffkonzentration länger, so dass die Vorkompression zunimmt (vgl. auch Kapitel 2.1). Dies hat zur Folge, dass am Umschlagpunkt zur Detonation höhere Druckspitzen und Dehnraten auftreten, als es bei einer höheren Wasserstoff-Sauerstoffkonzentration der Fall ist. Aus einer Versuchsserie mit 80 % $2\text{H}_2+\text{O}_2$ und 20 % N_2 versagte dagegen nur ein Versuchsrohr und zwar im Bereich der stabilen Detonation. Die stabile Detonation stellt sich mit zunehmendem Abstand von der Zündstelle ein, nachdem die Druckspitze der überkomprimierten Detonation stetig auf den so genannten Chapman-Jouguet-Druck p_{CJ} , abgefallen ist, der im weiteren Verlauf konstant ist (vgl. auch Kapitel 2.1).

Experimentell und numerisch konnte bestätigt werden, dass das Versagen durch eine ausgeprägte Erhöhung der Wanddicke verhindert werden kann (Kapitel 4.2 und 7.2.2). Die Analyse der Bruchstücke von Rohren, die durch mehrere Längsrisse versagten, hat ergeben, dass diese Versagensart auf die Ausbildung so genannter adiabatischer Scherbänder zu-

rückzuführen ist (Kapitel 4.3). Adiabatische Scherbänder sind sehr schmale Zonen, in denen es zu intensiv lokalisierten Scherdeformationen kommt. Zurückzuführen ist diese Lokalisierung auf die Umwandlung eines erheblichen Teils der Formänderungsarbeit in Wärme. Da der Vorgang bei hoher Belastungsgeschwindigkeit weitgehend adiabat abläuft, d. h. die Zeit für eine Wärmediffusion nicht ausreicht, kommt es zu einer thermischen Entfestigung welche schließlich die Kaltverfestigung überschreitet.

Aus dieser Erkenntnis heraus wurde ein dehnungsbasiertes Versagensmodell erstellt. Materialschädigung und damit die Rissinitiierung tritt danach ein, wenn die plastische Vergleichsdehnung einen kritischen Wert überschreitet, der von der Spannungsmehrachsigkeit abhängt. Dieser Zusammenhang kann in so genannten Schädigungskurven veranschaulicht werden (Bild 2.9). Es hat sich jedoch gezeigt, dass die Schädigung des Untersuchungswerkstoffes in starkem Maße vom Lode-Winkel beeinflusst wird, welcher die Neigung eines Spannungspunktes in der Deviatorebene angibt. Dieser Umstand wurde dadurch berücksichtigt, dass zwei Grenzschädigungskurven ermittelt wurden, die jeweils dem oberen und unteren Extrem des Lode-Parameters L zuzuordnen sind; Zwischenwerte werden linear interpoliert. Durch eine numerisch gestützte Auswahl geeigneter Probenformen und die Festsetzung entsprechender Versuchsanordnungen konnten die erforderlichen Modellparameter ermittelt werden (vgl. Kapitel 5 und 6.2).

Anzumerken ist, dass das Schädigungsmodell keine Wechselwirkung zwischen dem Werkstoffverhalten und dem Schädigungszustand berücksichtigt. Das Verhalten hohlraumbehafteter Strukturen wird also wie das ungeschädigte Material behandelt. Zur konstitutiven Beschreibung des ungeschädigten Materials unter den auftretenden Beanspruchungsgeschwindigkeiten- und -temperaturen wurden geeignete Materialmodelle ausgewählt sowie die erforderlichen Parameter evaluiert und verifiziert (vgl. Kapitel 5 und 6.1).

Die numerische Simulation der Detonationsversuche hat ergeben, dass im Bereich der stabilen Detonation die plastische Verformung gegenüber dem Experiment überschätzt wird (Kapitel 7.1). Diese Beobachtung ist vermutlich hauptsächlich vereinfachten Annahmen bei der Gas-Strukturinteraktion geschuldet. Beispielsweise wird bei dem verwendeten Ansatz sowohl der axiale Druckausgleich als auch die radiale Strömung während der Rohraufweitung vernachlässigt, da der Einfluss der Volumenzunahme infolge der plastischen Rohraufweitung auf den Gaszustand nur durch einen vereinfachten Ansatz über die Isentropengleichung berücksichtigt wurde. Das Ziel zukünftiger Arbeiten sollte deshalb darin bestehen, eine direkte Kopplung der verwendeten gas- und strukturmechanischen Berechnungsmethoden zu realisieren. Auch die Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen dem Werkstoffverhalten und dem Schädigungszustand in einer angepassten Fließfläche könnte hier zu einer Verbesserung führen.

Der Versagensmechanismus durch adiabatische Scherbänder ist zwar seit einiger Zeit bekannt und konnte auch mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Schädigungsmodell numerisch simuliert werden (Kapitel 7.2), jedoch konnten die Randbedingungen für das Auftreten dieses Phänomens mit Bezug auf druckführende Rohrleitungen im Anlagenbau nicht abschließend isoliert werden. In der eingehenden Untersuchung zur Ausbildung adiabatischer Scherbänder und an der Weiterentwicklung und Validierung adäquater Material- und Versagensmodelle besteht daher weiterhin Forschungsbedarf.

9. LITERATUR

- [1] STADTMÜLLER, W., OFFERMANN, S.: „Analyse von Radiolysegasdetonationen“, Reaktorsicherheitsforschung des BMWi, Förderkennzeichen 1501297. Abschlussbericht Nr. 8336 000 000, Materialprüfungsanstalt Universität Stuttgart vom 31.10.2009
- [2] RODEWALD, G.: Brandlehre (5. Aufl.), Stuttgart u. a.: Kohlhammer, 1998
- [3] EICHERT, H.: *Zur Dynamik des Verbrennungsablaufs von Wasser-Luft- und Wasserstoff-Methan-Luft-Gemischen*, Köln: Wissenschaftliches Berichtswesen der DLR, Forschungsbericht DLR-FB 89-39, 1989
- [4] BARTLMÄ, F.: *Gasdynamik der Verbrennung*, Wien: Springer, 1975
- [5] WURSTER, R., SCHMIDTCHEN, U.: DWV Wasserstoff-Sicherheits-Kompendium Report, Berlin, 2011
- [6] NAITOH, M., KASAHARA, F., KUBOTA, R., OHSHIMA, I.: “Analysis of pipe rupture of steam condensation line at Hamoaka-1, (I) Accumulation of noncondensable gas in a pipe” *Journal of Nuclear Science and Technology* 40 (12), 1032-1040
- [7] HARTEL, W., KLEEN, U., 2002: “Kernkraftwerk Brunsbüttel: Bruch der Deckelsprühleitung im Sicherheitsbehälter am 14.12.2001”. *Atw. Int. Z. Kernenergie* 47 (2002), 470-474
- [8] SCHULZ, H., VOSWINKEL, A., RECK, H.: “Insights and lessons learned from the Brunsbüttel piping failure event”. *Eurosafe, forum for nuclear safety*, Berlin 2002, GRS/IRSN
- [9] ROOS, E., STADTMÜLLER, W., OFFERMANN, S.: “Pipe Behaviour under Radiolysis Gas Detonations”: *Proc. SMiRT 20*, Paper 1601, Espoo, Finland, 2009
- [10] OFFERMANN, S., ROOS, E., STADTMÜLLER, W.: “Structural response of thin-walled austenitic pipes to radiolysis gas detonations” in *DYMAT 2009 - 9th Int. Conferences on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading*, vol. 1, 2009, 785-791 [DOI: 10.1051/dymat/2009110], published by EDP Sciences, 2009
- [11] OFFERMANN, S., ROOS, E., STADTMÜLLER, W.: “Structural Response of Thin-walled Austenitic Pipes to Internal Gaseous Detonation Loading”, *Proc. ASME IMECE 2011*, Denver, USA, 2011, IMECE2011-63352, 2011
- [12] JOHNSON, G. R.; COOK, W. H.: “Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures”. *Int. J. Eng. Fract. Mech.* 21 (1985), 31-48
- [13] ZERILLI, F. J., ARMSTRONG, R. W.: “Dislocation-mechanics based constitutive relations for material dynamics calculations”. *J. Appl. Phys.* 61 (1987), 1816-1825
- [14] KUZNETSOV, M., REDLINGER, R., BREITUNG, W.: “Evaluation of the maximum reaction pressure from radiolysisgas explosion in pipes and the corresponding pipe response” in: *Proceedings Annual Meeting on Nuclear Technology (JK2007)* Karlsruhe, May 22-24, 2007, 211-216
- [15] KUZNETSOV, M., ALEKSEEV, V., MATSUKOV, I., DOROFEEV, S.: “DDT in a smooth tube filled hydrogen-oxygen mixtures”. *Shock Waves* 14 (2005), 205-215
- [16] LIBERMAN, M. A., KUZNETSOV, M., IVANOV, A., MATSUKOV, I.: “Formation of the preheated zone ahead of a propagating flame and the mechanism underlying the deflagration-to-detonation transition”. *Phys. Letters A* 373 (2009), 501-510

- [17] BRINKLEY, S. R. Jr., LEWIS B.: "On the transition from deflagration to detonation". *Proc. 7th Symp. Int. Comb.*, London: Butterworths Sci. Pub., 1959, 807–811
- [18] CRAVEN, A. D., GREIG, T. R.: "Development of detonation over-pressures in pipelines". *ICHEM E Symposium Series No. 25* (1968), 41–50
- [19] CHAPMAN, D.L.: "On the rate of explosions in gases". *Phil. Mag.* 47 (1899), 90-104
- [20] JOUGUET, E.: "On the propagation of chemical reaction in gases". *J. Math. Pures Appl.* 2 (1906), 5-85
- [21] TAYLOR, G.: "The dynamics of combustion fronts behind plane and spherical detonation fronts in explosives". *Proc. Roy. Soc. Lond. A* 200 (1950), 235-247
- [22] EDWARDS, D., BROWN, D., HOOPER, G., JONES, A.: "Influence of wall heat transfer on expansion following a CJ-detonation wave". *J. Phys. D: Appl. Phys.* 3 (1970), 365-376
- [23] KUZNETSOV, M., BREITUNG, W., GRUNE, J., SINGH, R. K.: "Structural response of DN15-tubes under radiolysis gas detonation loads for BWR safety applications" in ZHOU, Y.: *Proceedings of 18th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMIRT18)*, Beijing: Atomic Energy Press, 2005
- [24] SCHILDBERG, H. P.: "Detonation of H₂/O₂ at 5 bar abs and 20°C in Ø = 86 mm pipes". *Hans-Peter Schildberg, BASF SE, GCT/S - L511, 67056 Ludwigshafen*. Informationsaustausch zwischen der BASF AG und der MPA Universität Stuttgart am 01.10.2008
- [25] SHEPHERD, J. E.: "Structural Response of Piping to internal Gas Detonation". *J. Press. Vess. T.* 131 (2009), DOI: 10.1115/1.3089497
- [26] BELTMAN W. M., SHEPHERD J. E.: "Linear elastic response of tubes to internal detonation loading". *J. Sound Vib.* 252 (2002), 617–655
- [27] SHEPHERD, J. E., PINTGEN, F.: "Elastic and Plastic Structural Response of Tubes to Deflagration-to-Detonation Transition", *Tech. Report FM2006-005*, Explosion Dynamics Laboratory, California Institute of Technology, 2007
- [28] BENHAM, R. A., DUFFEY, T. A.: "Experimental-theoretical correlation on the containment of explosions in cylindrical vessels". *Int. J. Mech. Sci.* 16 (1974), 549–558
- [29] COWPER, G., SYMONDS, P.: "Strain-Hardening and Strain-Rate Effects in the Impact Loading of Cantilever Beams". *Tech. Report 28*, Brown University Division of Applied Mathematics, 1957
- [30] ABRAHAMSON, G. R., LINDBERG, H. E.: "Peak load-impulse characterization of critical pulse loads in structural dynamics", *Nucl. Eng. Design* 37 (1976), 35-46
- [31] ZHU, G., HUANG, Y.-G., YU, T. X., WANG, R.: "Estimation of the plastic structural response under impact" *Int. J. Impact Eng.* 4 (1986), 271–282
- [32] VAZIRI, R., OLSON, M. D., ANDERSON, D. L.: "Dynamic response of axially constrained plastic beams to blast loads International". *Int. J. Solids Struct.* 23 (1987), 153–174
- [33] FLOREK, J. R., BENAROYA, H.: "Pulse–pressure loading effects on aviation and general engineering structures—review", *J. Sound Vib.* 284 (2005), 421–453
- [34] SCHILDBERG, H.-P., SMEULERS J. P. M., PAPE G.: "Linear elastic response of tubes to internal detonation loading". *Proc. ASME PVP, PVP2013-97677* (2013), Paris, France, 2013

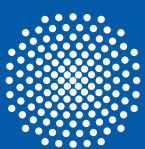
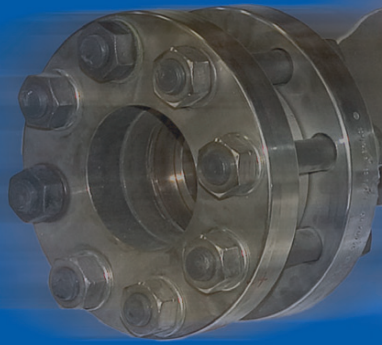
- [35] KUZNETSOV, M, LELYAKIN, A, BREITUNG, W.: "Numerical Simulation of Radiolysis Gas Detonations in a BWR Exhaust Pipe and Mechanical Response of the Piping to the Detonation Pressure Loads" in ANGERMANN, L.: Numerical Simulations - Examples and Applications in Computational Fluid Dynamics, Rijeka: InTech, 2010
- [36] REDLINGER, R.: "DET3D - A CFD tool for simulating hydrogen combustion in nuclear reactor safety". *Nucl. Eng. Des.* 238 (2008), 610-617
- [37] KARNESKY, J., DAMAZO, J., SHEPHERD, J. E., RUSINEK, A.: "Plastic Response of Thin-Wall Tubes to Detonation" *Proc. ASME PVP*, PVP2010-25749, Bellevue, WA, USA, 2010
- [38] AMIRI, S., FOSSATI, M., MANES, A, GIGLIO, M.: "Numerical simulations of an explosion confined inside a cylindrical pipe made of aluminium alloy Al6061-T6", *Int. J. Eng. Model.* 26 (2013), 45-51
- [39] MOUGEOTTE, C., CARLUCCI, P., RECCHIA, S., JI., H.: "Novel approach to conducting blast load analyses using ABAQUS/Explicit-CEL" *Proc. Simulia Customer Conference*, Providence, Rhode Island, 2010
- [40] LUDWIK, P.: "Über den Einfluss der Deformationsgeschwindigkeit bei bleibenden Deformationen mit besonderer Berücksichtigung der Nachwirkungserscheinungen". *Phys. Z.* 10 (1909), 411-417
- [41] HOLLIMON, J. H.: "Tensile deformation". *Trans. AIME Iron Steel Div.* 162 (1945), 268-290
- [42] SWIFT, H. W.: "Plastic instability under plane stress". *J. Mech. Phys. Solids* 1 (1952), 1-18
- [43] VOCE, E.: "The relationship between stress and strain for homogeneous deformation". *J. Inst. Met.* 74 (1948), 537-562
- [44] MEYERS, M. A.: *Dynamic Behavior of Materials*, New York: John Wiley & Sons, 1994
- [45] POLANYI, M.: „Über eine Art Gitterstörung, die einen Kristall plastisch machen könnte“. *Z. Phys.* 89 (1934), 660-664
- [46] TAYLOR, G. I.: "The Mechanism of Plastic Deformation of Crystals" Part I. and II. *Proc. R. Soc. Lond. A* 145 (1934), 362-404
- [47] OROWAN, E.: „Zur Kristallplastizität“ Teil I bis III, *Z. Phys.* 89 (1934), 605-659
- [48] OROWAN, E.: „Zur Kristallplastizität“ Teil IV u. V, *Z. Phys.* 97 (1935), 573-595, 382-387
- [49] MACHERAUCH, E., VÖHRINGER, O.: „Das Verhalten metallischer Werkstoffe unter mechanischer Beanspruchung“. *Z. Werkstofftech.* 9 (1978), 370-391
- [50] ROSENFELD, A. R., HAHN, G. T.: "Numerical Descriptions of the Ambient Low-Temperature and High Strain-Rate Flow and Fracture Behaviour of Plain Carbon Steels". *Trans ASM* 59 (1966), 962-980
- [51] CAMPBELL, J. D., FERGUSON, W. G.: "The Temperature and Strain-rate Dependence of the Shear Strength of Mild Steels". *Phil. Mag.* 21 (1970), 63-82
- [52] ROOS, E., MAILE, K.: *Werkstoffkunde für Ingenieure* (5. Aufl.), Berlin, Heidelberg: Springer, 2015
- [53] PEIERLS R. B.: "The size of dislocation" *Proc. of the Physics Society* 52 (1940), 34-37
- [54] NABARRO, F. R. N: "Dislocations in a simple cubic lattice", *Proc. of the Physics Society* 59 (1947), 256-272

- [55] KOCKS, U. F., ARGON, A. S., ASHBY, M. F.: *Thermodynamics and Kinetics of Slip*, Braunschweig: Pergamon Press, 1975
- [56] SEEBICH, H.-P.: *Mikromechanisch basierte Schädigungsmodelle zur Beschreibung des Versagensablaufs ferritischer Bauteile* (Diss.), IMWF, Universität Stuttgart 2007
- [57] KALPAKJIAN, S., SCHMID, S. R., WERNER, E.: *Werkstofftechnik* (5 Aufl.), München: Pearson Studium, 2011
- [58] ARGON, A. S.: "Formation of Cavities From Nondeformable Second-Phase Particles in Low Temperature Ductile Fracture". *J. Eng. Mater. Technol.* 98 (1976), 60-68
- [59] BARNBY, J. T.: "The Initiation of Ductile Failure by Fractured Carbides in an Austenitic Stainless Steel". *Acta Metall.* 15 (1967), 903-909
- [60] SEIDENFUß, M.: *Untersuchungen zur Beschreibung des Versagensverhaltens mit Hilfe von Schädigungsmodellen am Beispiel des Werkstoffes 20 MnMoNi 5 5* (Diss.), Universität Stuttgart 1992
- [61] COX, T. B, LOW, J. R.: "An Investigation of the Plastic Fracture of AISI 4340 and 18 Nickel-200 Grade Maraging Steels". *Metall. Trans.* 5 (1974), 1457-1470
- [62] CAUCHY, A. L.: "Sur les polygones et polyèdres, second mémoire", *J. l'Ecole Polytech.* 19 (1813), 87-98
- [63] VON MISES, R.: „Mechanik der festen Körper im plastisch deformablen Zustand“. *Göttin. Nachr. Math. Phys.* 1 (1913), 582-592
- [64] RICE, J. R., TRACEY, D. M.: "On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields", *J. Mech. Phys. Solids* 17 (1969), 201-217
- [65] MCCLINTOCK, F. A.: "A criterion for ductile fracture by growth of holes" *J. Appl. Mech.* 35 (1968), 363-371
- [66] ARNDT, J.: *Experimentelle und rechnerische Untersuchungen zur Schädigung von Baustählen bei duktilem Versagen* (Diss.), Institut f. Eisenhüttenkunde, RWTH Aachen 1997
- [67] GURSON, A. L.: "Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: Part I. Yield criteria and flow rules for porous ductile media" *J. Eng. Mater. Technol.* 99 (1977), 2-15
- [68] NEEDLEMAN, A., TVERGAARD, V.: "An analysis of ductile rupture in notched bars" *J. Mech. Phys. Solids* 32 (1984), 461-490
- [69] HANCOCK, J. W., MACKENZIE, A. C.: "On the mechanics of ductile failure in high-strength steel subjected to multi-axial stress-states." *J. Mech. Phys. Solids* 24 (1976), 147-169
- [70] CLAUSING, D. P.: "Effect of Plastic Strain State on Ductility and Toughness" *Int. J. Fracture Mech.* 6 (1970), 71-85
- [71] MCCLINTOCK, F. A.: „Plasticity aspects of fracture“, in: LIEBOWITZ, S.: *Engineering Fundamentals and Environmental Effects*, New York, London: Academic Press 1971, 47-225
- [72] MOGI, K.: "Effect of the intermediate principal stress on rock failure" *J. Geophys. Res.* 72 (1967), 5117-5131
- [73] LODE, W.: "Versuche über den Einfluß der mittleren Hauptspannung auf das Fließen der Metalle Eisen, Kupfer und Nickel" *Z. Phys.* 36 (1926), 913-939

- [74] NAYAK, G. C., ZIENKIEWICZ, O. C.: "Convenient form of stress invariants for plasticity" *J. Struct. Div. ASCE* 98 (1972), ST4, 949-954
- [75] WIERZBICKI, T., BAO, Y., LEE Y.-W., BAI, Y.: „Calibration and evaluation of seven fracture models" *Int. J. Mech. Sci.* 47 (2005), 719–743
- [76] WIERZBICKI T, XUE L.: "On the effect of the third invariant of the stress deviator on ductile fracture" Impact and Crashworthiness Lab Report #136, 2005
- [77] BAI, Y., WIERZBICKI, T.: „A new model of metal plasticity and fracture with pressure and Lode dependence", *Int. J. Plast.* 24 (2008), 1071–1096
- [78] CARROLL, M. M., HOLT, A. C.: "Static and Dynamic Pore Collapse Relations for Ductile Porous Materials". *J. Appl. Phys.* 43 (1972), 1626-1636
- [79] CORTES, R.: „The growth of microvoids under intense dynamic loading", *Int. J. Solids Struct.* 29 (1992), 1339–1350
- [80] JOHNSON, J. N.: "Dynamic fracture and spallation in ductile solids". *J. Appl. Phys.* 52 (1981), 2812–2825
- [81] MERCIER, S., MOLINARI, A.: "Micromechanical modelling of porous materials under dynamic loading". *J. Mech. Phys. Solids* 49 (2001), 1497–1516
- [82] WU, X. Y, RAMESH, K. T., WRIGHT, T. W.: "The dynamic growth of a single void in a viscoplastic material under transient hydrostatic loading". *J. Mech. Phys. Solids* 51 (2003), 1-26
- [83] JACQUES, N., MERCIER, S., MOLINARI, A., 2012: "Effects of microscale inertia on dynamic ductile crack growth". *J. Mech. Phys. Solids* 60 (2012), 665-690
- [84] BRODMANN, C.: *Schädigungsmodell für schlagartige Beanspruchung metallischer Werkstoffe* (Diss.), Lehr- und Forschungsgebiet Werkstoffkunde, RWTH Aachen, 2001
- [85] SINGH K. N., SIEVERT R., NOACK, H.-D., CLOS R., SCHREPPPEL U., VEIT P., HAMANN, A., KLINGBEIL D.: "Simulation of failure under dynamic loading at different states of triaxiality for a nickel-base superalloy". *J. Phys. IV* 110 (2003), 275-280
- [86] EMDE, T.: *Mechanisches Verhalten metallischer Werkstoffe über weite Bereiche der Dehnung, der Dehnrates und der Temperatur* (Diss.), Lehr- und Forschungsgebiet Werkstoffkunde, RWTH Aachen, 2008
- [87] HOMAYUN, M.: *Verhalten metallischer Werkstoffe im Bereich hoher Verformungsgeschwindigkeiten* (Diss.), RWTH Aachen, 1988
- [88] MOTT, N. F.: "Fragmentation of Shell Cases". *Proc. R. Soc. Lond. A* 189 (1974), 300-308
- [89] GRADY, D. E.: "Application of Survival Statistics to the Impulsive Fragmentation of Ductile Rings" in MEYERS, M. A., MURR, L. E.: *Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals: concepts and applications*, New York: Plenum Pr., 1981, 181-192
- [90] KIPP, M. E., GRADY, D. E.: „Dynamic Fracture Growth and Interaction in One Dimension". *J. Mech. Phys. Solids* 33 (1985) 399-415
- [91] GRADY, D. E.: *Fragmentation of Rings and Shells - The Legacy of N.F. Mott*, Berlin/Heidelberg: Springer, 2006
- [92] GRADY, D. E., OLSEN, M. L.: "A statistics and energy based theory of dynamic fragmentation". *Int. J. Imp. Eng.* 29 (2003), 293-306

- [93] FRESSENGEAS, C., MOLINARI, A.: „Inertia and Thermal Effects on the Localization of Plastic Flow”. *Acta Metall.* 33 (1985), 387-396
- [94] GUDURU, P. R., FREUND, L. B.: „The dynamic of multiple neck formation and fragmentation in high rate extension of ductile materials”. *Int. J. Solids Struct.* 39 (2002), 5615–5632
- [95] MERCIER, S., MOLINARI, A.: “Analysis of multiple necking in rings under rapid expansion”. *Int. J. Imp. Eng.* 30 (2004), 403-419
- [96] MOLINARI, A., MERCIER, JACQUES, N.: “Dynamic Failure of Ductile Materials”. *Procedia IUTAM 10* (2014), 201-220
- [97] ZENER, C, HOLLOMON, J. H.: “Effect of Strain Rate Upon Plastic Flow of Steel”. *J. Appl. Phys.* 15 (1944), 22-32
- [98] WRIGHT, T. W., WALTER, J. W.: “On stress collapse in adiabatic shear bands”. *J. Mech. Phys. Solids* 35 (1987), 701–720
- [99] WRIGHT, T. W., OCKENDON, H.: “A scaling law for the effect of inertia on the formation of adiabatic shear bands”. *Int. J. Plast.* 12 (1996), 927–934
- [100] GRADY, D. E., KIPP, M. E.: „The Growth of Unstable Thermoplastic Shear with Application to Steady-Wave Shock Compression in Solids”. *J. Mech. Phys. Solids* 35 (1987), 95-118
- [101] WRIGHT, T. W.: “Theory of Adiabatic Shear Bands” in [105]
- [102] ZHOU, F., WRIGHT, T. W, RAMESH, K. T.: “The formation of multiple adiabatic shear bands”. *J. Mech. Phys. Solids* 54 (2006), 1376-1400
- [103] MOLINARI, A.: “Collective behavior and spacing of adiabatic shear bands”, *J. Mech. Phys. Solids* 45 (1997). 1551–1575
- [104] REYNOLDS, W.: “The element potential method for chemical equilibrium analysis. Implementation in the interactive program STANJAN”. *Tech. Report*, Mechanical Engineering Department, Stanford University, 1986
- [105] DODD, B., BAI, Y. (Hrsg.): *Adiabatic Shear Localization*, Amsterdam/Heidelberg (u. a.): Elsevier, 2012
- [106] OFFERMANN S., ROOS E., MAYER U.: “Einsatz berührungsloser optischer Messmethoden in der hochdynamischen Werkstoff- und Komponentenprüfung“ in BORSUTZKI, M., GEISLER, S.: *Tagung „Werkstoffprüfung“ vom 03. bis 04.12.2009 in Bad Neuenahr*, Düsseldorf: Verl. Stahleisen, 2009, 203-209
- [107] BASSLER, H.-J.: Wechselverformungsverhalten und verformungsinduzierte Martensitbildung bei dem metastabilen austenitischen Stahl X6CrNiTi1810 (Diss.), Universität Kaiserslautern, Lehrstuhl für Werkstoffkunde, 1999
- [108] ROOS, E., MAYER, U.: “Ermittlung zuverlässiger Werkstoffkennwerte und -gesetze bei hohen Dehngeschwindigkeiten“ *Tagungsband Werkstoffprüfung*, 25. und 26.11.2004, Neu-Ulm, S. 291-296
- [109] Norm: DIN EN ISO 26203 Teil 2 Jan. 2012. Zugversuch bei hohen Dehngeschwindigkeiten, Servohydraulische und andere Systeme
- [110] JAMAL, R.; PICHLIK, H.: *LabVIEW – Das Anwenderbuch* (2. Aufl.), München: Prentice Hall, 1999

- [111] HOPKINSON, B.: "A method of measuring the pressure produced in the detonation of high explosives or by the impact of bullets". *Philos. Trans. R. Soc. A (London)*, 213 (1914), 437-456
- [112] KOLSKY, H.: "An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading". *Proc. Phys. Soc. B* 62 (1949), 676-700
- [113] KUßMAUL, K., BLIND D., ROOS, E., STURM D., 1990: "Leck-vor-Bruch-Verhalten von Rohrleitungen. Vergleich von Experiment und Rechnung". VGB Kraftwerkstechnik 70, Heft 7, (1990), 553-565
- [114] SIEBEL, E., POMP, A.: "Die Ermittlung der Formänderungsfestigkeit von Metallen durch den Stauchversuch". *Mitt. Kaiser Wilhelm Inst. Eisenforschung IX* (1927), 157-171
- [115] SINGH, K. N., CLOS, R., SCHREPPPEL, U., VEIT P., HAMANN, A., KLINGBEIL, D., SIEVERT, R., KÜNECKE G.: „Versagenssimulation dynamisch belasteter Proben mit unterschiedlichen Mehrachsigezuständen unter Verwendung des Johnson-Cook-Versagensmodells für eine Nickelbasislegierung“, *Technische Mechanik* 23 (2003), 205-215
- [116] POCHHAMMER, L., 1876: "Über Fortpflanzungsgeschwindigkeiten kleiner Schwingungen in einem unbegrenzten isotropen Kreiszyylinder". *J. Reine Angewandte Math.* 81 (1876), 324–336
- [117] CHREE, C., 1889: "The Equations of an Isotropic Elastic Solid in Polar and Cylindrical Coordinates, Their Solutions and Applications". *Cambridge Phil. Soc. Trans.* 14 (1889), 250–369
- [118] GORHAM, D. A., 1983: „A numerical method for the correction of dispersion in pressure bar signals“. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 16 (1983), 477-479
- [119] TAYLOR, G. I.; QUINNEY, H.: "The Latent Energy in a Metal after Cold Working". *Proc. R. Soc. Lond. A* 143 (1934), 307-326
- [120] <http://www.originlab.de/> (20.04.2015)
- [121] DZUGAN, J., PRANTL, A., SPANIEL, M., KONOPIK, P., RUZICKA, J., KUZELKA, J.: "Identification of ductile damage parameters for pressure vessel steel" *Proc. SMIRT 22*, San Francisco, CA, USA, 2013
- [122] ZUKAS, J. A. (Hrsg.): *Impact Dynamics*, New York (u. a.): Wiley, 1982
- [123] PETERSEN, B.: „Numerical Evaluation on Pipe Responses Subjected to Explosive Loadings, Studienarbeit Nr. 755 374, Universität Stuttgart, Institut für Materialprüfung, Werkstoffkunde und Festigkeitslehre, 2006
- [124] REDLINGER, R.: (persönliche Korrespondenz , 29. Juni 2013)



Universität Stuttgart

ISBN: 978-3-946789-00-0