

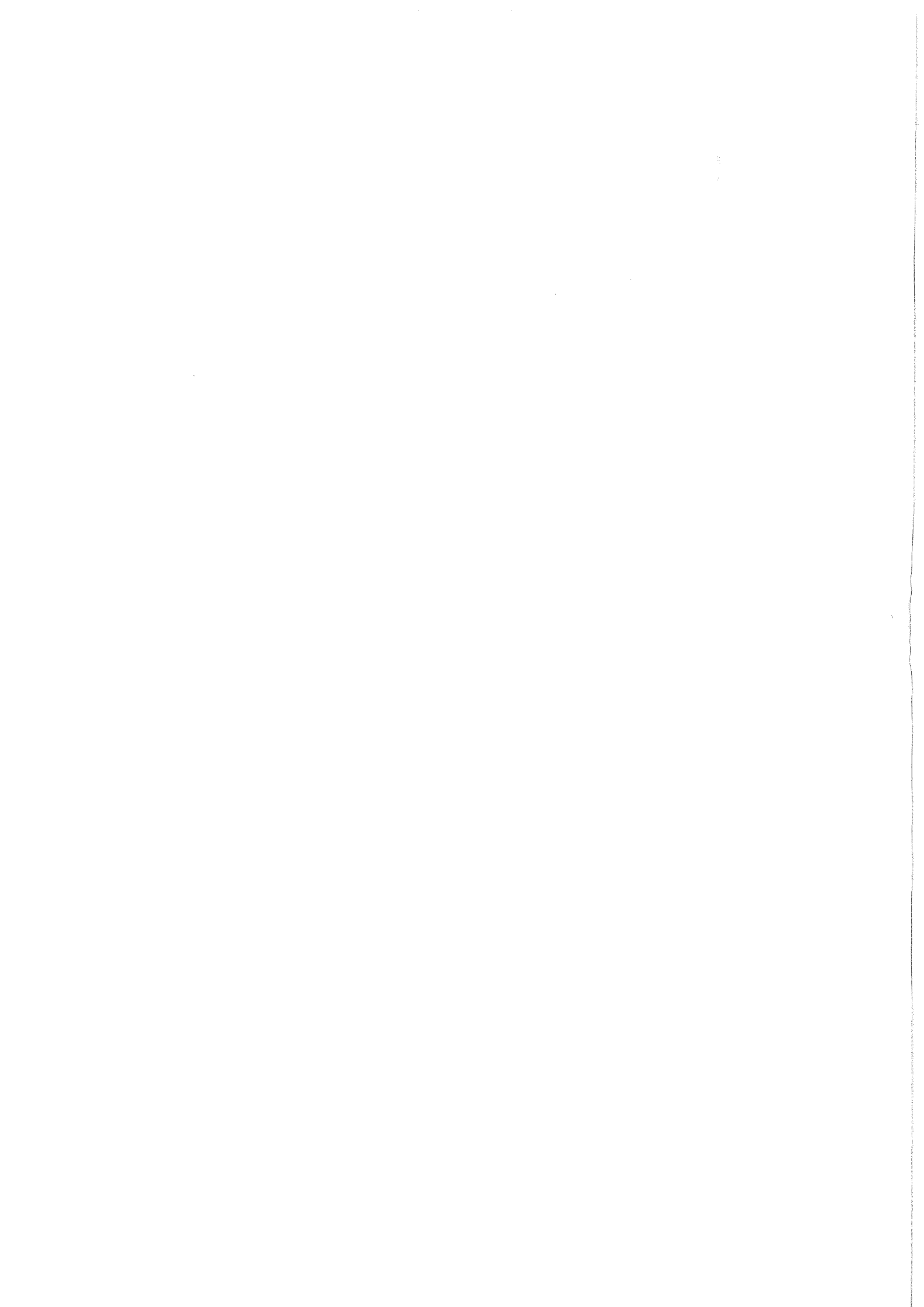


KfK 4129
September 1986

Dynamische Zugversuche mit überlagerten Ultraschall- Oszillationen an rostfreiem Stahl

B. Schinke
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe



Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

KfK 4129

Dynamische Zugversuche mit überlagerten
Ultraschall-Oszillationen an rostfreiem Stahl

B. Schinke

Von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Bei der Ermittlung des Restrisikos Schneller Brüter werden auch sehr unwahrscheinliche Störfälle mit schneller Energiefreisetzung und dynamischer Beanspruchung des Reaktortanks untersucht (Bethe-Tait-Störfall). Zur Analyse der mechanischen Auswirkungen solcher Störfälle sind innerhalb der Europäischen Gemeinschaft verschiedene Rechenprogramme entwickelt worden. In den vergangenen Jahren wurde eine umfangreiche Überprüfung dieser Programme durch Vergleich mit Sprengversuchen an wassergefüllten Behältern durchgeführt. Sie hat unter anderem eine systematische Unterschätzung der Behälterdeformation ergeben. Da in den Experimenten hochfrequente Druckschwingungen auftraten, wurde vermutet, daß für die Erklärung der beobachteten Unterschätzung das Phänomen der "akustischen Entfestigung" von Bedeutung ist.

Zur Überprüfung dieser Vermutung wurde eine hydropneumatische Zugvorrichtung entwickelt, die dynamische Experimente ohne und mit überlagerten Ultraschall-Oszillationen (40 kHz) ermöglicht. Die mittlere Dehnrates kann im Bereich von $5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bis 30 s^{-1} , die Ultraschallintensität bis 30 W/mm^2 variiert werden. Die Proben wurden aus dem Behältermaterial der Sprengversuche (austenitischer Stahl; Typ 321) gefertigt.

Die Experimente ohne Oszillationen zeigen eine lineare Zunahme der Fließspannung mit dem Logarithmus der Dehnrates. Der Vergleich mit schon bekannten Messungen an Blechen gleicher Charge ergibt bei kleinen Dehnrates (10^{-3} s^{-1}) gute Übereinstimmung, bei hohen Dehnrates (50 s^{-1}) dagegen keine Übereinstimmung.

Die Experimente mit Oszillationen zeigen bei kleinen Dehnrates eine gewisse "akustische Entfestigung". Bei kurzzeitiger Beschallung sinkt die Spannung nach dem Einschalten des Ultraschalls exponentiell um etwa den Wert der halben Spannungsamplitude ab. Nach dem Abschalten steigt sie langsam auf den alten Wert wieder an. Die Geschwindigkeit dieser Spannungsänderung nimmt mit der mittleren Dehnrates zu. Bei kontinuierlicher Beschallung verschiebt sich die Fließkurve im Mittel um etwa die halbe Spannungsamplitude nach unten. Bei hohen Dehnrates ist die Absenkung der Fließspannungen kleiner.

Die drastische "akustische Entfestigung", die einige Autoren schon bei kleinen Amplituden an verschiedenen Metallen gefunden haben, wird damit nicht bestätigt.

Die beobachtete "Entfestigung" läßt sich qualitativ schon mit einem plastischen, zeitunabhängigen Materialmodell beschreiben, nicht dagegen die zeitabhängige Absenkung der Fließspannung beim Einschalten des Ultraschalls. Auch die Zunahme der Fließspannung in den Experimenten ohne Oszillationen ist so nicht beschreibbar. Eine bessere Modellierung der beobachteten Effekte liefert ein viskoses Materialmodell.

Für die Diskrepanzen zwischen den Sprengversuchen und deren Nachrechnungen bietet die hier festgestellte relativ kleine "akustische Entfestigung" somit keine ausreichende Erklärung.

Dynamic Tensile Tests with Superimposed Ultrasonic Oscillations Applied to Stainless Steel

Abstract

For the analysis of the mechanical consequences of core disruptive accidents in Fast Breeder Reactors various computer codes have been developed in the European Community. In recent years an extensive assessment has been performed by comparing the results of these codes with explosion tests in waterfilled vessels (COVA-experiments). Common to the various codes, a systematic underestimation of the vessel strains was found. In the COVA tests high frequency pressure oscillations were observed and thus it was conjectured that the phenomenon of "acoustic softening" might be relevant in explaining the discrepancies in the strains.

To validate this conjecture a hydro-pneumatic tensile test apparatus was developed which allows dynamic tensile testing at room temperature with and without superimposed ultrasonic oscillations (40 kHz). The mean strain rate can be varied from 5×10^{-5} to 30 s^{-1} and the ultrasound intensity may amount up to 30 W/mm^{-2} . The test specimens were fabricated from the actual COVA sheet material (stainless steel type 321).

The dynamic tensile tests without ultrasonic insonation show a linear dependence of the flow stress on the logarithm of the strain rate. The results at low strain rates (10^{-3} s^{-1}) agree favourably with known findings but at high rates (50 s^{-1}) a 20 % lower flow stress is observed.

The dynamic tensile test with insonation show the phenomenon of "acoustic softening". When intermittent insonation is applied the stress reduces exponentially in time by about half the stress amplitude. After termination of insonation a slow increase of the stress to the original noninsonated value is seen. The rate of these stress changes increase with the average strain rate.

During continuous insonation again the flow stress is reduced by an amount of about half the oscillating amplitude. At high strain rates the reduction is less. The severe "acoustic softening" observed by several authors for various metals at low strain rates was not confirmed.

The "acoustic softening" can be described qualitatively by the phenomenological model of time independent plasticity; nevertheless, this model gives a larger stress reduction than observed in the experiment. Furthermore, this constitutive model cannot even qualitatively account for the time dependent effects during intermittent insonation and the influence of the strain rate in the dynamic tensile tests without insonation. For a better description of the observed effects it is necessary to apply a quasi-viscous model.

The performed experiments show that the "acoustic softening" of the COVA material is far too small to explain the discrepancies between measured and computed strains found in the containment code validation studies.

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite
Zusammenfassung	I
Inhaltsverzeichnis	III
Nomenklatur	V
0. Einleitung	1
1. Literaturübersicht zur akustischen Materialerweichung	5
1.1 Einachsige Zugversuche mit überlagertem Ultraschall (Blaha-Effekt)	5
1.1.1 Theorien zum Blaha-Effekt	6
1.1.2 Meßergebnisse zum Blaha-Effekt	14
1.2 Einachsige Kriechversuche mit überlagertem Ultraschall	26
2. Experimentiertechnik	31
2.1 Anforderungen an die Versuchsanlage	31
2.2 Leistungsfähigkeit bekannter Anlagen für dynamische Zugversuche mit einsinniger Belastung	33
2.2.1 Versuche ohne Berücksichtigung der Wellenausbreitung	36
2.2.2 Versuche mit Berücksichtigung der Wellenausbreitung	41
2.2.3 Schlußfolgerungen	44
2.3 Funktionsbeschreibung der neu entwickelten Versuchsanlage	46
2.4 Die Zugvorrichtung der Versuchsanlage	52
2.4.1 Das Einschwingen des Kolbens	53
2.4.2 Wellenausbreitung in der Zugmaschine	60
2.4.3 Die Maschinensteifigkeit	62
2.5 Die Ultraschallanregung der Versuchsanlage	65
2.5.1 Wellenausbreitung in dünnen Stäben	66
2.5.1.1 Das Ultraschallhorn	67
2.5.1.2 Gekoppelte Stäbe	68
2.5.2 Reflexionen der Schallwellen	71
2.5.2.1 Reflexion an der Schweißnaht	72
2.5.2.2 Reflexion am Kolben	73
2.5.2.3 Reflexion am Widerlager	75

2.5.3	Eigenfrequenzen der Versuchsanlage	77
2.5.4	Die instationäre Phase der Beschallung	81
2.6	Die Meßtechnik	86
2.6.1	Dehnungsmessung	89
2.6.2	Kraftmessung	97
2.6.3	Temperaturmessung	101
2.6.4	Strom- und Spannungsmessung	101
2.6.5	Die Meßgenauigkeit	102
3.	Versuchsergebnisse	105
3.1	Allgemeines	105
3.2	Zugversuche ohne Beschallung	109
3.3	Zugversuche mit Beschallung	115
3.3.1	Zugversuche mit intermittierender Beschallung	115
3.3.2	Zugversuche mit kontinuierlicher Beschallung	120
4.	Diskussion der Versuchsergebnisse	127
4.1	Allgemeines	127
4.1.1	Die Walztextur	127
4.1.2	Vorbeschalltes Material	127
4.1.3	Die Probentemperatur	128
4.2	Zugversuche ohne Beschallung (Ein viskoses Stoffmodell)	132
4.3	Die Spannungsreduktion im Zugversuch mit Beschallung	137
4.3.1	Der Superpositionsmechanismus bei nicht viskosem Material	137
4.3.2	Ein viskoses Stoffmodell	138
4.4	Der Zeitverlauf der Spannung beim Ein- und Ausschalten des Ultraschalls	147
4.5	Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	155
4.5.1	Allgemeine Ergebnisse	155
4.5.2	COVA-relevante Ergebnisse	156
	Literaturverzeichnis	159

Nomenklatur

Allgemeine Symbolik

Symbol	Bedeutung
$()'$ $()''$	Erste bzw. zweite Zeitableitung
$()_x = \frac{\partial}{\partial x}$	partielle Ableitung nach x
/ 1 /	Literatur Referenz
(1.1)	Gleichungsnummer
Δ	Differenz

Variablen und Konstanten

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
a	Schwingungsamplitude	m
a_n	Schwingungsamplitude für Stabnr. n	m
A	Fläche, Querschnittsfläche	m^2
A_n	Querschnittsfläche für Stabnr. n	m^2
A_k	Kolbenfläche	m^2
A_o	Querschnittsfläche der Öl-Düse	m^2
b	Anstiegskonstante der US-Schwingungen	s^{-1}
B	reziproke Dehnratenabhängigkeit	$m^2 N^{-1}$
c	Schallgeschwindigkeit für Longitudinalwellen	$m s^{-1}$
c_n	Schallgeschw. für Stabnr. n	$m s^{-1}$
C	Kapazität	$F = A s V^{-1}$
C_r	Reflektionskoeffizient	1
G_t	Transmissionskoeffizient	1
d	Dicke der Proben	m
d_{pi}	Piezoelektrische Ladungskonstante	$A s N^{-1}$
D	Parameter	s^{-1}
\bar{D}	Parameter	s^{-1}

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
D_{el}	dielektrische Verschiebung	$A \ s \ m^{-2}$
E	Elastizitätsmodul	$N \ m^{-2}$
E_{el}	elektrische Feldstärke	$V \ m^{-1}$
E_t	Tangentenmodul	$N \ m^{-2}$
f	Funktion	
F	Kraft	N
F_q	Querkraft	N
F_z	Zugkraft	N
g	Funktion	
h	Höhe der Ölkammer	m
h_{pi}	Dicke der Piezokeramik	m
i	Imaginäre Einheit	
I	Ultraschall-Intensität	$W \ m^{-2}$
I_{el}	Strom	A
k	Kompressionskoeffizient von Öl	Pa^{-1}
k	k-Faktor der DMS	1
K	Federsteifigkeit	$N \ m^{-1}$
l	Länge	m
L	Induktivität	$V \ A^{-1} \ s$
m	Masse	kg
m	Kolbenmasse	kg
M	fiktive Kolbenmasse	kg
n	Verfestigungsexponent	1
p	Druck	$Pa = N \ m^{-2}$
p_G	Druck des Druckgases auf den Kolben	Pa
p_k	Druck des Öls auf den Kolben	Pa
p_o	Druck der Umgebung	Pa
r	relativer Innenwiderstand	1
R	elektrischer Widerstand	$V \ A^{-1}$
R_i	Innen-Widerstand der Stromversorgung	$V \ A^{-1}$
s	Krummlinige Strömungskordinate	m
S	Standartabweichung	
t	Zeit	s

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
Δt	US-Periode	s
T	absolute Temperatur	K
ΔT	Temperaturänderung	K
u	Verschiebung	m
U	elektrische Spannung	V
U_0	konstante elektrische Spannung	V
v	Geschwindigkeit	m s ⁻¹
v_k	Kolbengeschwindigkeit	m s ⁻¹
v_0	Strömungsgeschwindigkeit des Öls in der Düse	m s ⁻¹
v^∞	stationäre Kolbengeschwindigkeit	m s ⁻¹
V	Öl-Volumen	m ³
W_b	Biege-Widerstandsmoment	m ³
X	geradlinige Koordinaate	m
Z	akustische Impedanz	kg s ⁻¹
α	Übergangskonstante der Spannung	s ⁻¹
γ	spez. Wärme des Probenmaterials	J kg ⁻¹ K ⁻¹
δ	Exzentrizität der Probe unter Last	m
δ_0	Exzentrizität der Probe ohne Last	m
δ_k	Abklingkoeffizient	s ⁻¹
δ_p	Versatz der Probe	m
ϵ	Dehnung in der Probe	1
$\dot{\epsilon}$	Dehnrage	s ⁻¹
ϵ_a	Dehnamplitude	1
ϵ_b	Oberflächendehnung infolge Biegung	1
ϵ_e	elastische Dehnung	1
ϵ_g	gesamte Dehnung für die Zugmaschine	1
$\dot{\epsilon}_m$	mittlere Dehnrage	s ⁻¹
ϵ_p	plastische Dehnung	1
ϵ_{pi}	Dielektrizitätszahl der Piezokeramik	A s V ⁻¹ m ⁻¹
ϵ_z	mittlere Dehnung infolge Zug	1
ξ	Verlustfaktor an der Öldüse	1
η	relative Zuggeschwindigkeit	1

Symbol	Bedeutung	SI-Einheit
\mathcal{J}	Zeitanteil elastischer Deformation	1
Θ	Zeitkonstante	s
\mathcal{L}	Koeffizient der Stab-Querschnittsänderung	m^{-1}
λ	Wellenlänge	m
μ	Verfestigungsexponent der Dehnrate	1
ν	Aktivierungsvolumen	m^3
ρ	Dichte	$kg\ m^{-3}$
ρ	Öl-Dichte	$kg\ m^{-3}$
ρ_0	Öl-Dichte in der Umgebung	$kg\ m^{-3}$
$\bar{\sigma}$	Fließspannung	$N\ m^{-2}$
$\bar{\sigma}_a$	Spannungsamplitude	$N\ m^{-2}$
$\bar{\sigma}_f$	Fließgrenze	$N\ m^{-2}$
$\bar{\sigma}_m$	mittlere Spannung	$N\ m^{-2}$
$\bar{\sigma}_s$	statische Fließspannung	$N\ m^{-2}$
$\Delta\bar{\sigma}$	Spannungsreduktion	$N\ m^{-2}$
$\Delta\bar{\sigma}_m$	Änderung der mittleren Spannung	$N\ m^{-2}$
Σ	Sprungfunktion	1
τ	rel. Zeit	1
ρ	Phasenwinkel	rad
ϕ	modifizierte Bessel-Funktion erster Art	1
χ	Koeffizient der Einspannbedingung	1
ω	Kreisfrequenz	s^{-1}

Indizes

() _a	Amplitude
() _b	für Biegung
() _e	elastisch
() _{el}	elektrisch
() _G	für Druckgas
() _K	für Kolben
() _m	Mittelwert
() _n	in Stab n

- ()_p plastisch (inelastisch)
- ()_{pi} für Piezokeramik
- ()_q quer zur Zugrichtung
- ()_{+us} nach dem Einschalten des US
- ()_{-us} nach dem Ausschalten des US
- ()_o im Austrittsquerschnitt
- ()^o beim Ausschalten des US
- ()[∞] symptomatischer Wert

0. Einleitung

Bei der Ermittlung des Restrisikos Schneller Brüter werden auch sehr unwahrscheinliche Störfälle mit schneller Energiefreisetzung und dynamischer Beanspruchung des Reaktortanks untersucht (Bethe-Tait-Störfall). Zur Analyse der mechanischen Auswirkungen solcher Störfälle beim SNR 300 wurde in Deutschland vorwiegend das in der Firma Interatom entwickelte Rechenprogramm ARES benutzt. Es enthält, ebenso wie andere vergleichbare Programme (REXCO-HEP, ASTARTE, SEURBNUK), verschiedene physikalische Teilmodelle, die oft wesentlich vereinfacht sind und deswegen einer Überprüfung bedürfen. Dazu wurden schon bekannte Sprengversuche an wassergefüllten Tankmodellen mit und ohne Einbauten nachgerechnet /1, 2/. Die experimentellen Anordnungen simulierten einige wesentliche axial-symmetrische Eigenschaften von Pool- und Loop-Reaktorentwürfen. Diese sogenannten COVA-Versuche (Code Validation) führten UKAEA /3/ und JRC-Ispra /4/ durch.

Der Vergleich zwischen rechnerischen und experimentellen Ergebnissen ergab u.a. folgendes /2, 5, 6/:

- Die Profile der berechneten und gemessenen Umfangsdehnungen der dünnwandigen, zylindrischen Außentanks stimmen qualitativ überein. Allerdings unterschätzt die Rechnung die Meßergebnisse systematisch über den größten Teil der Behälter. Ausgenommen ist ein begrenzter Bereich nahe dem Deckel der Versuchsanordnung; hier werden die Umfangsdehnungen in der späten Phase nach dem Wasserschlag auf den Deckel überschätzt. Die Unterschätzung in Höhe der Sprengladung beträgt etwa 30 % bis 40 % der gemessenen Dehnung. Eine ähnliche Diskrepanz wird auch für die dünnwandigen Innentanks beobachtet.
- Die relativ kleinen, errechneten und gemessenen Meridionaldehnungen der dünnwandigen Außentanks stimmen qualitativ und im allgemeinen auch quantitativ überein. Wegen der Diskrepanzen bei den Umfangsdehnungen wird damit das Verhältnis Meridional/Umfangsdehnung über den größten Tankbereich betragsmäßig überschätzt.

- Berechnete und gemessene Impulse an den zylindrischen Tanks stimmen im allgemeinen befriedigend überein. Primäre und reflektierte Wellen werden im Druckverlauf in etwa erfaßt, manche andere Details aber nicht. Insbesondere treten hochfrequente Druckoszillationen (10 bis 50 kHz) an den dünnen, zylindrischen Tankwänden auf, die die Rechnung nicht liefert. Ihre Amplitude kann ca. 50 % des Druckmittelwertes betragen.
- Sensitivitätsrechnungen mit Variationen der elastisch-plastischen Materialdaten, der Wanddicke, der Randbedingungen und des Differenzengitters zeigen, daß keine dieser Größen die Unterschätzung der Umfangsdehnungen in den zylindrischen COVA-Tanks ausreichend erklärt: Die Unterschätzungen bleiben als Trend bestehen. Weiterhin ergeben selbst relativ große, wenig realistische Variationen der Zustandsgleichung für die Detonationsgase keine konsistente Übereinstimmung in den Dehnungen und den Belastungen. Daher können die Dehnungsdiskrepanzen auch nicht allein auf Unsicherheiten in den Parametern der Zustandsgleichung zurückgeführt werden.

Die gemessenen Druckoszillationen an der Oberfläche der zylindrischen Tanks lassen erwarten, daß Spannungszosillationen - wenn auch kleine - ebenfalls im Innern der dünnen Tankwände vorhanden sind. Es wurde deshalb zur Erklärung der unterschätzten Umfangsdehnungen vermutet, daß die zyklischen Spannungen in der Behälterwand eine "akustische Werkstoff-Entfestigung" erzeugen /7/. Dieser Effekt ist aus der Literatur bekannt /14/: Im einachsigen Zugversuchen an metallischen Werkstoffen kann die Überlagerung von Ultraschall zu einer erheblichen Absenkung der Fließspannung selbst bei kleinen Spannungsamplituden führen (Blaha-Effekt) /18-25, 28/.

Eine Literatur-Recherche in Kap. 1 wird aber zeigen, daß es widersprüchliche Meinungen darüber gibt, wie sehr sich die Schwingungsamplitude auf die Spannungsreduktion auswirkt und was die Ursache dafür ist. Insbesondere aber ist nicht geklärt, ob der Effekt auch bei kurzen Versuchszeiten, also hohen Dehnraten im Zugversuch, auftritt. Nur dann kann nämlich der "Blaha-Effekt" in den schnellen COVA-Experimenten einen Einfluß haben.

Zur Überprüfung dieser Vermutung wurden dynamische Zugversuche mit überlagerten Ultraschall-Oszillationen unter Bedingungen durchgeführt, die mit den COVA-Experimenten vergleichbar sind: Die Proben aus dem COVA-Tankmaterial (rostfreier Stahl) wurden bei Raumtemperatur untersucht. Die maximale mittlere Dehnrates, sowie die Ultraschall-Frequenz und Intensität richten sich nach den COVA-Meßergebnissen.

Zur Durchführung dieser Versuche wurde eine hydropneumatische Hochgeschwindigkeits-Zugvorrichtung entwickelt, die dynamische Zugversuche bei mittleren Dehnrates zwischen $3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ und 30 s^{-1} mit und ohne Überlagerung hochfrequenter (40 kHz) Schwingungen ermöglicht (Kap. 2). Die experimentellen Ergebnisse faßt Kap. 3 zusammen. Ihre Beschreibung durch einige Stoffmodelle wird in Kap. 4 diskutiert. Die Schlußfolgerungen, insbesondere die Auswirkungen der "akustischen Entfestigung" auf die COVA-Experimente sind in Kap. 4.5 zu finden.

1. Literaturübersicht zur akustischen Materialerweichung

Das Materialverhalten bei schwingender Belastung oder Verformung ist Gegenstand vieler Untersuchungen. An dieser Stelle werden nur solche Experimente besprochen, die eine durch hochfrequente Schwingungen hervorgerufene Materialerweichung oder Dehnungsakkumulation untersuchen. Bei kleinen Schwingungsfrequenzen tritt manchmal auch eine Dehnungsakkumulation im ein- und mehrachsigen Spannungszustand auf. Einen Überblick dazu geben Morrow /8/ und Coffin /9/.

Im Zusammenhang mit Oszillationen im Ultraschall(US)-Bereich sind folgende Versuchstypen bekannt:

- 1) Einachsige Zugversuche (konstante Dehnrates) mit überlagertem US
- 2) Einachsige Kriechversuche (konstante Last) mit überlagertem US

Außerdem ist die Verlustarbeit bei Umformprozessen mit überlagertem US intensiv untersucht worden, da dies für die industrielle Fertigung erhebliche Bedeutung hat. Danach sind beim Ziehen /10, 11/ und Walzen /12, 13/ kleinere Kräfte erforderlich, wenn US überlagert wird. In den dazu durchgeführten technologisch orientierten Versuchen ist aber häufig die Belastung nicht eindeutig, so daß man das Materialverhalten nicht detailliert beurteilen kann. Von größerem Interesse sind deshalb die Zug- und Kriechversuche.

1.1 Einachsige Zugversuche mit überlagertem Ultraschall (Blaha-Effekt)

1955 berichten Blaha und Langenecker /14/ von einer Materialerweichung im Zugversuch bei überlagertem Ultraschall (Blaha-Effekt). Die Proben (Zink-Einkristalle) befinden sich in einem US-Bad und werden während der Beschallung (800 kHz, 1 W/cm²) mit konstanter Dehnrates gezogen ($\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$). Ein typisches Meßergebnis zeigt Abb. 1.1.

Setzen die Oszillationen erst nach plastischer Vorverformung der Probe ein (Kurve A), sinkt die Fließspannung beim Einschalten fast spontan um 40 %. Nach dem Abschalten des US kehrt sie langsam zum ursprünglichen Wert zu-

rück. Bei kontinuierlicher Beschallung (Kurve B) ergibt sich während der ganzen Versuchszeit eine wesentlich flachere Spannungs-Dehnungskurve als im Versuch ohne US. Die Fließspannung entspricht in etwa dem Wert, der auch im Versuch mit intermittierender Beschallung bei eingeschaltetem US gemessen wird. An diese ersten Erkenntnisse schließen sich etliche Zugversuche mit überlagertem US verschiedener Frequenz und Intensität an mehreren Materialien an.

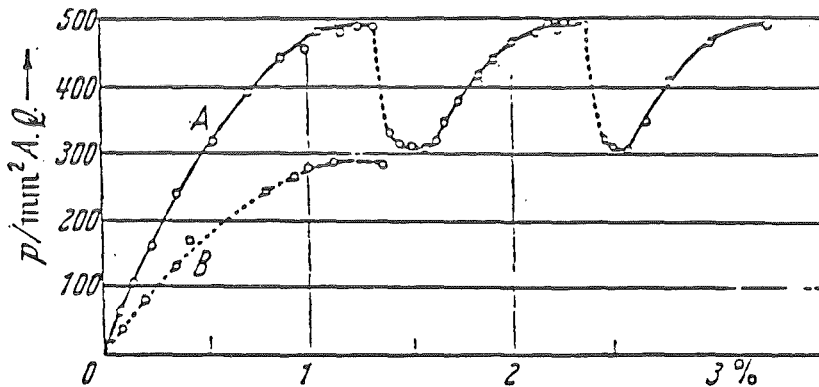


Abb. 1.1: Anfangsteile von Spannungs-Dehnungskurven.
(Verformungsgeschwindigkeit $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$),
Abszisse: Dehnung in %
Ordinate: Spannung in pond/mm^2 (bez. auf den Anfangsquerschnitt).
A: intermittierende Beschallung
B: kontinuierliche Beschallung
— ohne, - - - - mit Ultraschall,
aus /14/.

1.1.1 Theorien zum Blaha-Effekt

Zur Erklärung des Blaha-Effektes existieren im wesentlichen drei Theorien, die folgend beschrieben werden. Nur eine dieser Theorien, die "Theorie der lokalen Erwärmung", führt den Blaha-Effekt auf eine echte Materialerweichung durch US zurück. Die beiden anderen erklären ihn durch das nicht-lineare Verhalten eines rein plastischen oder viskosen Werkstoffs.

Theorie der lokalen Erwärmung

Blaha und Langenecker vermuten, daß die zusätzliche US-Energie Versetzungen im Material erzeugt oder ihre Bewegung erleichtert und deshalb zu einer Materialerweichung führt /14-16/. Langenecker präzisiert die Vermutung und entwickelt daraus die "Theorie der lokalen Erwärmung" /18-26/. Er postuliert dabei, daß der US hauptsächlich an Gitterfehlern streut. Die dissipierte Energie führt deshalb lokal, z.B. an Ausscheidungen, Korngrenzen und Versetzungen, zu hohen Temperaturspitzen /26/. Gerade diese Stellen sind aber für das Fließverhalten des Materials ausschlaggebend. Es tritt deshalb eine Materialerweichung - wie bei sehr hohen Temperaturen - auf, obwohl makroskopisch keine wesentliche Erwärmung meßbar ist.

Eine Bestätigung dieser Theorie haben Severdenko et al. gefunden /28/. Sie untersuchten beschallte Eisen-Proben metallurgisch und entdeckten oxidierte Fließlinien am Rand des Bruches. Dieses läßt auf lokal hohe Temperaturen schließen.

Der Mechanismus für die US-Dissipation an Gitterfehlern ist jedoch unklar. Langenecker /23/ und Nevill und Broitzen /29/ stellen fest, daß keiner der von ihnen untersuchten Effekte eine Erwärmung durch US hervorruft, die die beobachteten Ergebnisse erklärt.

Neben der genannten thermischen Entfestigung kann eine inhomogene Temperatur aber auch zu plastischen Deformationen als Folge der Thermospannungen führen. Zum Beispiel erzeugt die Erwärmung eines dehnungsbehinderten Stabes aus austenitisch-rostoffreiem Stahl Thermospannungen von $3,2 \text{ N/mm}^2/\text{K}$. Plastische Verformungen treten deshalb schon bei lokaler Erwärmung um $100 \text{ }^\circ\text{C}$ auf, obwohl dabei nur eine kleine thermische Entfestigung vorliegt. Solche inneren plastischen Deformationen können das Fließverhalten ebenfalls stark beeinflussen. Trotzdem wurde dieser Effekt bisher noch nicht in der Literatur diskutiert.

Superpositionsmechanismus bei plastischem Werkstoff

Eine andere Erklärung des Blaha-Effektes bieten Nevill und Broitzen /29/ an. Sie deuten den Effekt mit einer zu trägen Messung der mechanischen

Spannung: Für die zeitunabhängige, plastische Verformung ist die maximale Spannung einer Schwingungsperiode ausschlaggebend, während die Meßaufnehmer die mittlere Spannung, also einen kleineren Wert, messen. Eine Darstellung dieser Interpretation, die aber nur für langsame Zugversuche gültig ist, findet man bei Lehfeld /30/. Sie wird weiterhin als Superpositionsmechanismus bezeichnet.

In einem Zugversuch steigt zuerst ohne US die Dehnung mit konstanter Geschwindigkeit an (Abb. 1.2b). Zur Zeit t_1 beginnt die Beschallung mit überlagerter konstanter Dehnamplitude. Im Bild ist dort der Zeitmaßstab stark gestreckt, um die Oszillationen sichtbar zu machen. Bei t_2 wird der US wieder ausgeschaltet. Das Probenmaterial sei bei Belastung nicht-viskos plastisch, bei Entlastung linear elastisch. Im normalen Zugversuch existiert also eine eindeutige Spannungs-Dehnungskurve (Abb. 1.2a), die die Meßaufnehmer bis t_1 registrieren.

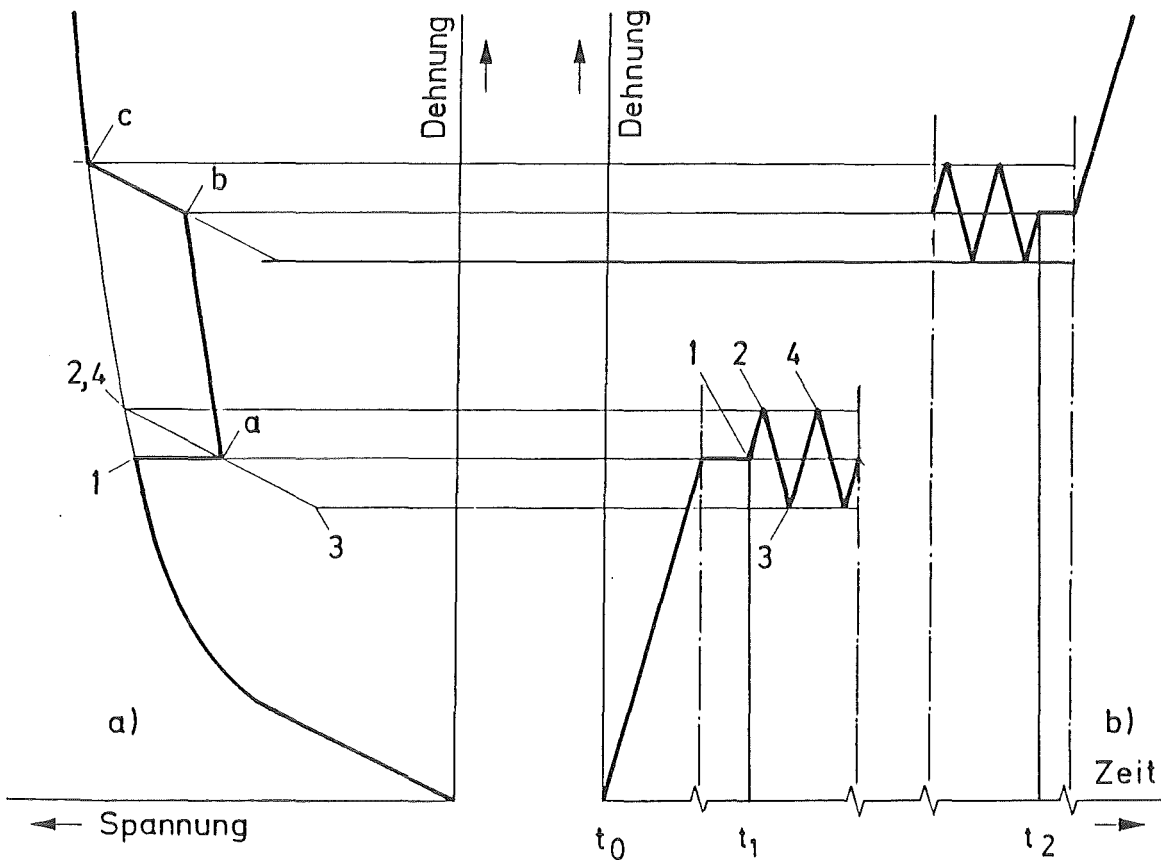


Abb. 1.2: Der Superpositionsmechanismus für ein nicht-viskoses Material im langsamen Zugversuch mit überlagertem Ultraschall

Wird der US dann eingeschaltet, verformt sich das Material während der ersten Viertelperiode (1 - 2, Abb. 1.2) plastisch. Alle weiteren Schwingungen laufen zum größten Teil elastisch ab (2 - 4). Nur im Bereich maximaler Dehnung (4) gibt es noch wegen der mittleren Dehnrates kleine plastische Verformungen. Die Aufnehmer, die viel zu träge sind, diese schnellen Schwingungen (1-4) aufzulösen, messen nur die Mittelwerte von Spannung und Dehnung (a - b). Man stellt somit eine scheinbar spontane Absenkung der Fließspannung fest, die in etwa der elastischen Spannungsamplitude entspricht. Nach dem Abschalten des US liegt der Zustand (b) unterhalb der aktuellen Fließspannung (c) vor. Bei weiterem Zug ohne US steigt die gemessene Spannung dann rein elastisch wieder an (b - c), bis sie die aktuelle Fließspannung erreicht.

Superpositionsmechanismus bei großen Dehnraten

Das beschriebene Modell setzt voraus, daß der Anstieg der mittleren Dehnung während eines US-Zyklus vernachlässigbar ist. Bei großen mittleren Dehnraten, die in dieser Arbeit auftreten, muß hingegen berücksichtigt werden, daß plastische Verformungen nicht nur in den Punkten maximaler Deformation (Abb. 1.2, Punkt 4), sondern in größeren Bereichen einer Schwingungsperiode auftreten, wie Abb. 1.3 (Bereich 4-5) zeigt.

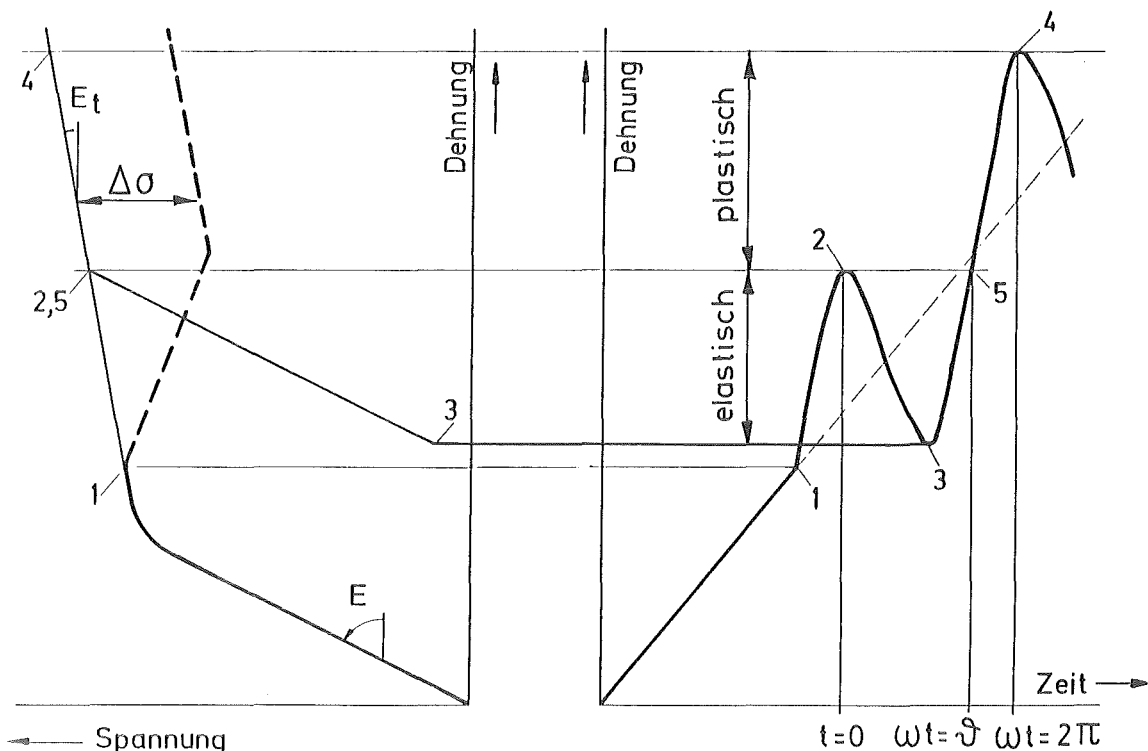


Abb. 1.3: Der Superpositionsmechanismus in schnellen Zugversuchen mit überlagertem Ultraschall

Um das zu berücksichtigen, sei der zeitliche Verlauf der Dehnung ε in der Probe:

$$\varepsilon = \dot{\varepsilon}_m \cdot (t_1 + t) + \varepsilon_a \cos(\omega t + \varphi) \quad (1.1)$$

Liegt die Anfangszeit ($t = 0$) in einem Dehnungsmaximum (Pkt. 2, Abb. 1.3), ergibt sich daraus:

$$\varepsilon = \dot{\varepsilon}_m (t_1 + t) + \varepsilon_a [\sqrt{1 - \eta^2} \cos(\omega t) - \eta \sin(\omega t)] \quad (1.2)$$

wobei $\eta := \frac{\dot{\varepsilon}_m}{\varepsilon_a \omega}$ (relative Zuggeschwindigkeit) (1.3)

Die zugehörige Spannung verläuft nach Abb. 1.3 in der Zeit $t = 0$ bis $\omega t = \vartheta$ elastisch und dann bis $\omega t = 2\pi$ plastisch, so daß sich die Spannung nach diesem Bild aus Gleichung (1.2), mit dem Elastizitätsmodul E und dem Tangentenmodul E_t ergibt:

$$\frac{\sigma - \sigma(t=0)}{E \varepsilon_a} = \sum \left[\eta (\omega t - \sin(\omega t)) - \sqrt{1 - \eta^2} (1 - \cos(\omega t)) \right] \quad (1.4)$$

mit $\sum = 1$ für $\omega t \in [0, \vartheta]$

$\sum = E_t/E$ für $\omega t \in [\vartheta, 2\pi]$

Die trägen Meßwertaufnehmer registrieren nun nicht die schnellen Oszillationen, sondern die zeitlichen Mittelwerte von Spannung und Dehnung. Die Anzeige ergibt sich deshalb durch Integration über eine Schwingungsperiode. Gegenüber einer Messung ohne US wird die scheinbare Absenkung der Fließspannung $\Delta \sigma$ registriert:

$$\frac{\Delta \sigma}{E \varepsilon_a} = \frac{1}{2\pi \eta} \left(1 - \frac{E_t}{E} \right) \left(\frac{1}{2} \eta^2 \vartheta^2 + \cos \vartheta - 1 \right) \quad (1.5)$$

Als Maß für den Anteil elastischer Deformation während einer US-Periode (Abb. 1.3) ist ϑ Lösung der Gleichung:

$$\frac{\vartheta - \sin \vartheta}{1 - \cos \vartheta} = \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta} \quad (1.6)$$

mit der Randbedingung $0 < \vartheta < 2\pi$

Abb. 1.4 stellt die dimensionslose Absenkung der Fließspannung $\Delta\sigma'/E\varepsilon_a$ in Abhängigkeit von der dimensionslosen Zuggeschwindigkeit η dar. Bei kleiner Zuggeschwindigkeit und kleinem Tangentenmodul sinkt die Fließspannung etwa um den Wert der elastischen Spannungsamplitude ($\frac{\Delta\sigma'}{E\varepsilon_a} = 1$). Mit zunehmender Zuggeschwindigkeit nimmt die Fließspannungsreduktion jedoch ab und verschwindet bei $\eta = 1$. Bei der Geschwindigkeit der meisten bekannten Versuche gilt aber mit hinreichender Genauigkeit $\Delta\sigma' = E\varepsilon_a$. D.h., daß der Superpositionsmechanismus bei nicht-viskosem Materialverhalten in diesen Fällen den Blaha-Effekt nur dann erklärt, wenn die Fließspannungsreduktion spontan auftritt und gleich der elastischen Spannungsamplitude ist.

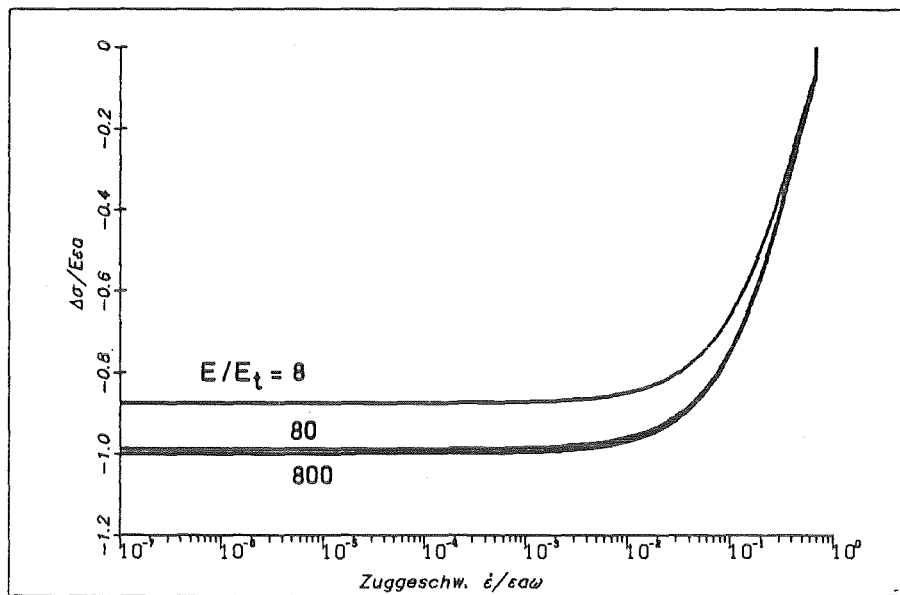


Abb. 1.4: Scheinbare Absenkung der Fließspannung eines nicht-viskosen Materialmodells im Zugversuch mit Ultraschall

- | | |
|--------------------------------------|---|
| $\dot{\varepsilon}$ Dehnrage | $\Delta\sigma'$ Fließspannungsreduktion |
| ε_a US-Dehnungsamplitude | E Elastizitätsmodul |
| $\omega/2\pi$ US-Frequenz | E_t Tangentenmodul |

Viskoses Materialverhalten

Die Spannungsreduktion bei viskosem Materialgesetz haben mehrere Autoren untersucht. Friedrich et al. /31-33/ und Mshama et al. /34/ nehmen die Dehnrates $\dot{\epsilon}$ als nichtlineare Exponentialfunktion der Spannung σ an:

$$\dot{\epsilon} = C \exp \left[\frac{v(\sigma - \sigma_0)}{kT} \right] \quad (1.7)$$

- σ_0 Fließspannung bei $\dot{\epsilon} = 0$ (wird vernachlässigt)
- v Aktivierungsvolumen (konstant angenommen)
- k Boltzmann Konstante
- T abs. Temperatur
- C Proportionalitätskonstante

Es handelt sich um ein "Overstress-Modell" für große Überschußspannungen $(\sigma - \sigma_0)^*$. Das Exponentialgesetz ergibt sich aus einer Theorie zur Versetzungsbewegung. Es wird auch experimentell durch einachsige Versuche mit unterschiedlichen Dehnrates bestätigt /36, 37/. Aufgrund der Nichtlinearität der Gleichung (1.7) führt eine schwingende Belastung zu einer höheren mittleren Dehnrates als ihr Mittelwert ohne zusätzliche Oszillationen. Bei vorgegebener mittlerer Dehnrates muß sich somit bei Beschallung eine kleinere mittlere Spannung einstellen. Friedrich et al. /33/ bestimmen so aus (1.7) für einen langsamen Zugversuch mit US (Spannungsamplitude $\tilde{\sigma}_a$) die Fließspannungsabsenkung $\Delta\sigma$ zu:

$$\Delta\sigma = \frac{v}{4kT} \tilde{\sigma}_a^2 \quad \text{für kleine Amplituden}$$

$$\Delta\sigma = \tilde{\sigma}_a \left[1 - \frac{\ln(2\pi v \frac{\tilde{\sigma}_a}{kT})}{\frac{v\tilde{\sigma}_a}{kT}} \right] \quad \text{für große Amplituden} \quad (1.8)$$

* Bei sehr kleinen Überschußspannungen erhält man die physikalisch unsinnige Aussage $\dot{\epsilon} = C$. Es muß dann auf eine andere Form des Gesetzes übergegangen werden, z.B. $\dot{\epsilon} \sim \exp(\sigma - \sigma_0) - 1$ oder $\dot{\epsilon} \sim \sinh(\sigma - \sigma_0)$ /35/.

Die Fließspannungsreduktion $\Delta \sigma$ ist kleiner als die Spannungsamplitude, nähert sich ihr aber mit zunehmender Schwingungsamplitude* erst quadratisch, dann linear.

Qualitativ ähnliche Ergebnisse liefert das Fließgesetz

$$\dot{\epsilon} = C \sigma^{\mu} \quad (1.9)$$

das Endo et al. /38-40/ und Kirchner et al. /41/ zur Beschreibung des Blaha-Effektes verwenden.

Alle drei bisher besprochenen Theorien versuchen, den Blaha-Effekt zu deuten. Sie gehen aber von unterschiedlichen Materialmodellen aus und erklären so im Detail unterschiedliches Verhalten. Der Superpositionsmechanismus mit nicht-viskosem Stoffgesetz beschreibt im langsamen Zugversuch bei plastischer Vorverformung eine spontane Absenkung der Fließspannung, die gleich der elastischen Spannungsamplitude ist. Bei sehr hohen Dehnraten muß der beobachtete Effekt abnehmen. Diese Theorie erklärt nicht einen langsamen Abfall der Spannung, einen Abfall der Spannung, der größer als die Spannungsamplitude ist oder eine Spannungsänderung im elastischen Bereich der Probe, wenn die maximale Last nicht ausreicht, die Fließgrenze zu erreichen ($\sigma_m + \sigma_a < \sigma_F$).

Berücksichtigt man ein viskoses Materialverhalten, ergeben sich Spannungsreduktionen, die kleiner als die elastische Spannungsamplitude sind. Sie sind im allgemeinen auch nicht mehr linear abhängig von der Amplitude. Die besprochenen, speziellen Modelle (Gl. 1.7, 1.9) führen aber zu einer Spannungsreduktion, die unabhängig vom Grad der Vorverformung ist.

Sehr große Fließspannungsabsenkungen, sowie eine Änderung des Fließverhaltens im Bereich elastischer Probenverformung, erklärt die "Theorie der lokalen Erwärmung". Da dabei von einer Wechselwirkung zwischen US und Gitterfehlern ausgegangen wird, muß der Blaha-Effekt von der Größe und Verteilung

* $\lim_{\sigma_a \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\ln \sigma_a}{\sigma_a} \right) = 1$

der Fehler abhängen. Es kann deshalb ein ganz unterschiedliches Verhalten ähnlicher Materialien bei unterschiedlicher Vorbehandlung (Wärmebehandlung, Kaltverformung) auftreten.

1.1.2 Meßergebnisse zum Blaha-Effekt

Zur Bestätigung oder Widerlegung der dargestellten Theorien interessieren besonders Zugversuche mit überlagerten Schwingungen bekannter Amplitude. Vor allem kann so festgestellt werden, ob die gemessene Spannungsreduktion deutlich größer als die aufgeprägte Spannungsamplitude ist und ob damit die einfachste Erklärung, die Superpositionstheorie, widerlegt wird.

Übersichtsartikel zu den bekannten Experimenten findet man bei Puskar /42/, Green /43/, Dawson et al. /44/ und Hansen /45/. Puskar und Hansen zitieren hauptsächlich Literaturstellen, die die Theorie der "lokalen Erwärmung" bestätigen, Dawson et al. hauptsächlich Artikel, die den Superpositionsmechanismus stützen. Eine umfangreiche Zusammenfassung der Experimente aus der UdSSR hat Severdenko /13/ herausgegeben.

Die ersten Untersuchungen zum Blaha-Effekt haben Ende der fünfziger Jahre Blaha und Langenecker /14-16/ an Zink-, Aluminium- und Cadmium-Einkristallen durchgeführt. Die Proben werden in einem US-Bad beschallt. Es ergeben sich gleiche Spannungsreduktionen im Frequenzbereich von 15 Hz bis 1 MHz. Die Spannungs- oder Dehnungsamplitude wird in der Probe nicht gemessen. Auch aus der US-Leistung, die an das Bad abgegeben wird, kann man nicht auf den Belastungszustand der Probe schließen, so daß die Ergebnisse nur qualitativ interpretierbar sind.

In weiteren Versuchen von Langenecker /18-23/ und Oelschlägel /17/ regt der US-Wandler die Proben direkt mit bekannter elektrischer Leistung zu Longitudinalschwingungen an. Den typischen Versuchsaufbau zeigt Abb. 1.5. Langenecker bestimmt damit die Fließspannungskurven bei Beschallung von Aluminium, Berillium, Wolfram, Kupfer, Zink und verschiedenen Stahlsorten. Er stellt an allen Materialien erhebliche Erweichung schon bei kleinen Schallintensitäten fest. Abb. 1.6 zeigt zum Beispiel die Messung an auste-

nitisch rostfreiem Stahl (Typ 302, entspricht X12CrNi 18-8). Dieser Werkstoff ist hinsichtlich der COVA-Experimente besonders interessant, da die COVA-Behälter ebenfalls aus austenitisch rostfreiem Stahl (Typ 321, entspricht X10CrNiTi 18-9 /46/) bestehen.

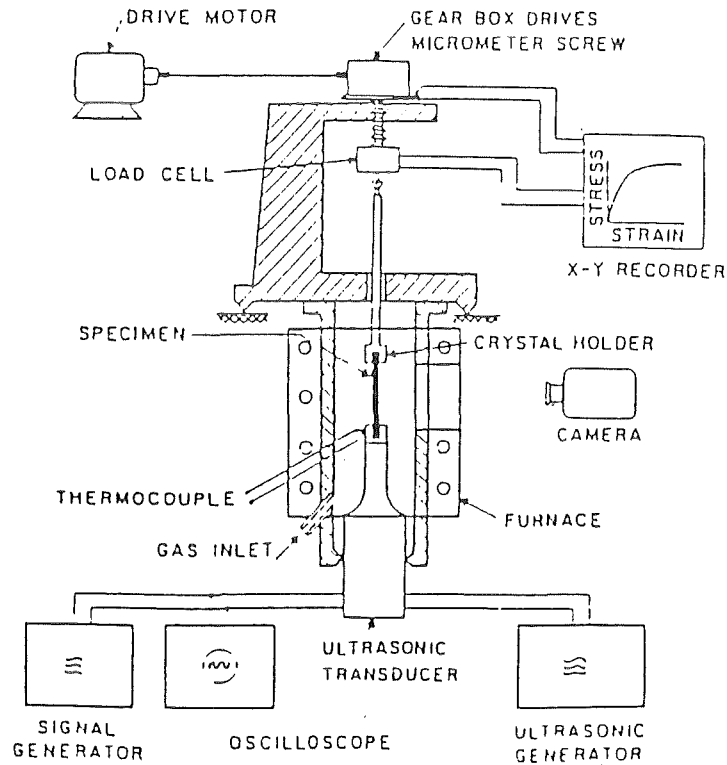


Abb. 1.5: Zugvorrichtung mit Beschallmöglichkeit von Langenecker (aus /20/)

Langenecker ermittelt die Spannungsamplitude aus der US-Intensität nach der Theorie linear-elastischer Wellen /19, 20, 23/:

$$\sigma_a = \sqrt{2 \rho c I} \quad (1.10)$$

ρ Dichte

c Schallgeschwindigkeit für Longitudinalwellen

I US-Intensität

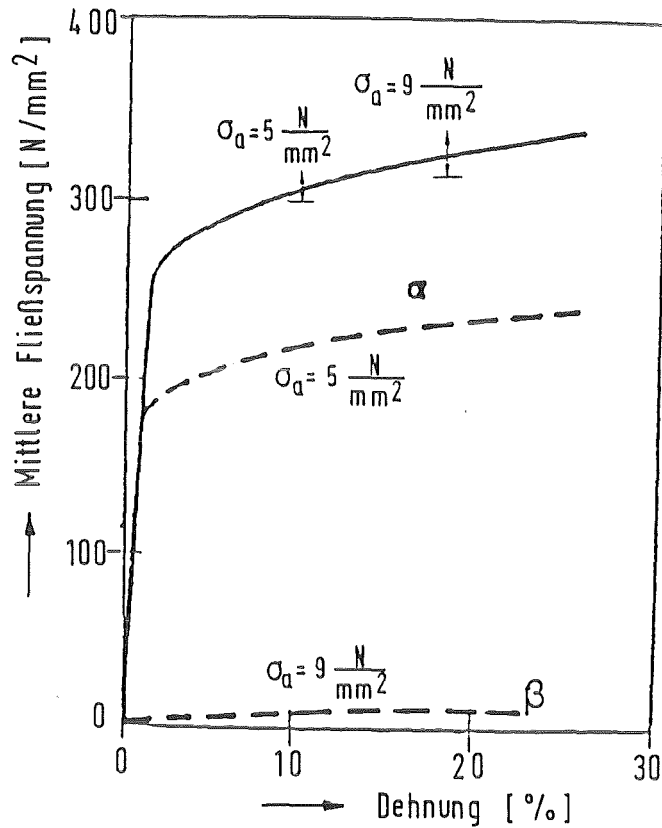


Abb. 1.6: Spannungs-Dehnungskurven eines austenitisch rostfreien Stahls (Typ 302) bei 18 °C und Beschallung (α : 45 W/cm²; β : 95 W/cm²) (aus /20/)

Unklar ist, wie Langenecker die Intensität mißt. Sein Mitarbeiter Oelschlägel /17/ bestimmt sie aus der elektrischen Leistung des US-Wandlers pro Querschnittsfläche der Probe. Aus der Skizze des Versuchsaufbaus von Langenecker (Abb. 1.5) und der Diskussion in /23/ kann man aber schließen, daß Langenecker die gleiche Methode verwendet. Diese Berechnungsmethode muß man allerdings aus folgendem Grund mit Vorsicht betrachten:

Die Schallintensität I ist bei einer US-Welle, die sich in nur eine Richtung in einem Stab ausbreitet, definiert als mittlerer, mechanischer Energiefluß pro Querschnittsfläche. In Langeneckers Versuchsaufbau können aber US-Wellen an der oberen Probeneinspannung reflektiert werden, so daß sie sich überlagern. In den Untersuchungen /22, 23/ werden sogar stehende Wellen gemessen, das System schwingt also in Resonanz*. In diesem Fall

* Im Gegensatz dazu weist Oelschlägel /17/ besonders darauf hin, daß in seinem Versuchsaufbau keine stehenden Wellen auftreten.

ergibt sich nun die Intensität aus der Bedingung, daß die Verluste gleich der zugeführten Leistung sind. Die Berechnung nach der besprochenen Methode ist deshalb nur zulässig, wenn fast die ganze Schwingungsenergie eines Pulses beim Durchlaufen der Probe oder an der oberen Probeneinspannung dissipiert wird, so daß sich keine rücklaufende Welle der ankommenden überlagern kann. Ist das nicht der Fall, können in der Probe wesentlich größere Spannungsamplituden auftreten als berechnet wurden.

Zwar verwendet Langenecker zur direkten Messung der Amplitudenverteilung über die Probenlänge auch den umgekehrten magnetostriktiven Effekt /22, 23/ und den photoelastischen Effekt /23/, von quantitativen Messungen wird aber nicht berichtet.

Die in Abb. 1.6 angegebenen Spannungsamplituden sind nach Gleichung (1.10) berechnet und an der Kurve ohne US aufgetragen. Es tritt im Verhältnis zur Schwingungsamplitude eine drastische Materialerweichung auf, die der Superpositionsmechanismus bei weitem nicht zu erklären vermag.

Einen Vergleich zwischen gemessener Spannungsreduktion und berechneter Reduktion nach dem Superpositionsmechanismus haben Kristoffy et al. /47/ durchgeführt. Sie stellen ebenfalls eine Materialerweichung fest, die der Superpositionsmechanismus nicht vorhersagt. Wie in diesen Versuchen die Schwingungsamplitude gemessen wurde, ist nicht angegeben.

Bemerkenswert ist bei einigen Ergebnissen Langeneckers auch die Materialverfestigung nach intensiver Beschallung (Abb. 1.7). Bei kleinen Amplituden tritt keine Verfestigung auf. Erst US-Intensitäten, die bei Beschallung zu einer Fließspannungsreduktion über 50 % führen, erzeugen eine wesentliche Verfestigung nach der Beschallung. Ähnliche Ergebnisse findet Langenecker auch bei US-Überlagerung im nominell elastischen Bereich der Probe /26/ (Abb. 1.8). Solange der US wirkt, tritt keine wesentliche Zug-Spannung auf (2-4). Nach dem Abschalten des US verhält sich das Material verfestigt (2).

Abb. 1.7: Verfestigung nach intensiver Beschallung in einem Zink-Einkristall während eines Zugversuchs mit Dehnrate $\dot{\epsilon} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bei Raumtemperatur

- a: 5 W/cm^2
- b: 15 W/cm^2
- c: 25 W/cm^2 (aus /23/)

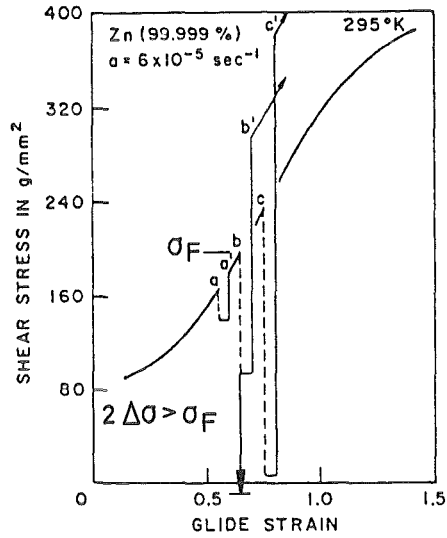
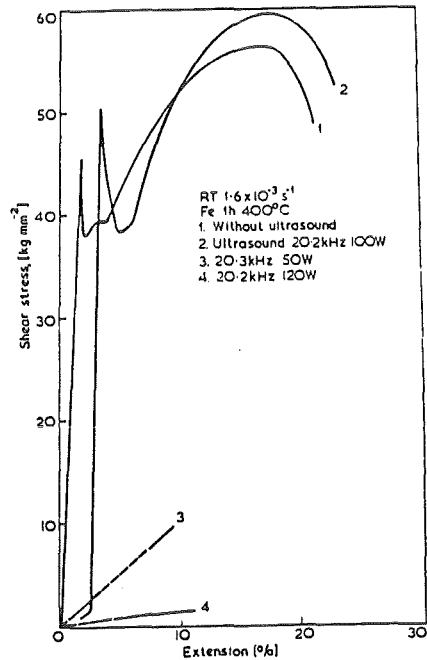


Abb. 1.8: Spannungs-Dehnungskurven für einen kohlenstoffarmen Stahl, mit und ohne Ultraschall (20 kHz) (aus /26/)



Die ersten Versuche, in denen die Schwingungen direkt in der Stahlprobe durch den umgekehrten magnetostriktiven Effekt quantitativ bestimmt werden, stammen von Nevill und Brotzen /29/. Sie stellen im Gegensatz zu Langeneckers Experimenten nur eine Spannungsreduktion fest, die etwa gleich der elastisch bestimmten Spannungsamplitude σ_a ist. Im elastischen Bereich der Probe hat der US keinen Einfluß (Abb. 1.9). Nevill und Brotzen haben Versuche mit unterschiedlichen US-Amplituden (Abb. 1.10) im Frequenzbereich 15 kHz bis 80 kHz (Abb. 1.11a) und für Temperaturen zwischen 30°C und 500°C (Abb. 1.11b) durchgeführt. Im Rahmen der Meßgenauigkeit zeigte sich der Blaha-Effekt unabhängig von Frequenz und Temperatur. Die Ergebnisse können mit dem Superpositionsmechanismus erklärt werden.

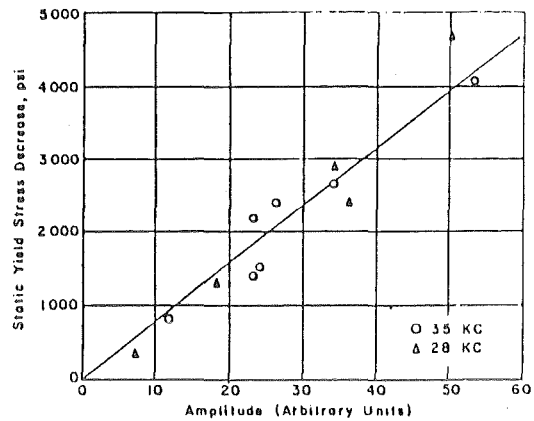
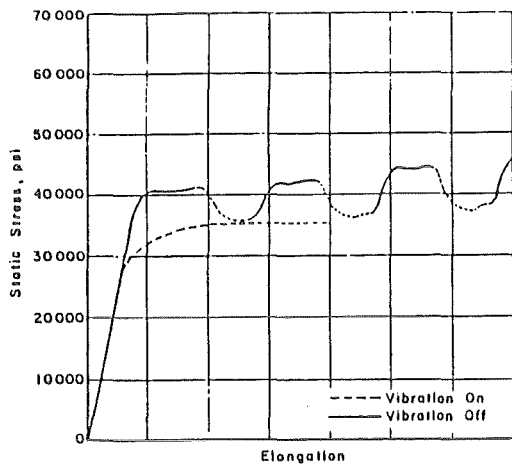


Abb. 1.9: Der Blaha-Effekt für einen kohlenstoffarmen Stahl (links)
(aus /29/)

Abb. 1.10: Einfluß der Dehnamplitude (gemessene Induktion der magneto-
striktiven Probe, dividiert durch die Frequenz) auf die stati-
sche Spannungsreduktion bei Raumtemperatur (rechts) (aus /29/)

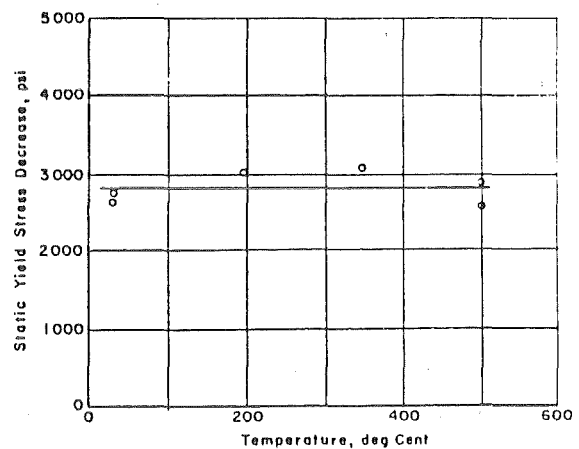
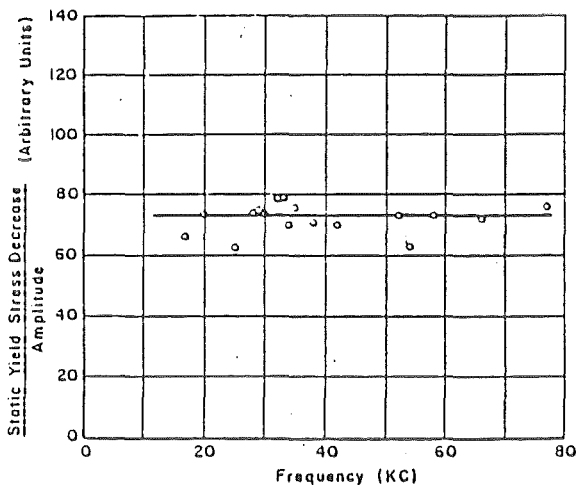


Abb. 1.11: Einfluß der US-Frequenz (links) und der Temperatur (rechts) auf
den Blaha-Effekt (aus /29/)

Zum gleichen Ergebnis kommen Baker und Carpenter /48-50/, Pohlmann und Lehfeld /51/ für Kupferproben und Atanasiu /52/ für Aluminiumproben. Pohlmann und Lehfeld verwenden zur Amplitudenbestimmung einen Wegaufnehmer vor der Probe und berechnen mit der eindimensionalen elastischen Wellentheorie

die Spannungsamplitude in der Probe. Atanasiu mißt die Längsschwingungen der Proben induktiv und gibt die Schallintensität an. Obwohl die gemessenen Spannungsreduktionen etwa gleich der elastisch bestimmten Spannungsamplitude sind, begründet Atanasiu den Blaha-Effekt mit der "Theorie der lokalen Erwärmung".

Bei niedrigen Frequenzen stellen Winsper, Sansome /53/ und Kirchner /41/ ebenfalls fest, daß der Superpositionsmechanismus eine ausreichende Erklärung für ihre Meßergebnisse liefert. Winsper und Sansome /54, 55/ erklären so die Kraftreduktion beim Ziehen, die linear mit der überlagerten US-Amplitude steigt. Kirchner überträgt das Ergebnis bei niedrigen Frequenzen über ein viskoses Werkstoffgesetz auf US-Schwingungen und postuliert eine Spannungsreduktion, die kleiner als die US-Spannungsamplitude ist.

Solche kleinen Spannungsreduktionen haben Friedrich et al. /33/ an Aluminium (Abb. 1.12) und Endo et al. /39, 40/ an Fe-3%Si Legierung und an Aluminium (Abb. 1.13) gemessen. In beiden Versuchen nimmt die Fließspannungsreduktion mit steigender US-Amplitude erst langsam, dann aber fast linear zu. Bei großer US-Intensität nähert sie sich der berechneten Spannungsamplitude an. Die Meßergebnisse stimmen dann mit denen von Nevill, Baker etc. überein.

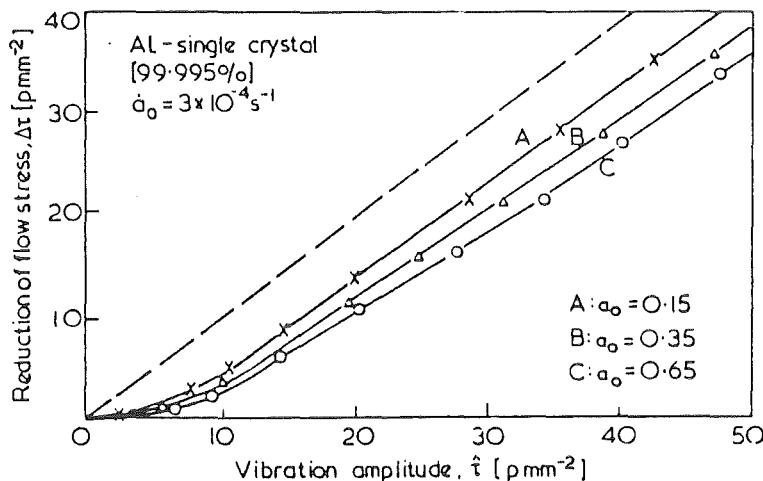


Abb. 1.12: Abhängigkeit der Spannungsreduktion $\Delta \sigma$ im Zugversuch von der Spannungsamplitude $\hat{\sigma}$ und der Abgleitung (Dehnung) a_0 für Aluminium-Einkristalle (aus /33/)

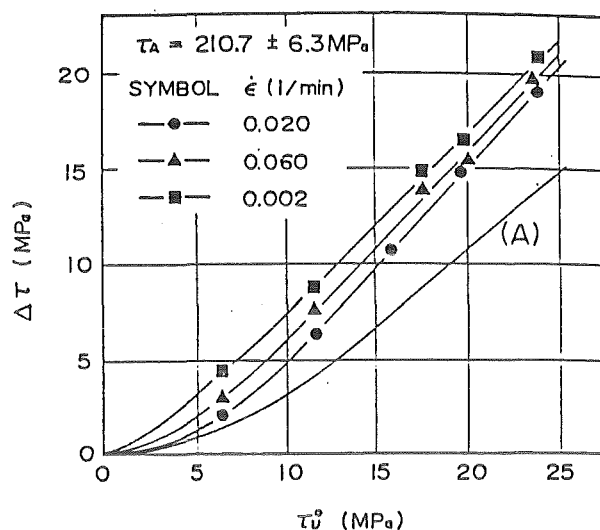


Abb. 1.13: Abhängigkeit der Spannungsreduktion $\Delta \tau$ im Zugversuch von der Spannungsamplitude τ_0^o für Fe-3%Si Legierung. Die Kurve A ist mit einem viskoelastischen Materialgesetz berechnet (aus /39/).

Beide Autoren begründen den nicht-linearen Anstieg mit einem viskosen Materialverhalten. Qualitativ sagt das viskose Materialgesetz von Friedrich /33/ (Gl. 1.8) die Kurvenformen gut voraus (quadratisch bei kleiner Amplitude, linear bei großer Amplitude). Allerdings zeigen die Messungen von Friedrich /33/ eine Abhängigkeit des Blaha-Effekts von der Dehnung und die Messungen von Endo /40/ auch bei großer Amplitude eine Abhängigkeit von der Probestemperatur* (Abb. 1.14). Beides beschreibt die Gleichung (1.8) nicht.

Spannungsreduktionen, die außer von der Amplitude auch von der Dehnung abhängen, haben auch Mignogna /56/ und Isaskenko /57/ gefunden. Grob entsprechen jedoch die Spannungsreduktionen bei Isaskenko der elastisch berechneten Spannungsamplitude**. Mignogna macht keine Angaben zur Größe der Schwingungsamplitude.

* Nevill und Brotzen /29/ konnten keine Temperaturabhängigkeit finden.

** Umrechnung der Verschiebungsamplituden A in Spannungsamplituden σ_a :

$$\sigma_a = EA \omega / c$$

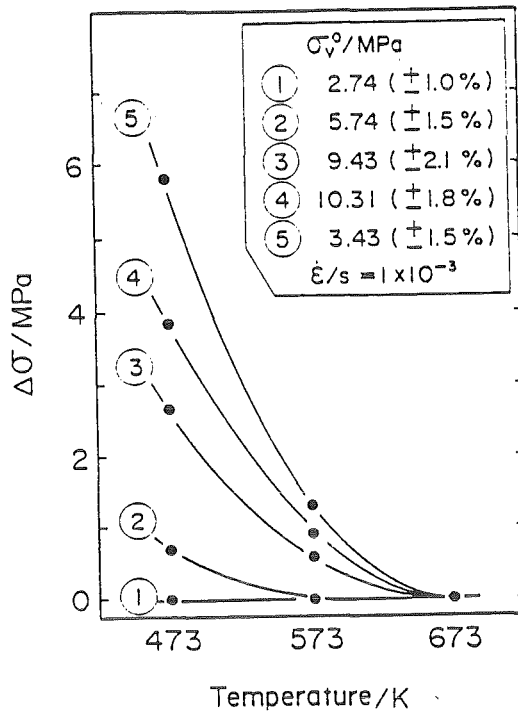


Abb. 1.14: Abhängigkeit des Blaha-Effektes von der Probentemperatur bei Aluminium (aus /40/)

Bei einigen Materialien kann der Superpositionsmechanismus den Blaha-Effekt nur bis zu einem Grenzwert der Schallintensitäten erklären. Danach tritt eine drastische Absenkung der Fließspannung auf /25, 28, 58-60/ (Abb. 1.15). Iszumi et al. /58, 59/, Skripinchenko /60/ und Severdenko /28/ stellen fest, daß die plötzliche drastische Fließspannungsreduktion mit einer starken Erwärmung der Probe verbunden ist.

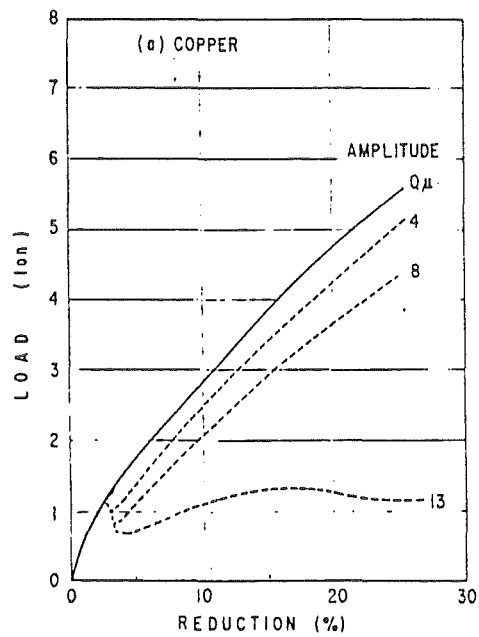


Abb. 1.15: Drastische Vergrößerung der Spannungsreduktion ab einer bestimmten US-Amplitude (aus /59/)

Eine Erklärung dafür könnte sein, daß die Schwingungsamplitude die elastischen Grenzen überschreitet:

Sehr kleine plastische Verformungen führen hauptsächlich zu kinematischer und erst größere Verformungen zu isotroper Verfestigung /35/. Überschreitet die Schwingung nun die elastische Grenze ($\sigma_w > \sigma_E$), so muß wegen der teilweise kinematischen Verfestigung die Entlastung und Belastung in entgegengesetzter Richtung nicht vollständig elastisch verlaufen (Bauschinger-Effekt). Es kann sich eine Hysteresekurve bilden (Abb. 1.16a). Vorausgesetzt, die Hystereseschleife behält auch nach vielen Schwingungen noch einen endlichen, wenn auch kleinen Flächeninhalt, so kann wegen der hohen US-Frequenz trotzdem eine große Leistung dissipiert werden, die das Material stark erwärmt.

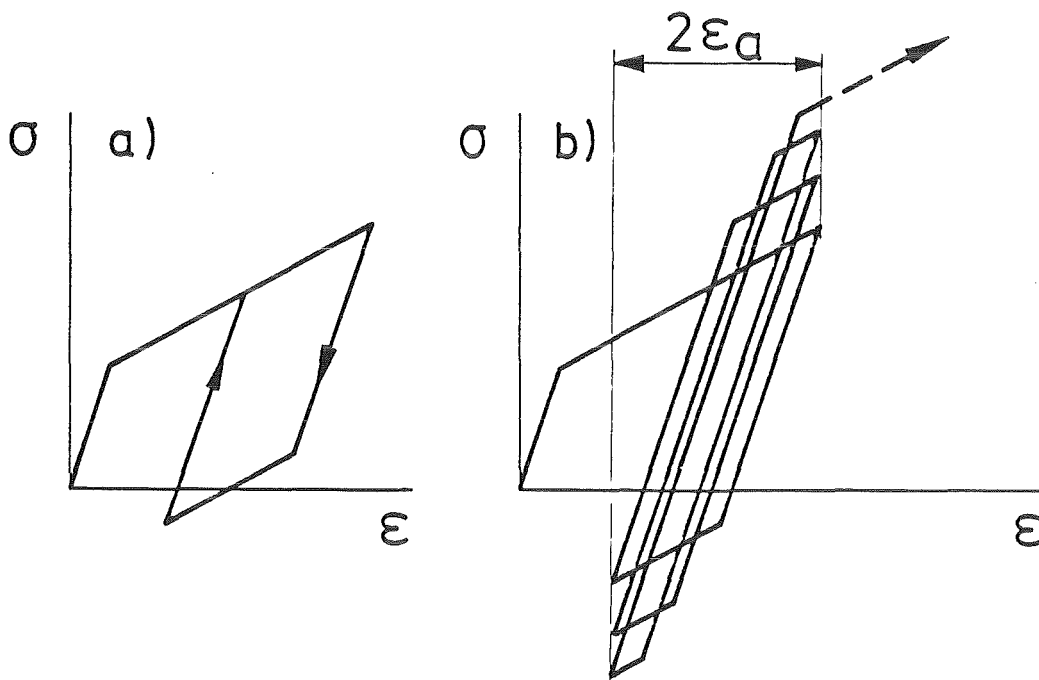


Abb. 1.16: a) Kinematische Materialverfestigung führt bei großen Schwingungsamplituden zu einer geschlossenen Hysteresekurve
b) Eine Überlagerung von isotroper und kinematischer Verfestigung führt bei großen Amplituden zur Verfestigung nach der Beschallung

— Schwingungsbelastung
----- Zug nach Beschallung

Eine zusätzlich auftretende, isotrope Verfestigung (Abb. 1.16b) könnte die erhöhte Fließspannung erklären, die Langenecker /23/ nach intensiver Beschallung gefunden hat (Abb. 1.7). Man beachte, daß im Experiment eine Verfestigung nur bei US-Intensitäten aufgetreten ist, die eine Spannungsreduktion über 50 % erzeugen. Wäre die Reduktion eine Folge des Superpositionsmechanismus, tritt in diesen Fällen während eines US-Zyklus eine Spannungsumkehr auf und möglicherweise eine plastische Verformung entgegen der mittleren Zugrichtung*. Bei isotroper Verfestigung führt das zu dem von Langenecker beobachteten Effekt (Abb. 1.7).

Da das betrachtete Werkstoffmodell schon nach wenigen Zyklen verfestigt ist, muß die beobachtete Härtung durch Beschallung fast unabhängig von der Beschalldauer sein. Dies bestätigen die Untersuchungen von Celschlägel und Weiss /61/ (Abb. 1.17). Es tritt nach längerer Beschallung sogar eine kleinere Fließspannung auf, die aber eine Folge erhöhter Proben temperatur sein könnte.

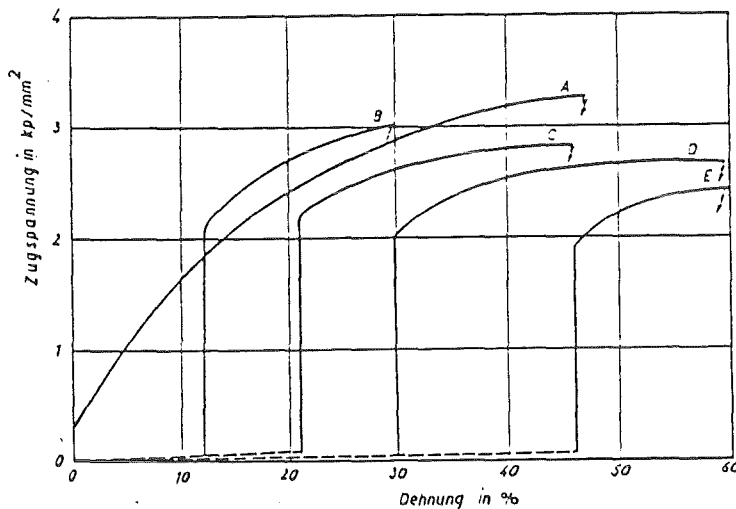


Abb. 1.17: Spannungs-Dehnungs-Kurven von Aluminiumkristallen nach verschiedenen starker Vorverformung mit überlagertem Ultraschall. Die Teile der Dehnkurve bei Ultraschalleinwirkung sind strichliert angedeutet. (aus /61/)

* Nach der Berechnungsmethode von Langenecker /23/, Gleichung 1.9, überschreitet die US-Amplitude den elastischen Bereich in allen Fällen (Abb. 1.7a-c).

Überschreitet die US-Amplitude die Fließspannung, kann das auch dann erhebliche Auswirkungen auf die gemessene mittlere Probenkraft haben, wenn die mittlere Dehnung ohne US die Probe nur elastisch deformiert. Eine elastisch vorgedehnte Probe, die mit US großer Dehnamplitude plastisch verformt wird, schwingt nämlich bei rein isotroper Verfestigung nach kurzer Einschwingphase rein elastisch. Die mittlere Spannung verschwindet (Abb. 1.18). Lägen solch große Amplituden in den Versuchen von Langenecker /26/ (Abb. 1.7) vor, wäre klar, daß bei intensiver Beschallung sehr kleine Fließspannungen gemessen werden (Abb. 1.7 Kurve 2-4). Die isotrope Verfestigung während der ersten US-Zyklen erzeugt dann die Materialverfestigung nach dem Abschalten des US (Abb. 1.7 Kurve 2).

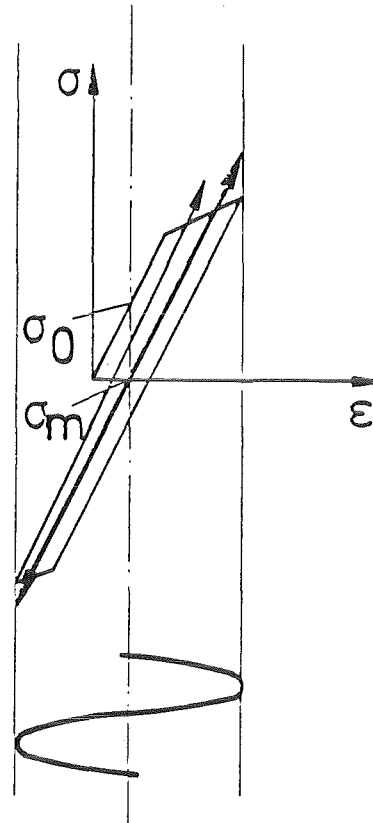


Abb. 1.18: Intensive Beschallung führt bei isotroper Materialverfestigung zu einer Reduktion der elastischen Vorspannung σ_0 auf den Mittelwert σ_m

Die komplexe Abhängigkeit der Spannungsreduktion von US-Amplitude, Dehnung, Dehnrate und Temperatur, die einige Autoren gefunden haben, weist darauf hin, daß der Superpositionsmechanismus keine vollständige Erklärung des Blaha-Effektes liefert. Solange aber die Reduktion in etwa der Spannungsamplitude entspricht, können die Differenzen und Abhängigkeiten auch eine Folge eines komplexen, visko-plastischen Materialverhaltens sein, wie die Arbeiten von Friedrich und Endo andeuten. Die "Theorie der lokalen Erwärmung", die eine echte Materialerweichung bei Beschallung postuliert, ist hingegen nur notwendig, um sehr große Spannungsreduktionen zu erklären. Die meisten dargestellten Ergebnisse kann man deshalb mit einem auf viskose Stoffe erweiterten Superpositionsmechanismus deuten.

Sehr große Spannungsreduktionen bei kleinen Schwingungsamplituden haben vor allem Langenecker und Mitarbeiter gemessen. Wie erwähnt, muß man aber das Meßverfahren für die Spannungsamplitude mit Vorsicht betrachten, besonders, da die damit ermittelten Meßergebnisse im Widerspruch zu anderen bekannten Messungen stehen. Wären die Amplituden in Langeneckers Messungen wesentlich größer als vermutet, kann man mit klassischen Plastizitätsmodellen auch die Spannungsreduktion im nominell elastischen Probenbereich, so wie die Materialverfestigung nach Beschallung, qualitativ erklären.

1.2 Einachsige Kriechversuche mit überlagertem Ultraschall

In langsamen Zugversuchen mit überlagertem US sagt der Superpositionsmechanismus für nicht-viskoses Stoffgesetz eine Spannungsreduktion (Blaha-Effekt) voraus, die etwa gleich der elastischen Spannungsamplitude ist. Kleine Abweichungen davon können diese Versuche nur schwer nachweisen, da speziell die Amplitudenmessung meist recht ungenau ist.

Zur Überprüfung des Superpositionsmechanismus sind Kriechversuche mit überlagertem Ultraschall wesentlich empfindlicher: Ein nicht-viskoses Material wird sich mit zunehmender Belastung verformen, bei konstanter Last aber nicht mehr kriechen (Abb. 1.19). Eine zusätzlich aufgebrachte Schwingung, gleichgültig ob spannungs- oder dehnungsgesteuert, erzeugt nur während der ersten Zyklen eine zusätzliche Deformation. Bei intermittierender Beschal-

lung wird folglich nur bei dem ersten US-Puls zusätzliche Dehnung produziert. Kriechen während der weiteren Beschallung kann in diesem Modell nicht auftreten.

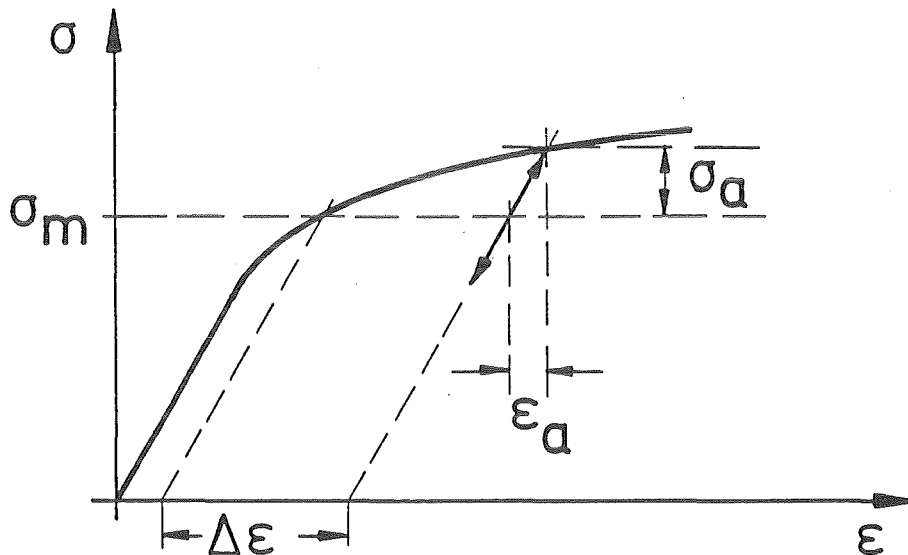


Abb. 1.19: US-Oszillationen, die einer konstanten mittleren Last (σ_m) überlagert werden, führen bei nicht-viskosem Material nur während der ersten Schwingungen zu plastischen Deformationen

Über US-induziertes Kriechen von Kupfer und Silber bei Raumtemperatur berichtet aber Siegel /62, 63/. Die Proben werden während der ganzen Belastungszeit in einem US-Bad beschallt (800 kHz, 35 W). Siegel stellt mit zunehmender US-Intensität eine größere Kriechrate fest.

Auch Meleka /64/ beschallt (20 kHz) Kupfer bei 400 °C im Bereich stationären Kriechens kurzzeitig (Abb. 1.20). Mit dem Einschalten des US steigt die Kriechrate an, fällt aber während der Beschallung langsam wieder auf einen stationären Wert, der aber größer ist als vor dem Einschalten. Nach der Beschallung sinkt die Kriechrate auf einen Wert, der kleiner als der anfänglich erhaltene, stationäre Wert ohne US ist.

Eine wesentliche Zunahme der Dehnung nach dem Einschalten des US und eine stationäre Kriechrate bei Beschallung, die etwas größer als die statische Kriechrate ist, stellen auch Konovalov et al. bei 200 °C an Kupfer und D16-Aluminiumlegierung /65/ und austenitisch rostfreiem Stahl /66/ fest. Eine größer werdende Kriechrate bei Intensitätssteigerung des US finden ebenfalls Kulemin /67/ an Kupfer, Herbertz an Kupfer und Stahl /68/ und Friedrich an einem Aluminium-Einkristall /33/ (Abb. 1.21).

Abb. 1.20: Zunahme des Kriechens bei Beschallung (Kupfer bei 400 °C, US-Frequenz 20 kHz, mittlere Spannung 3,75 kg/mm²)
 1) ohne Ultraschall
 2) mit Ultraschall ab A
 3) mit Ultraschall zwischen A + B
 (aus /64/)

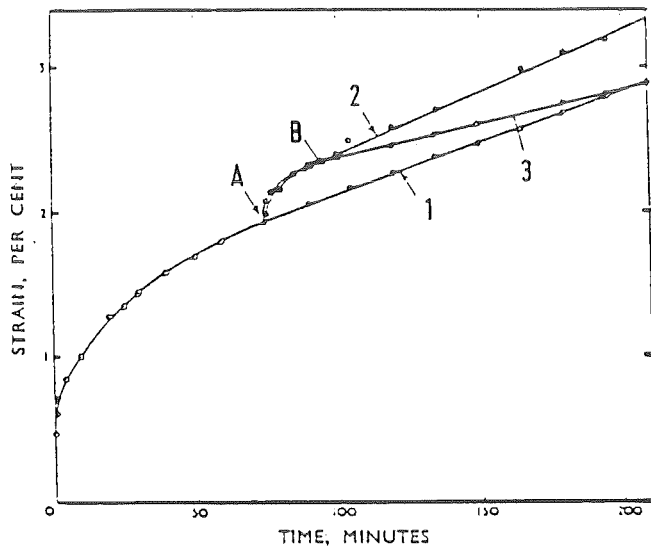
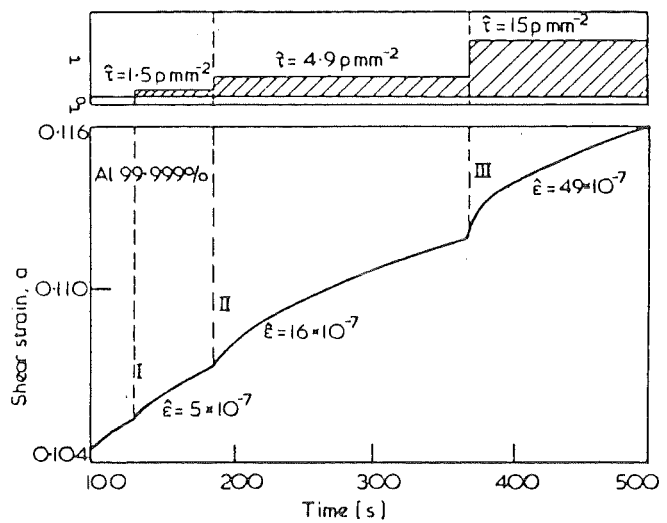


Abb. 1.21: Einfluß überlagerter US-Schwingungen auf die Kriechkurve eines Aluminium-Einkristalls
 (aus /33/)



Konovalov et al. /65, 66/ berichten aber auch von Versuchen mit intermittierender Beschallung an Kupfer bei 200 °C (Abb. 1.22): Zu den Zeiten 1-4 wird der US kurzfristig eingeschaltet (Beschalldauer nicht spezifiziert). Die Dehnung ändert sich sprunghaft mit jedem Puls. Die maximale Dehnungsänderung tritt bei der ersten Beschallung auf. Nachfolgende US-Pulse führen zu weiteren Dehnungssprüngen, die mit der Pulsanzahl kleiner werden. Gleiche Ergebnisse finden Gidin et al. /69, 70/ an Aluminium bei Raumtemperatur (Abb. 1.23). In den Versuchen wird unter mittlerer, konstanter Last alle 5 Minuten ein US-Puls (20 kHz) von 1 s Dauer der Probe aufgeprägt. Bemerkenswert ist, daß nach einer bestimmten Pulszahl erneut ein großer Dehnungssprung auftritt.

Abb. 1.22: Dehnungssprünge im Kriechversuch durch US-Pulse (Kupfer bei 200 °C) (aus /66/)

- a) ohne US
- b) 1 μm Amplitude
- c) 4 μm Amplitude

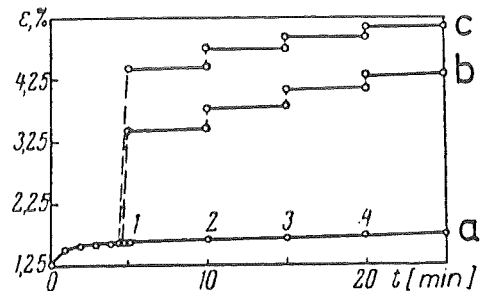


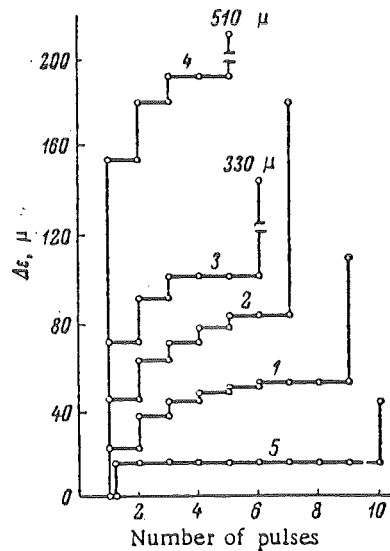
Abb. 1.23: Dehnung von Aluminiumproben unter konstanter Last und US-Pulsen (2 μm, 20 kHz) bei Raumtemperatur (aus /70/)

1-4 weichgeglüht

5 gehärtet

mittlere Spannung σ_m (kg/mm²):

Nr.:	1	2	3	4	5
σ_m :	0,5	1	1,5	2	0,7

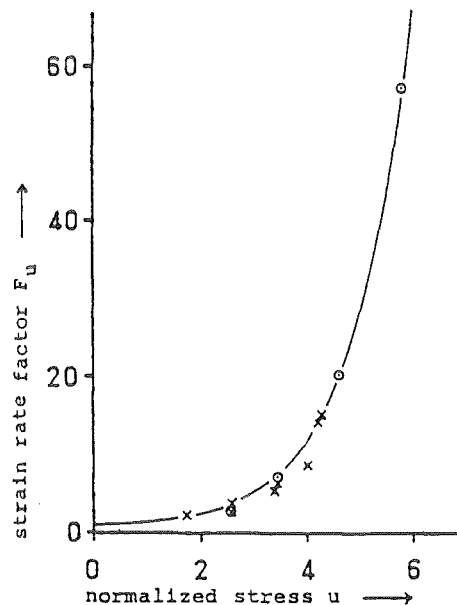


Wie schon erwähnt, kann ein nicht-viskoses Materialgesetz Dehnungsänderungen bei nachfolgenden US-Pulsen nicht erklären. Die untersuchten Proben kriechen allerdings auch ohne Beschallung unter den Versuchsbedingungen, so daß ein nicht-viskoses Materialgesetz sicher nicht angemessen ist.

Friedrich /33/ und Herbertz /68/ finden für ein nicht-lineares, viskoplastisches Materialgesetz ($\dot{\epsilon} \sim \exp \sigma$, vgl. Gl. 1.7) mit zunehmender Schallintensität eine zunehmende Kriechrate. Sie stellen eine gute Übereinstimmung mit ihren Messungen fest. Abb. 1.24 zeigt die Messungen von Herbertz im Vergleich zur Theorie*. Nicht erklärt werden kann die starke Abnahme der Dehnrate während der Beschallung (vgl. Abb. 1.20), denn Gleichung 1.7 liefert eine konstante Dehnrate für einen Kriechversuch mit US konstanter Intensität.

Wie in den Zugversuchen mit US können in den besprochenen Kriechversuchen mit US die meisten Effekte in guter Näherung mit einem einfachen, dehnratenabhängigen Materialgesetz beschrieben werden. Große Differenzen zur Theorie treten bei einigen Zugversuchen mit US großer Intensität auf.

Abb. 1.24: Vergrößerung der Kriechrate um den Faktor F_u bei Beschallung mit der Spannungsamplitude u . (aus /68/)
O Stahl Mittelspannung 315 MPa
X Kupfer Mittelspannung 128 MPa



* Aus /68/ ist nicht ersichtlich, zu welchem Zeitpunkt nach Beginn der Beschallung die Kriechrate bestimmt wird.

2. Experimentiertechnik

2.1 Anforderungen an die Versuchsanlage

Einige Meßergebnisse aus der Literatur deuten an, daß in einem Zugversuch überlagerte Ultraschall(US)-Oszillationen kleiner Amplitude zu einer erheblichen Absenkung der Fließspannung bei Metallen führen können. Im Zusammenhang mit den in der Einleitung besprochenen COVA-Diskrepanzen interessiert nun, ob solch eine Absenkung auch unter den Bedingungen auftreten kann, die in den COVA-Sprengversuchen herrschten. Insbesondere interessiert das Verhalten des speziellen COVA-Tankmaterials in so kurzzeitigen Experimenten mit überlagertem US, wie sie bisher noch nicht bekannt sind. Zur Klärung dieser offenen Frage wurden dynamische Zugversuche mit überlagerten US-Longitudinalschwingungen (vgl. Abb. 2.1.1) an Blechen der gleichen Charge wie die des COVA-Materials geplant.

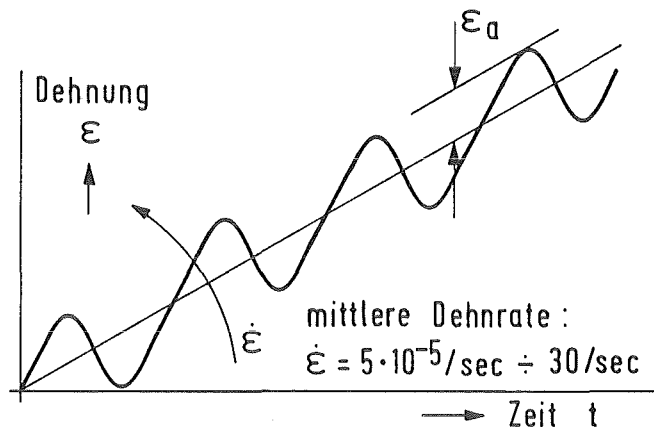


Abb. 2.1.1: Die Probendehnung in einem Zugversuch mit überlagerten Oszillationen (schematische Darstellung)

Damit man den Einfluß der Versuchszeit berücksichtigt, aber auch Vergleiche zu den bisher bekannten Experimenten ermöglicht, muß die mittlere Dehnrate um mindestens vier Dekaden variierbar sein, denn die mittlere Dehnrate in den Sprengversuchen beträgt ca. 25 s^{-1} ; in den bisher bekannten Zugversuchen mit US liegt sie hingegen um 10^{-3} s^{-1} *. Da ein zeitabhängiges Werk-

* Erreicht wurde in den ausgeführten Experimenten der Dehnratenbereich $5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bis 30 s^{-1} bei plastischer Probenverformung.

stoffverhalten erwartet wird, ist die mittlere Dehnrates ein wesentlicher Versuchsparameter. Für ein einfaches, übersichtliches Experiment sollte sie während eines Versuches möglichst konstant bleiben.

Die notwendige US-Intensität im Zugversuch richtet sich nach den Schwingungsamplituden, die in den COVA-Versuchen aufgetreten sind. Es wurden in den Sprengversuchen allerdings keine Spannungszosillationen direkt im Behälter, sondern nur Druckoszillationen im Fluid an der Behälteroberfläche gemessen. Auf die Oszillationen in der Wand kann man deshalb nur über eine Modellvorstellung schließen. Es wird aber als sicher angesehen, daß die Spannungsamplituden im Behälter sehr viel kleiner sind als die Fließgrenze des Materials. Eine Ultraschallintensität, die zu elastisch bestimmten Spannungsamplituden von etwa 40 N/mm^2 führt, wird deshalb als ausreichend angenommen.

Wie die Literaturdurchsicht zeigt, ist die Messung der US-Amplitude in der Probe besonders problematisch. In der Regel wird sie nicht direkt bestimmt, sondern aus anderen Meßgrößen berechnet. Häufig werden dazu die elektrischen Größen am US-Wandler verwendet /17-26/. Dies führt jedoch zu erheblichen Unsicherheiten. Eine zuverlässige Messung der Schwingungsamplitude ist aber unerlässlich, um das Verhältnis zwischen Fließspannungsabsenkung und Spannungsamplitude ausreichend genau zu berechnen. Hieraus kann dann geschlossen werden, ob eine echte "Materialerweichung" auftritt, oder der Effekt nur eine Folge zu träger Meßwertaufnahme ist (vgl. Kap. 1.1.1). Eine wesentliche Aufgabe der Versuchsanlage ist somit auch die Registrierung der Ultraschallamplitude in der Probe.

Die nach den genannten Anforderungen entwickelte Versuchsanlage unterscheidet sich von den bisher bekannten Zugmaschinen mit Beschallungsmöglichkeit hauptsächlich durch den großen Dehnratenbereich von quasi-statischen Experimenten bis zu Hochgeschwindigkeitsversuchen. Ein großer Teil der Entwicklung war deshalb der Bau einer schnellen Zugmaschine, mit der auch ohne Beschallung Versuche über den ganzen Dehnratenbereich durchgeführt werden können. Zuerst wird deshalb auf bekannte Anlagen für dynamische Zugversuche ohne Ultraschall eingegangen.

2.2 Leistungsfähigkeit bekannter Anlagen für dynamische Zugversuche mit einsinniger Belastung

Das Dehnverhalten vieler Werkstoffe hängt nicht nur von der Belastung, sondern auch von der Belastungsgeschwindigkeit bzw. Dehnrates ab. Im einfachsten Fall bestimmt man den Einfluß der Dehnrates auf die Fließspannung, indem übliche Zugmaschinen mit verschiedenen Zuggeschwindigkeiten betrieben werden. Die Bauweise dieser Anlagen erlaubt jedoch nur Versuche in einem begrenzten Geschwindigkeitsbereich. Um zuverlässige Materialdaten auch bei hohen Dehnrates zu erhalten, sind für diese spezielle Aufgabenstellung geeignete Versuchsvorrichtungen und Meßtechniken entwickelt worden. In diesem Kapitel soll eine kurze Übersicht über diese Experimentiertechniken gegeben werden. Besonderes Schwergewicht liegt auf Experimenten mit Dehnrates bis 100 s^{-1} .

Nach dem zweiten Weltkrieg setzte ein starkes Interesse an solchen Hochgeschwindigkeitsversuchen ein. Inzwischen liegen mehrere hundert Veröffentlichungen zu diesem Thema vor. Einen guten Überblick über die Maschinenteknik geben Lindholm /71/ und Nicholas /73/. Außerdem existieren mehrere Übersichtsartikel, die sich hauptsächlich mit Materialgesetzen bei hohen Verformungsgeschwindigkeiten und mit der Ausbreitung plastischer Wellen befassen. Einen Überblick über theoretische und experimentelle Arbeiten auf diesem Gebiet findet man bei Malvern /75/, Zukas /72/ und Meyer /76/. Eine Zusammenfassung der Materialgesetze für große Verformungsgeschwindigkeiten geben Holzer /77/, Campbell /78/, Johnson /79/, Herrman /80/ und Hopkins /81/. Einen historischen Überblick zur Anwendung schnell beanspruchter Metalle findet man bei Rinehart /82/. Eine große Anzahl experimenteller Ergebnisse bei einachsigen schnellen Versuchen haben unter anderem Campbell /78/, Malmberg /83/ und Chin Ho /84/ zusammengetragen. Die Berichte der verschiedenen Konferenzen über Materialverhalten bei hohen Dehngeschwindigkeiten, in denen sich auch mehrere der zuvor zitierten Artikel befinden, haben Shewmon und Zackay /85/, Huffington /86/, Lindholm /87/, Harding /88/, Kawata und Shioiri /89/, Harding /90/, Mescal und Weiss /91/ und Harding /74/ herausgegeben.

Alle Versuche bei hohen Dehngeschwindigkeiten leiden darunter, daß die Massenträgheit und die Wellenausbreitungsphänomene die Spannungs- und Dehnungszustände beeinflussen. Wie sehr sich diese Einflüsse bemerkbar machen, hängt zu einem großen Teil von der Versuchsvorrichtung ab. Lindholm /71/ teilt deshalb den Dehnratenbereich gemäß (Abb. 2.2.1) nach Art der Vorrichtungen auf. Bei quasi-statischen Versuchen (Dehnrates 10^{-5} s^{-1} bis 10^{-1} s^{-1}) wirkt sich die Massenträgheit praktisch nicht aus. Im Bereich "Intermediate Strain-Rate" (Dehnrates 10^{-1} s^{-1} bis 10^2 s^{-1}) kann man die Einflüsse der Trägheit durch geschickte Wahl der Versuchsdurchführung so klein halten, daß der Versuch quasi-statisch betrachtet werden kann. Das bedeutet, daß Wellen und Schwingungen in relativ kurzer Zeit abklingen und dann ein homogener Zustand in der ganzen Anlage herrscht. Solche Versuche werden deshalb in folgenden als homogene Versuche bezeichnet. Bei größeren Dehnraten ist auf eine Theorie der Wellenausbreitung nicht zu verzichten.

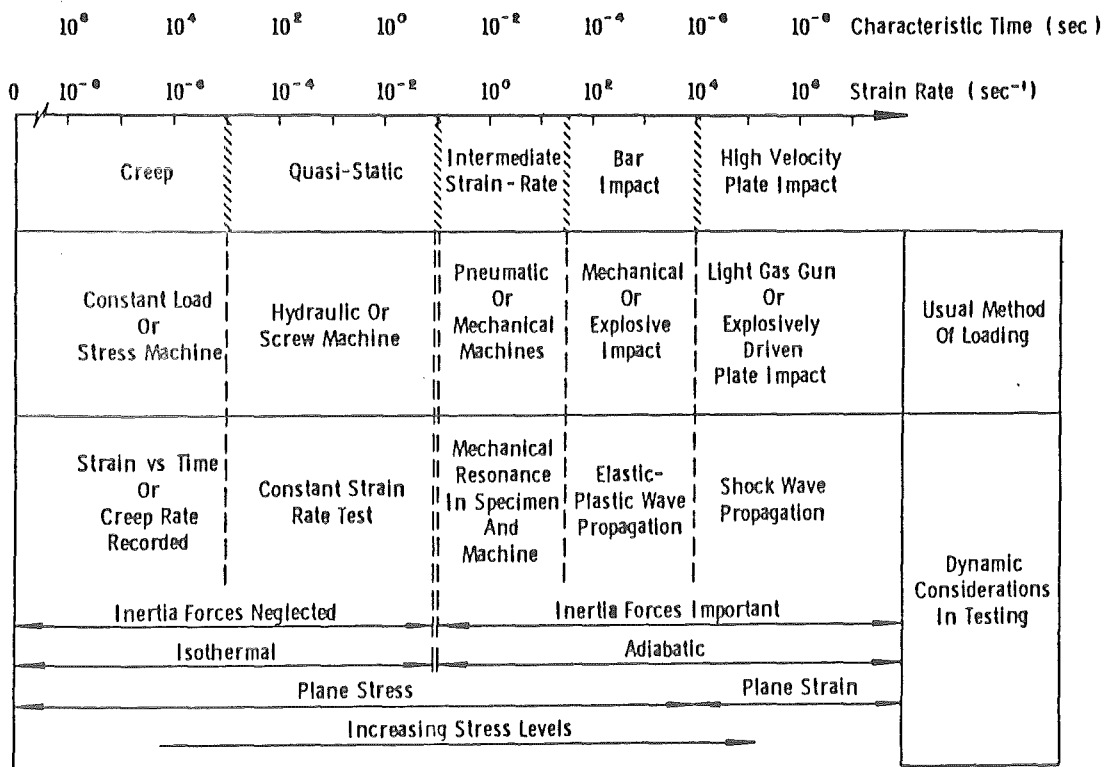


Abb. 2.2.1: Dynamische Aspekte bei der mechanischen Werkstoffprüfung, nach /71/

Ein homogener Versuch hat den Vorteil, daß die mechanische Spannung in der Probe relativ leicht bestimmbar ist. Unter Vernachlässigung von Trägheitskräften wirkt auf eine Kraftmeßdose (KMD) vor der Probe die gleiche Kraft wie auf die Probe selber. Sind die Trägheitskräfte aber nicht mehr vernachlässigbar, so kann von der Meßstelle aus nur mit einer Annahme über die Wellenfortpflanzung auf die Spannung in der Probe geschlossen werden. Besonders interessant erscheint deshalb die Frage, bis zu welchen Dehnraten mit einer geschickt gewählten Versuchsanordnung noch homogene Zugversuche durchgeführt werden können.

In der Literatur findet man folgende Angaben: Nach Lindholm /92/ spielen Wellenausbreitungseffekte in der Probe bis zu Dehngeschwindigkeiten von etwa 50 s^{-1} keine Rolle. Clark /93/ und Bell /94/ dagegen berichten, daß bei vielen Metallen solche Effekte in Versuchen mit Dehngeschwindigkeiten bis zu 10 s^{-1} praktisch keine Rolle spielen, wenn die Probenlänge nur wenige Zentimeter beträgt.

Eine grobe Abschätzung der Zeit, in der Wellenphänomene abklingen, ergibt sich aus der Laufzeit einer Longitudinalwelle durch die ganze Versuchsanlage (vgl. Kap. 2.4.2) /73/. Als Beispiel betrachte man einen schnellen Zugversuch, der mit einer handelsüblichen Zugmaschine durchgeführt werden soll (Abb. 2.2.2): Während der Kolben auf konstante Geschwindigkeit beschleunigt, schließt sich ein Spalt in der Kolbenstange. Erst dann wird die

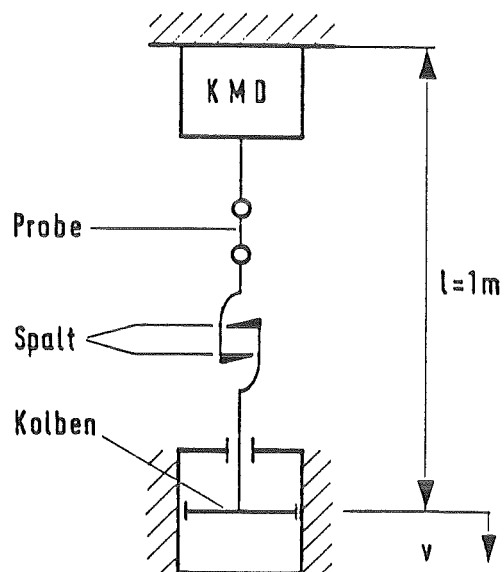


Abb. 2.2.2:

Hochgeschwindigkeitszugmaschine
Normale Zugmaschinen werden teilweise für schnelle Versuche mit einem Spalt versehen, der sich schließt, während der Kolben auf konstante Endgeschwindigkeit beschleunigt wird.

Probe gezogen. Die Probe und das Zuggestänge soll in grober Näherung wie ein elastischer Stab mit konstanter Schallgeschwindigkeit betrachtet werden. Ein Kräfte-Gleichgewicht zwischen Probe und Kraftmeßdose (KMD) tritt frühestens dann auf, wenn die Dehnwelle wenigstens einmal zwischen der Einspannung und dem Kolben hin und her gelaufen ist. Während der Laufzeit

$$t = 2 \ell / c$$

dehnt sich die Probe bei einer mittleren Dehnrate $\dot{\epsilon}$ schon um:

$$\epsilon = 2 \dot{\epsilon} \ell / c \quad (2.2.1)$$

Ein homogener Versuch liegt folglich erst für größere Dehnungen vor. Soll in dem betrachteten Beispiel ab $\epsilon = 0,2 \%$ Dehnung gemessen werden, so gilt mit $\ell = 1 \text{ m}$ (vgl. Abb. 2.2.2) und $c = 5000 \text{ m/s}$ für die mittlere Dehngeschwindigkeit mindestens die Einschränkung nach (2.2.1):

$$\dot{\epsilon} < 5/s$$

Häufig wird diese Mindestforderung bei Experimenten mit handelsüblichen Zugmaschinen nicht beachtet.

Anhand dieses einfachen Modells erkennt man deutlich, daß in einem homogenen Versuch die Abmessungen der Versuchsanlage die zulässige Dehnrate begrenzen. Eine kurze Anlage begünstigt nach Gleichung (2.2.1) die Durchführung schneller Versuche.

2.2.1 Versuche ohne Berücksichtigung der Wellenausbreitung

Den prinzipiellen Aufbau eines normalen Zugversuches zeigt Abb. 2.2.3. Die gleiche Anordnung kann man auch für schnelle Versuche verwenden, wenn die Wellenausbreitung vernachlässigbar ist (homogene Versuche).

Nach der Art der Belastungserzeugung kann man unterscheiden zwischen Vorrichtungen, in denen nach Überbrückung eines freien Weges die Belastung durch Stoß aufgeprägt wird (Anlage mit Anschlag), und Vorrichtungen, deren gezogenes Probenende fest mit einem Kolben verbunden ist, der bei Versuchsbeginn beschleunigt wird (Anlage ohne Anschlag).

Zu den Anlagen mit Anschlag gehören die Fallgewichts-Vorrichtungen, Pendelschlaghämmer und die Rotationsschlagwerke (Abb. 2.2.4). Meyer /76, 95/ gibt einen Überblick, welche Dehnraten mit diesen Maschinen zu erreichen sind.

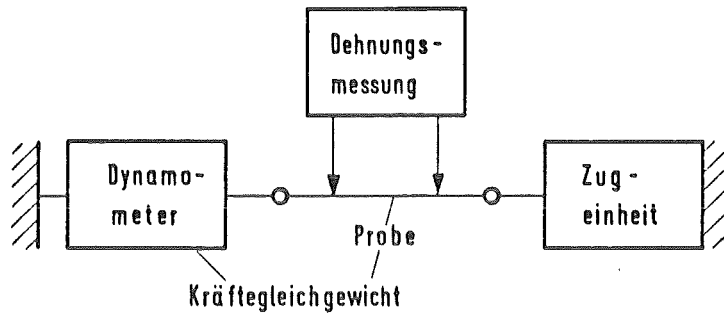
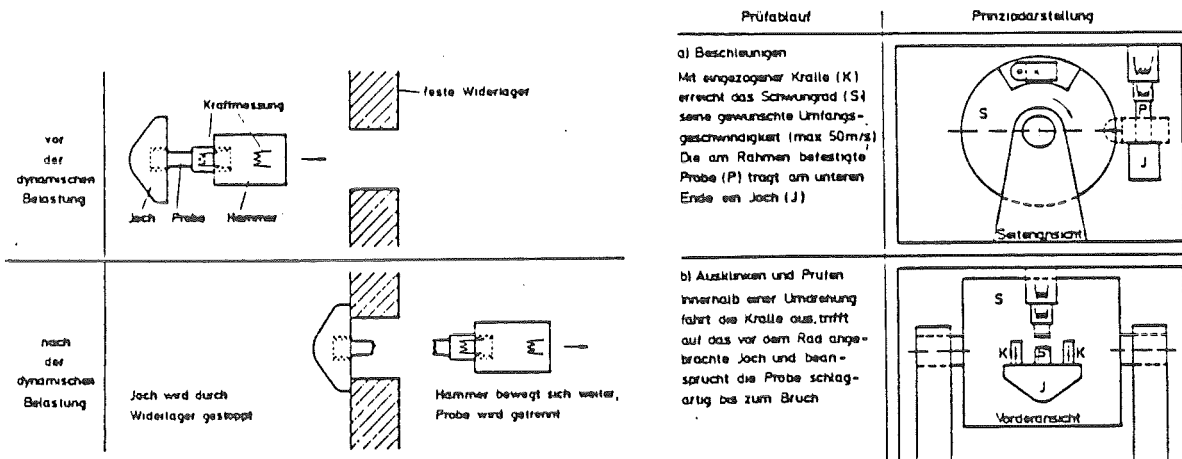


Abb. 2.2.3: Prinzipieller Aufbau eines homogenen Zugversuchs.

Es herrscht Kräftegleichgewicht zwischen Probe und Dynamometer, so daß die Probenspannung direkt aus der Kraftmessung bestimmt werden kann.



a) Funktionsprinzip des Pendelschlagwerkes

b) Rotationsschlagwerk

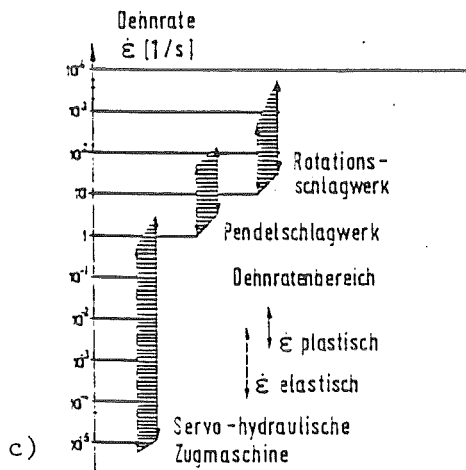


Abb. 2.2.4:

Dynamische Zugversuche mit einem Pendelschlagwerk a) und einem Rotationsschlagwerk b) (schematische Darstellung).

Erreichbare Dehnraten: c)

(aus /76, 95/)

Der Nachteil all dieser offenen Anlagen liegt in der sprungartigen Belastung beim Auftreffen des Hammers. Die steilen Wellenfronten klingen langsamer ab als flache Pulse und verzögern den homogenen Zustand. Meyer /76/ verwendet deshalb beim Pendel- und Rotationsschlagwerk ein Dämpfer-Element am Widerlager, das "die optimale Steuerung des zeitlichen Lastanstieges ermöglicht". Der Vorteil der offenen Anlagen zeigt sich in der kompakten, kurzen Bauweise, die sehr schnelle Versuche erst ermöglicht.

Bei geschlossenen Anlagen, deren Proben fest mit einem Kolben verbunden sind, dient als Antriebsmedium meist ein Fluid. Im einfachsten Fall wird der Kolben durch ein plötzlich einströmendes Gas (Dorsey /96/) oder durch eine Sprengladung (Austin /97/, Krafft /98/, Isozaki /99/) beschleunigt. Die Dehnrates wird bei diesen Versuchen wesentlich durch das Verhalten der Probe mitbestimmt. Sie ist in der Regel während des Versuchs nicht konstant.

Eine Möglichkeit, die Kolbengeschwindigkeit zu steuern, beschreibt Krafft /98/ (Abb. 2.2.5). Die Druckkraft auf die Oberseite des Kolbens ist wesentlich größer als der Probenwiderstand, so daß nach einer kurzen Einschwingphase fast die ganze Druckenergie zur Beschleunigung des Steuermediums durch die Düse dient. Es stellt sich dann im Steuermedium ein konstanter Druck, eine konstante Ausströmgeschwindigkeit und somit konstante Kolbengeschwindigkeit ein. Die verstellbare Steuerdüse reguliert die Kolbengeschwindigkeit, die durch das Verhalten der Probe nur noch wenig beeinflußt wird. Ein einfaches Modell zur rechnerischen Beschreibung dieses Versuchs wird im Kap. 2.4.1 besprochen.

Die ersten schnellen Versuche mit dieser Experimentiertechnik veröffentlichten Marsh und Campbell 1963 /100/. Allerdings wird entgegen der Voraussetzung der größere Teil der Druckkraft auf den Kolben zur Probendeformation und nicht zur Beschleunigung des Steuermediums verwendet. Deshalb hat in dieser Anlage die Probe noch einen wesentlichen Einfluß auf die Kolbengeschwindigkeit. Während der Versuchszeit stellt sich keine konstante Geschwindigkeit ein.

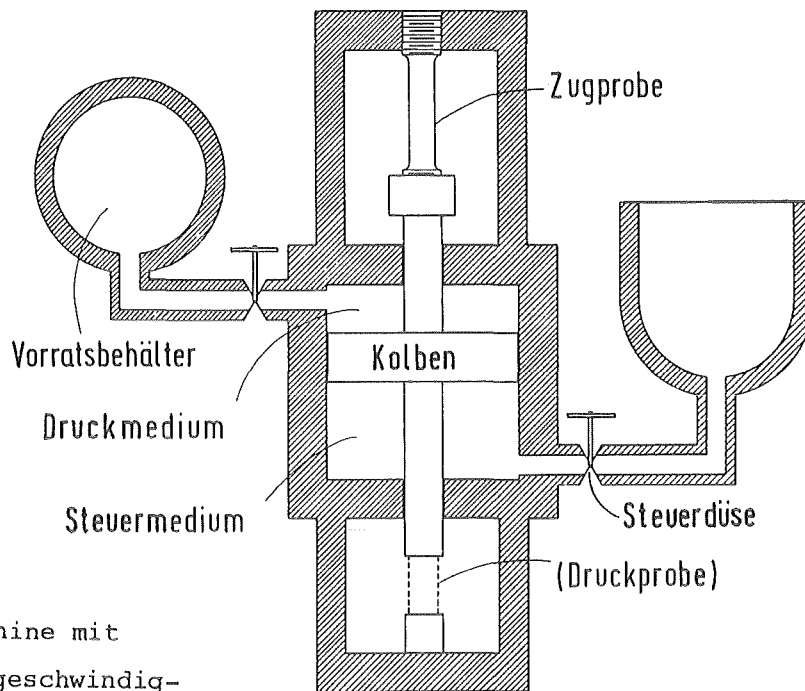


Abb. 2.2.5:
Dynamische Zugmaschine mit
gesteuerter Kolbengeschwindig-
keit (aus /98/)

Eine Weiterentwicklung der Maschine von Campbell und Marsh beschreiben 1967 Cooper und Campbell /101/. Die Vorrichtung wird jetzt für Zug- und Druckversuche bis zu Dehnraten von 100 s^{-1} verwendet. Das Druckmedium ist Öl. Eine konstante Dehnrade wird nach ca. 2 ms erreicht. Bei den schnellsten Versuchen hat die Probe dann schon eine Dehnung von ca. 10 %, so daß die Anlage erst für sehr große Deformationen gut interpretierbare Ergebnisse liefert.

Maschinen vom ähnlichen Typ werden 1966 von Maiden und Green /102/ für Druckproben und 1967 von Lindholm und Yeakley /103/ für Rohrproben unter Zug und Torsion vorgestellt. Beide genannten Anlagen verwenden komprimiertes Gas als Druck- und Steuermedium. Gas als Druckmedium hat den Vorteil, daß wegen der hohen Kompressibilität schon bei kleinem Vorratsbehälter der Druck auf den Kolben fast konstant bleibt. Beim Steuermedium führt die hohe Kompressibilität aber zu einer nicht mehr konstanten Kolbengeschwindigkeit. Es stellt sich eher eine konstante Spannungsrate ein. Deshalb ist für weggesteuerte Versuche eine Flüssigkeit als Steuermedium besser geeignet.

Eine hydro-pneumatische Maschine für Versuche mit konstanter Dehngeschwindigkeit, die Gas als Druck- und Flüssigkeit als Steuermedium verwendet, stellen 1977 Albertini und Montagnani /104/ vor (Abb. 2.2.6). Im Zeitdiagramm der Kolbenverschiebung erkennt man, daß sich eine konstante Geschwindigkeit erst nach ca. 8 ms einstellt. Die Probe ist dann schon um 10 % gedehnt, so daß bei der angegebenen Dehnrates (15 s^{-1}) die Einschwingvorgänge noch bis zu relativ großen Dehnungen eine wichtige Rolle spielen. Genauere Aussagen darüber können dem Bericht aber nicht entnommen werden.

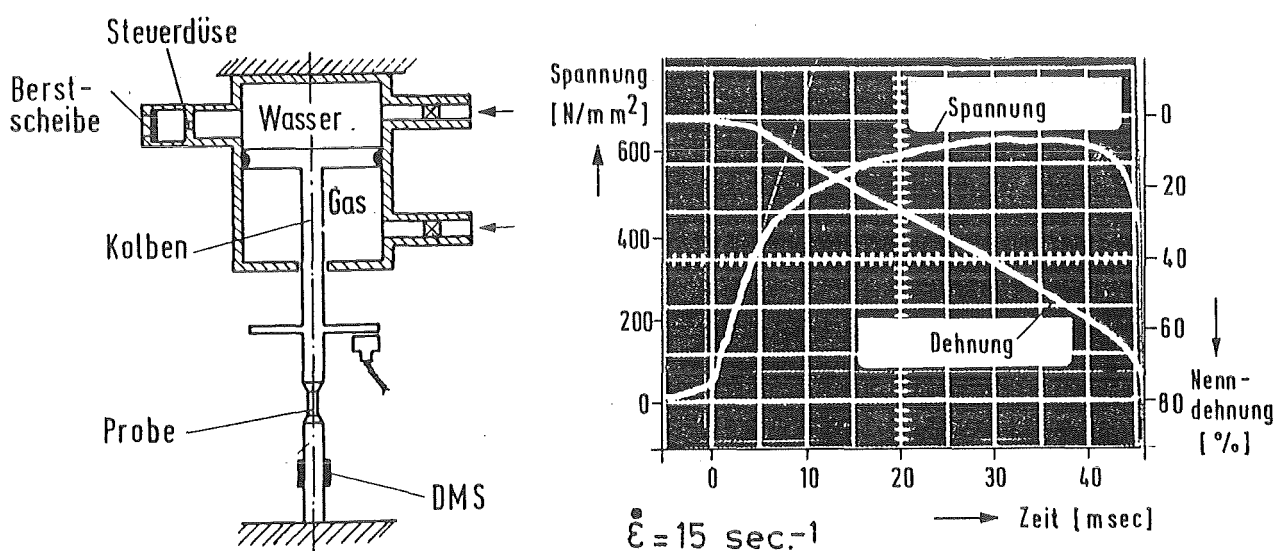


Abb. 2.2.6: Hydropneumatische Zugmaschine mit gesteuerter Kolbengeschwindigkeit (aus /104/)

- a) Prinzipskizze der Versuchsanlage
- b) Meßkurven der Spannung und der Kolbenverschiebung.

Die Verschiebung ist mit der Probenlänge auf die Nenndehnung umgerechnet.

Die Kraftmessung geschieht in allen hier genannten Prüfmaschinen über ein sich rein elastisch verformendes Meßglied zwischen Probe und Widerlager. An ihm wird die Dehnung mit Dehnungsmeßstreifen (DMS) gemessen. Mit dem Elastizitätsmodul wird dann auf die Spannung im Meßglied und mit der Annahme eines statischen Gleichgewichtes auf die Spannung in der Probe geschlossen.

Die Dehnung in der Probe wird von Meyer /76/ mit DMS gemessen, die auf die Probe geklebt sind. Clark und Wood /105/ benutzen ein auf die Probe geklemmtes Extensometer. Lindholm und Yeakley /103/, Marsh, Cooper, Campbell /100, 101/ und Krafft /98/ verwenden ebenfalls Extensometer, die aber die Verschiebung der Einspannbacken messen. Austin /97/, Albertini /104/ und Isozaki /99/ registrieren den Kolbenweg und schließen daraus auf die Proben-
bendehnung.

Wird die Dehnung nicht direkt auf der Probe gemessen, sondern die Verschiebung der Einspannbacken oder gar des Kolben, so muß die Steifigkeit und die Plastifizierung der Probensultern berücksichtigt werden. Das erschwert die Auswertung erheblich und erhöht die Unsicherheit bei den Meßergebnissen.

Eine zuverlässige Dehnungsmessung ergibt sich nur, wenn direkt im zylindrischen Bereich der Probe gemessen wird, wie es Meyer /76/ und Clark, Wood /105/ beschreiben. DMS haben dabei den Nachteil, daß bei Raumtemperatur nur Dehnungen bis 20 % meßbar sind. Bei höheren Temperaturen bereitet die Klebeverbindung Schwierigkeiten. Ein Extensometer, wie es Clark, Wood /105/ benutzen, ist hingegen für beliebig große Dehnungen auch bei hohen Temperaturen einsetzbar. Die Verschiebung zweier auf die Proben geklemmter Schneiden wird dabei über einen Hebelmechanismus gemessen. Nachteilig bei diesem Verfahren sind die Trägheitskräfte der bewegten Hebel im schnellen Versuch.

2.2.2 Versuche mit Berücksichtigung der Wellenausbreitung

In den vorangegangenen Betrachtungen wird deutlich, daß die Anlage für homogene Versuche um so kleiner sein muß, je höher die Dehnraten sind. Konstruktiv bedingt hat die Probe und die Kraftmeßstelle aber eine Mindestgröße, so daß der Dehnraten-Bereich der homogenen Versuche begrenzt ist.

Bei höheren Geschwindigkeiten müssen im Gegensatz zu den homogenen Versuchen die Ausbreitung, Reflexion und Wechselwirkung elastisch-plastischer Wellen berücksichtigt werden. Das ist mathematisch sehr aufwendig und erfordert auch zusätzliche Annahmen und Näherungen. Insbesondere muß ein

Stoffgesetz angenommen werden, das dann rückwirkend durch das Experiment zu überprüfen ist.

Aufgrund der meßtechnischen Anforderungen und der Interpretationsschwierigkeiten bei ausgesprochenen Wellenausbreitungsexperimenten, hat eine einfachere Versuchstechnik, die Split-Hopkinson-Bar-Anordnung, eine breite Anwendung gefunden /71/. Auf sie soll deshalb stellvertretend für alle Versuchsvorrichtungen bei sehr hohen Dehnraten eingegangen werden. In der Split-Hopkinson-Bar-Anordnung (Abb. 2.2.7) wird die kurze Probe zwischen zwei elastischen Stäben angebracht. Bei Druckproben sind die Stirnflächen der Probe und der Stäbe planparallel gearbeitet und mit einem Schmiermittel versehen, um die durch Reibung entstehenden radialen Scherspannungen an den Berührungsflächen zu mindern; die Probe wird dann durch eine leichte Vorspannung zwischen den Stäben gehalten. Ein Spannungspuls wird nun durch eine aufschlagende Masse (Abb. 2.2.7) oder durch eine explosive Belastung erzeugt. Er läuft als elastische Welle durch den Aufnehmerstab und wird an der Trennfläche (1) teilweise reflektiert und teilweise transmittiert. Der in die Probe übertragene Puls durchläuft sie und wird dann an der zweiten Trennfläche (2) reflektiert und transmittiert.

Ist die Laufzeit der Wellen durch die Probe klein, treten rasch viele sich überlagernde Reflexionen auf, die zu einem nahezu homogenen Spannungszustand in der Probe führen. Diese Homogenitäts-Annahme ist die unumgänglich notwendige Voraussetzung für die Auswertung von Experimenten mit dem Split-Hopkinson-Bar. Genau genommen ist diese Technik also auch nur eine Ausweitung der quasi-statischen und homogenen Versuche, weil von einer homogenen Spannungsverteilung in der Probe ausgegangen wird. Man kann allerdings auf eine Kraftmeßdose, die mit der Probe im Kräftegleichgewicht steht, verzichten, da die Kräfte über eine elastische Wellentheorie berechnet werden.

Dazu wird in hinreichendem und gleichem Abstand von der Probe der ankommende Dehnungspuls \mathcal{E}_I , der an der Trennfläche (1) reflektierte Puls \mathcal{E}_R und der transmittierten Puls \mathcal{E}_T gemessen (Abb. 2.2.7). Der ankommende Puls \mathcal{E}_I kann unabhängig von dem reflektierten \mathcal{E}_R registriert werden, wenn die Länge des Pulses \mathcal{E}_I kleiner ist als der Abstand zwischen der Meßstelle

und der Trennfläche (1). Da die beiden pulsübertragenden Stäbe sich voraussetzungsgemäß nur elastisch verformen und ihr Durchmesser hinreichend klein ist, kann die einfache eindimensionale Theorie der Ausbreitung elastischer Longitudinalwellen benutzt werden, um aus diesen Messungen die Verschiebungen, die Geschwindigkeiten und die Kräfte an den Trennflächen (1) und (2) zu bestimmen. Aus diesen Größen wird dann, Gleichgewicht in der Probe vorausgesetzt, die Probendehnung und Spannung geschätzt.

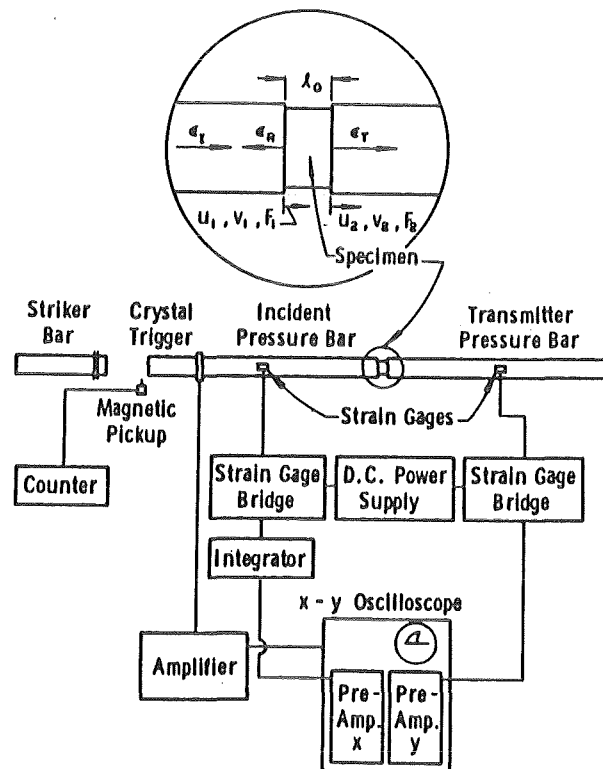


Abb. 2.2.7: Split-Hopkinson-Bar und Instrumentation (aus /71/)

Die Hypothese eines homogenen Deformationszustandes in der Probe wurde vielfach theoretisch und experimentell überprüft. Während Lindholm /71/ mehrere experimentelle Bestätigungen der Annahme beschreibt, stellt Conn /106/ aufgrund theoretischer Überlegungen die Homogenität in Frage. Berücksichtigt man die Wellenlaufzeit in der Probe, bestimmt nach Gleichung (2.2.1) die Probenlänge, die jetzt der Größe l entspricht, die maximal zulässige Dehnrates. Soll deshalb mit einer $l = 5 \text{ mm}$ langen Probe ab $\dot{\epsilon} = 0,2 \%$ Dehnung gemessen werden, gilt mit (2.2.1) und $c = 5000 \text{ m/s}$ mindestens die Einschränkung:

$$\dot{\epsilon} < 10^3 / s$$

Im Gegensatz zu dieser Mindestforderung (nur eine Wellenreflexion!) sind in Versuchen mit dem Split-Hopkinson-Bar Dehnraten bis 10^4 s^{-1} mit 5 mm langen Proben /107, 108/ und Versuche mit $3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ Dehnraten bei 2,25 mm langen Proben /109/ gebräuchlich. Interessant sind auch Versuche von Bell /110/ an Aluminium-Proben, deren Dehnung er mit Hilfe der diffraction-grating-Methode direkt auf der Probenoberfläche mißt. Im Dehnungs-Zeit-Diagramm können Schwingungen erkannt werden, die auf Wellen Reflexionen schließen lassen. Die Schwingungen klingen erst nach $100 \mu\text{s}$ bei 1 % Probendehnung ab. Die Dehnraten betragen dann noch in den genannten Versuchen ca. 80 s^{-1} . Die Untersuchungen von Bell deuten also darauf hin, daß über wesentliche Phasen in üblichen Versuchen mit dem Split-Hopkinson-Bar zwischen der mittleren und der lokalen Dehnung in der Probe ein merkbarer Unterschied besteht. Trotz der weiten Verbreitung dieser Experimentiertechnik müssen deshalb die Ergebnisse speziell bei hohen Dehnraten (10^3 s^{-1}) mit Vorsicht angewandt werden.

Noch höhere Dehnraten erhält man bei Druckversuchen mit Platten-Stoß-Experimenten. Sie sind der Split-Hopkinson-Bar-Anordnung eng verwandt. Die Proben sind jedoch dünne Folien, in denen sich die Druckwellen in der Dicke schnell ausgleichen. Die verwendete Wellenausbreitungstheorie gilt dann aber für eindimensionalen Dehnungszustand und nicht mehr für eindimensionalen Spannungszustand wie in den Hopkinson-Bars. Auf diese Versuche sei hier nicht näher eingegangen.

2.2.3 Schlußfolgerungen

Wie in den vorausgegangenen Abschnitten dargelegt, haben schon mehrfach Experimentatoren Versuchsanlagen für hohe Dehnraten entwickelt. Viele dieser Anlagen weisen in dem verwendeten Geschwindigkeitsbereich Mängel auf. Insbesondere bleibt häufig die Dehnraten als wesentlicher Versuchsparameter nicht konstant, oder sie erreicht erst zum Ende des Versuchs einen nahezu konstanten Wert. Um eine sinnvolle Meßdatenauswertung zu gewährleisten, muß

weiterhin in allen Fällen wenigstens in der Probe ein homogener Zustand vorausgesetzt werden. Homogenität tritt je nach Konstruktion der Versuchsstrecke erst nach einer Einschwingzeit auf, die wesentlich kleiner als die Versuchszeit sein sollte. In einigen bekannten Experimenten ist das aber nicht erfüllt.

Zur Durchführung der geplanten Zugversuche mit Dehnraten bis 30 s^{-1} sind handelsübliche, quasi-statische Zugmaschinen wenig geeignet. Die großen geometrischen Abmessungen führen zu langen Einschwingzeiten. Deshalb ist bei den geforderten hohen Dehnraten und den interessierenden, relativ kleinen Dehnungen, bei denen schon gemessen werden soll, eine zuverlässige Bestimmung der Zugkraft in der Probe nicht gewährleistet. Die Split-Hopkinson-Bar-Technik erscheint ebenfalls ungeeignet, da sie nur schnelle Versuche ermöglicht. Langsame Versuche sind aber gemäß Kap. 2.1 auch sehr wünschenswert, um Vergleiche zu bisher bekannten Meßergebnissen zu ziehen.

Bei den homogenen Versuchen bietet sich vor allem eine Anlage ohne Anschlag an, wie sie von Albertini und Montagnani /104/ entwickelt wurde. Sie kann sowohl wie eine handelsübliche Zugmaschine verwendet werden, erlaubt aber auch schnelle Versuche, vorausgesetzt, sie ist klein genug gebaut. Mit den bisher besprochenen Anlagen dieses Typs wurden schon Zugversuche durchgeführt, mit Dehnraten, die - abgesehen vom überlagerten US - im geforderten Parameterbereich liegen. Trotzdem sind sie in der derzeitigen Form noch nicht geeignet, da ihre Einschwingvorgänge bei kleinen Dehnungen, die besonders interessieren, noch eine wesentliche Rolle spielen. Deshalb soll bei der Neuentwicklung vor allem die Einschwingzeit des Kolbens verkürzt werden, damit schon bei kleinen Dehnungen eine konstante Dehnrade erreicht wird.

Die Probendeformation sollte nicht wie bei Albertini /104/ aus der Kolbenverschiebung berechnet werden, da dabei erhebliche Unsicherheiten auftreten. Auch die Dehnungsmessung mit einem Extensometer ist nicht möglich, da es die zusätzlich aufzuprägenden US-Schwingungen stark beeinflusst. DMS können hingegen eingesetzt werden, da die Versuche bei Raumtemperatur ablaufen und nur Dehnungen bis ca. 5 % interessieren.

2.3 Funktionsbeschreibung der neu entwickelten Versuchsanlage

Zur Durchführung der schnellen Zugversuche mit überlagerten Oszillationen wurde eine dynamische Zugmaschine entwickelt, die die oben spezifizierten Forderungen erfüllt. Diese Vorrichtung ermöglicht Versuche an Stählen bei Raumtemperatur unter näherungsweise konstanter Dehngeschwindigkeit im Bereich von $3 \cdot 10^{-3} \% s^{-1}$ bis $3000 \% s^{-1}$. Gleichzeitig kann die Probe mit 40 kHz Ultraschall(US)-Longitudinalschwingungen belastet werden. Die Schwingungen erzeugen der monotonen Dehnung überlagerte Oszillationen (vgl. Abb. 2.3.1) bis zu einer Amplitude von maximal $0,2 \text{ }^{\circ}/\infty$. Die maximale Dehnungsamplitude entspricht im elastischen Fall einer mechanischen Spannung von etwa 40 N/mm^2 und einer Schallintensität von etwa 20 W/mm^2 .

Gemessen wird die Dehnung einschließlich der Ultraschallzyklen auf der Probenoberfläche. Die mechanische Spannung in der Probe wird indirekt bestimmt, ohne die Schwingungen aufzulösen. Stichprobenweise wird auch die Probentemperatur registriert.

Den schematischen Versuchsaufbau zeigt Abb. 2.3.2. Während des Versuches zieht ein Kolben, von komprimiertem Stickstoff angetrieben, das rechte Probenende mit nahezu konstanter Geschwindigkeit. Vor Versuchsbeginn verhindert der Gegendruck in der Ölkammer die Kolbenbewegung. Die Ruhestellung und damit die Vorspannung der Probe wird durch fein dosierte Zu- oder Abfuhr von Öl justiert. Nach dem Zerschlagen einer Berstmembran strömt das Öl durch eine Düse aus und gibt den Kolben frei. Die gesamte Druckkraft des komprimierten Gases ist wesentlich größer als der Probenwiderstand, so daß fast die ganze Druckenergie zur Beschleunigung des Öls durch die Düse dient. Nach einer kurzen Einschwingphase stellt sich deshalb ein konstanter Öldruck, eine konstante Öl-Ausströmgeschwindigkeit und somit eine konstante Kolbengeschwindigkeit ein. Kleine Änderungen ergeben sich, da der Probenwiderstand, der von der augenblicklichen Dehnung abhängt, nicht vollkommen vernachlässigbar ist und da der Gasdruck während des Versuches etwas abfällt. Dies führt zu einer Kolbengeschwindigkeit, die sich nur um maximal 5 % ändert.

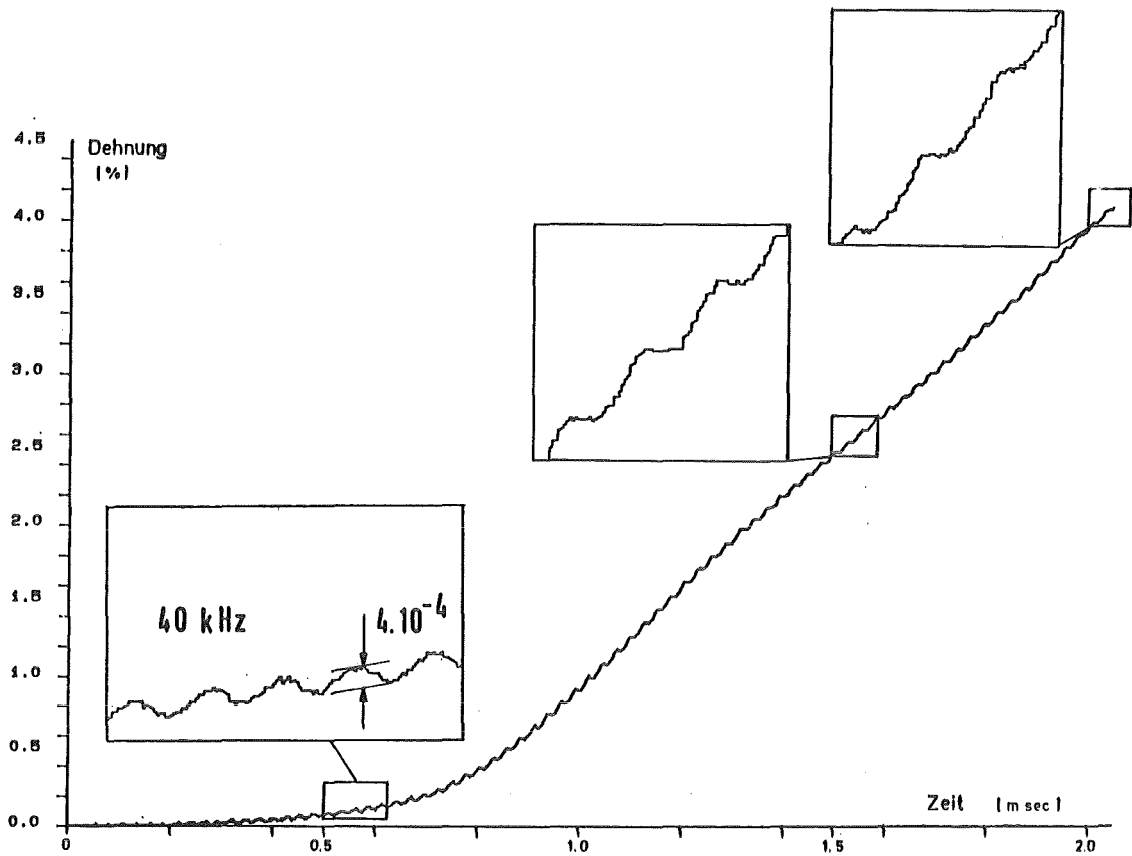


Abb. 2.3.1: Die gemessene Probendehnung im Zugversuch mit überlagertem Ultraschall. (Dehnrates: 30 s^{-1})

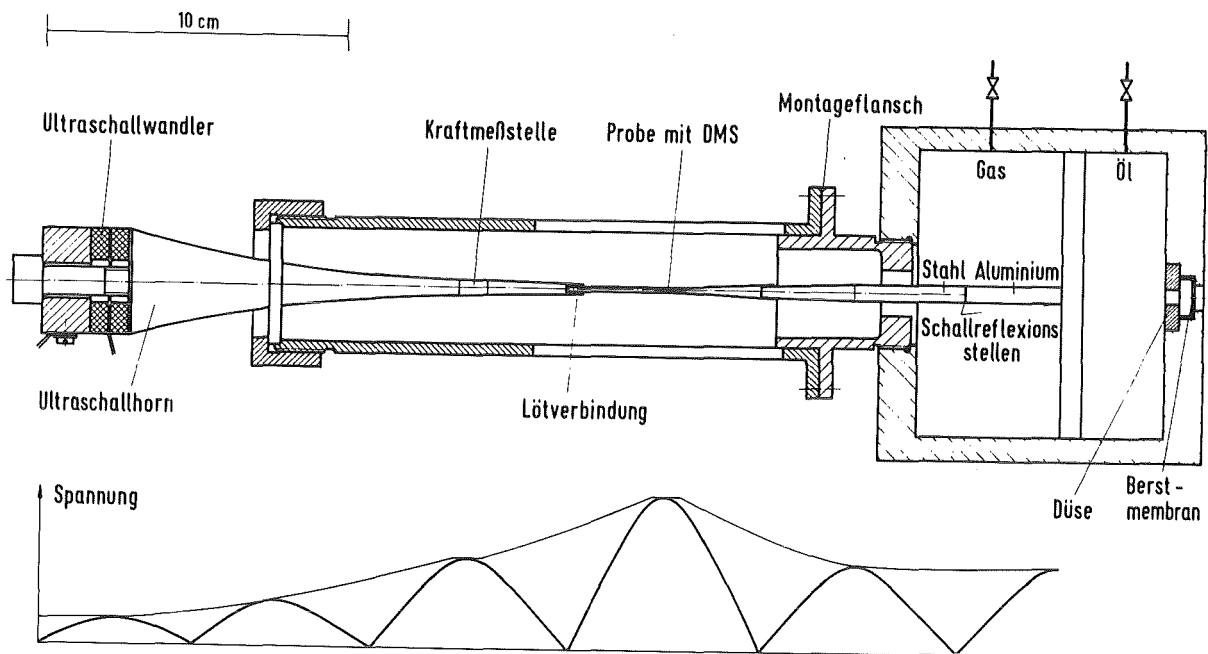


Abb. 2.3.2: Schematischer Versuchsaufbau (oben),
Verteilung der stehenden US-Wellen in der Anlage (unten)

Die überlagerten US-Schwingungen erzeugen zwei Piezokeramikscheiben (Ultraschallwandler). Bei angelegter elektrischer Wechselspannung dehnen sie sich zyklisch aus. Die Schallwellen leitet ein Ultraschallhorn verstärkend in die Probe. Sie durchlaufen die Probe, die Kolbenstange und werden schließlich an einer Stahl-Aluminium Diffusionsschweißnaht reflektiert. Da die akustische Impedanz des Aluminiums wesentlich kleiner als die des Stahls ist, liegt eine Reflexion ähnlich der am losen Ende vor. Ankommende und reflektierte Wellen interferieren und bilden stehende Wellen (Abb. 2.3.2). Dabei liegt die Probe in einem Spannungsbauch. Mit 10 mm aktiver Länge ist sie so klein im Vergleich zur Wellenlänge des Ultraschalls, daß ein nahezu homogener Spannungszustand in ihr herrscht. Die Probenschultern sind sehr gestreckt, um eine gute Ultraschallübertragung zu gewährleisten. Es handelt sich um Flachproben (Abb.2.3.3), die aus Blechen des interessierenden Materials gefertigt sind.

Die Proben greifen in Doppellaschen-Verbindungen, die mit Silber-Weichlot gefügt werden. Es treten im Gegensatz zu formschlüssigen Probeneinspannungen keine großen Querschnittssprünge oder Massenanhäufungen auf, die zu Reflexionen der Schallwellen führen.

Einige konstruktive Besonderheiten zeigt die Konstruktionszeichnung Abb. 2.3.4. Man erkennt Ultraschallhorn, Probe und Kolbenstange wieder. Der Kolben selber hat die Form eines Hohlkegels, an dessen innerem Boden die Kolbenstange sitzt. Mit der Bohrung greift er über seine Führung am Gehäuse. Hier und am Außendurchmesser befinden sich die Kolbendichtungen für die ringförmige Gasdruckkammer. Durch diese Platzierung behindern sie nicht durch Reibung die gewünschten US-Schwingungen in der Kolbenstange. Zylinderdeckel und Kolben sind sehr massiv ausgeführt, damit keine niedrig liegenden Eigenfrequenzen der Teile den Versuch stören. Die Bruchmembran besteht aus einem "Glashut", der mit einem Meißel abgeschlagen wird. Ein Beschleunigungsaufnehmer am Meißel startet die Meßwertaufzeichnungen und die Beschallung.

Die Probe muß beim Verlöten gut zentriert werden, um Biegespannungen zu vermeiden. Die Zentriervorrichtung zeigt Abb. 2.3.5. Die Probe wird zwischen zwei Platten gespannt und mit zwei Zentrierscheiben in der Anlage geführt. Vor Versuchsbeginn wird die ganze Vorrichtung wieder entfernt.

Die wesentlichen Daten der Anlage sind in der Tabelle 2.3.6 angegeben.

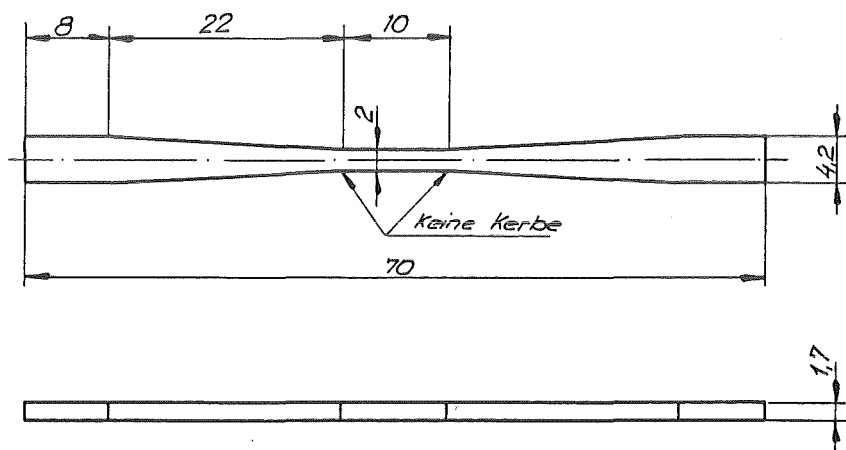


Abb. 2.3.3: Die Zugproben aus rostfreiem, austenitischem Stahl (Typ 321)

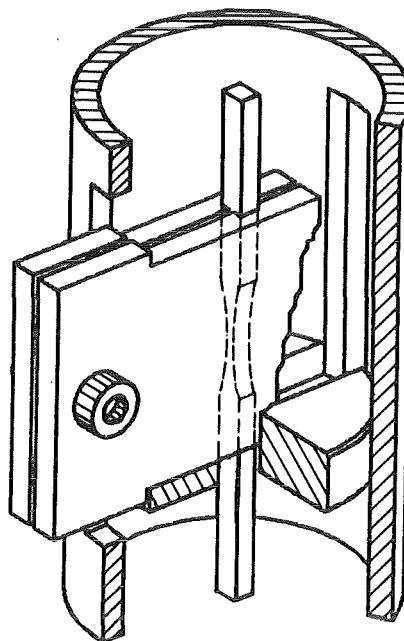


Abb. 2.3.5:
Zentriervorrichtung der Probe
beim Verlöten

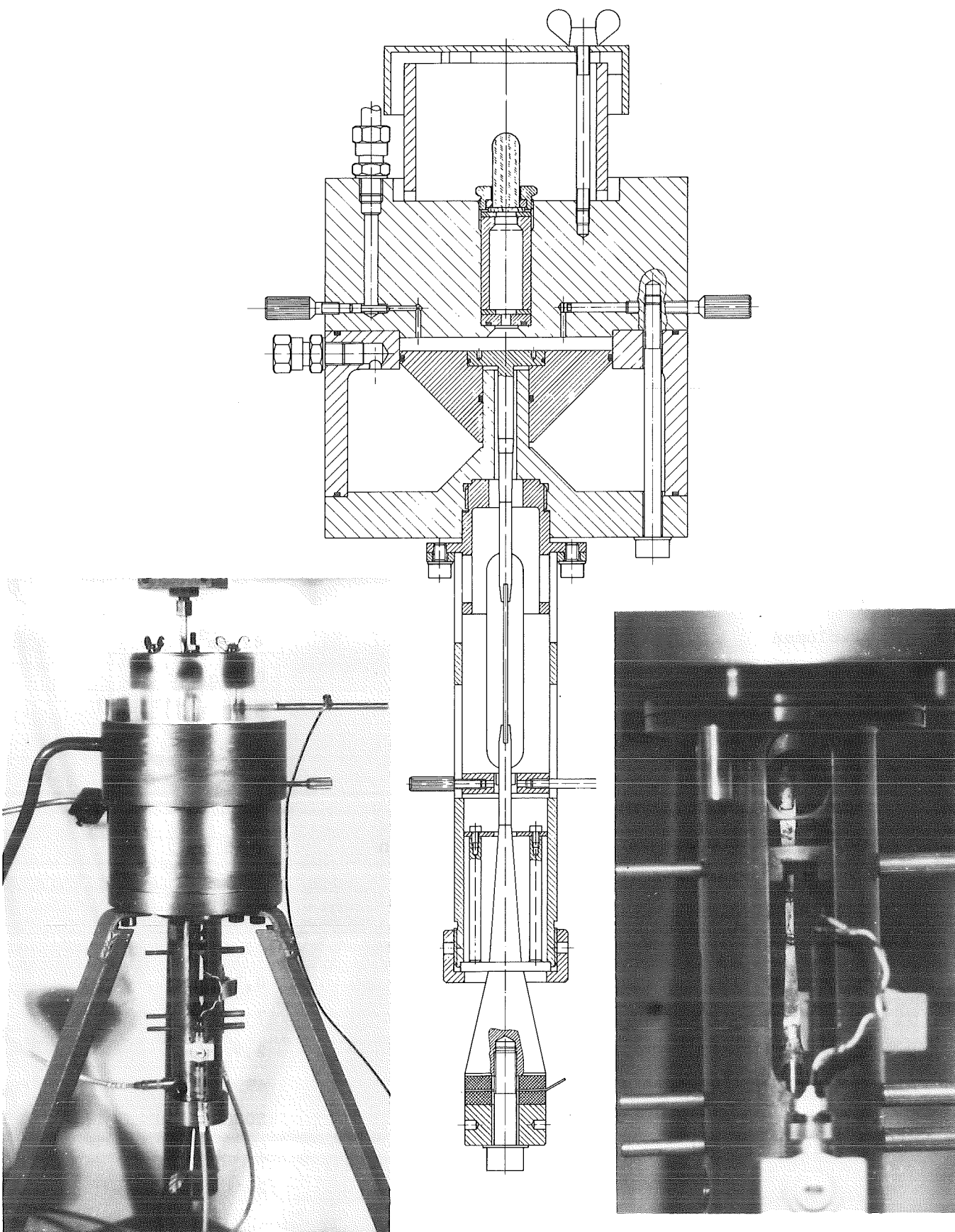


Abb. 2.3.4: Vorrichtung für Zugversuche mit und ohne überlagerten Oszillationen im Dehnratenbereich $3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bis 30 s^{-1} (Bild links), rechts ein Ausschnitt mit der Zugprobe

Tab. 2.3.6: Wesentliche Daten der Versuchsanlage

Geometrie:

Hauptabmessungen der Zugvorrichtung	Ø 220 mm x 520 mm
mit Ständer	Ø 550 mm x 650 mm
Strecke zwischen Kolben und Widerlager	264 mm
max. Durchmesser des US-Horns	Ø 35 mm
Durchmesser des US-Horns an der Kraftmeßstelle	Ø 5,5 mm
Fügefläche der Lötverbindung (Scherbeanspruchung)	69,2 mm ²

Kolben:

Kolbendurchmesser	Ø 94 mm
Kolbenhub	6 mm
Kolbenmasse	300 g

Gasdruckkammer:

Gasvolumen	0,7 l
Gas-Druck	10 bar
Druckfläche auf den Kolben	6,6 cm ²

Ölkammer:

Ölvolumen	43 cm ²
Öl-Dichte	0,7 g/cm ³
Öl-Kompressibilität	50 · 10 ⁻¹¹ Pa ⁻¹
Druckfläche auf den Kolben	7 cm ²

US-Wandler:

Außendurchmesser der Piezokeramikscheiben	Ø 35 mm
Bohrungsdurchmesser der Piezokeramikscheiben	Ø 15 mm
Fläche der Piezokeramikscheiben	250 mm ²
Dicke einer Piezokeramikscheibe	6 mm

Materialdaten:

Dichte des Öls	0,7 g/cm ³
des US-Horns	7 g/cm ³
des Al-Kolbens	2,7 g/cm ³
Schallgeschwindigkeit im US-Horn	4995 m/s
im Aluminium	5050 m/s
Elastizitätsmodul des US-Horns	2 · 10 ⁵ N/mm ²
der Proben	2 · 10 ⁵ N/mm ²

Außer dem dargelegten Funktionsprinzip werden zur Dimensionierung der Anlage und zur Interpretation der Meßergebnisse auch Modellvorstellungen des Versuchsaufbaus benötigt. Mit diesen Modellen können die Fähigkeiten und Grenzen des Versuchs und somit die Vertrauenswürdigkeit der Meßergebnisse ermittelt werden. Da es sich hier um einen Versuchstyp handelt, für den wenig Erfahrung vorliegt, ist es nicht sinnvoll, ein kompliziertes, unübersichtliches Modell zu entwickeln, das die Anlage detailliert beschreibt. Es werden vielmehr einzelne kritische Stellen herausgegriffen und mit einem einfachen, übersichtlichen Modell beschrieben. Damit können dann Verbesserungen des Versuchsaufbaus vorgeschlagen werden.

Die ganze Experimentiertechnik besteht aus drei Problemkreisen, die weitgehend unabhängig voneinander betrachtet werden können. Ein Teilaspekt ist die Zugmaschine, die in sehr kurzen Zeiten eine konstant bleibende Dehnrates in der Probe erzeugt. Gleichzeitig emittiert ein Ultraschallwandler Schallwellen in die Probe. Der zweite Teilaspekt behandelt die Frage, wie sich diese Wellen ausbreiten und in welcher Zeit und Form sich stationäre stehende Wellen bilden. Die Verteilung der Schwingungsknoten ist für die Positionierung der Probe und für die Amplitudenbestimmung wichtig. Der dritte Teilaspekt ist die Meßtechnik, die speziell auch für kurze Versuchszeiten zuverlässige Meßdaten liefern soll. Die genannten Problemkreise werden in den folgenden Kapiteln eingehender behandelt.

2.4 Die Zugvorrichtung der Versuchsanlage

Ein wesentlicher Teil der Anlagen-Entwicklung bestand in der Konstruktion der schnellen Zugvorrichtung. Bei abgeschaltetem US soll sie schwingungsarme Versuche ermöglichen, die zuverlässige Meßdaten schon für einige Promilles Probendehnung liefern. Die Hauptprobleme liegen in der Einschwingzeit und in der Konstanz der Dehnrates. Die Einschwingzeit wird durch die Beschleunigung des Kolbens auf konstante Endgeschwindigkeit und durch das Abklingen der Wellenausbreitungsphänomene in der ganzen Anlage bestimmt. Es wurden deshalb zwei einfache Rechen-Modelle zum Einschwingverhalten des Kolbens und zur Wellenausbreitung im Versuchsaufbau entwickelt, die die Grenzen des Versuchsprinzips aufzeigen.

2.4.1 Das Einschwingen des Kolbens

Das folgende, stark vereinfachte Modell beschreibt näherungsweise die Einschwingphase des Kolbens (Abb. 2.4.1): Auf den starren, reibungsfrei gelagerten Kolben der Masse m , Fläche A_k und Geschwindigkeit v_k wirkt ein konstanter Druck p_G . Er treibt mit dem Druck p_k eine linear kompressible Flüssigkeit (Öl; Dichte ρ , Kompressibilitätskoeffizient $k = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial p}$) durch eine Düse (Strömungsgeschwindigkeit v_0 ; Öffnungsquerschnitt A_0 , Verlustfaktor ζ) aus dem Zylinder (Volumen V , Höhe h). Die Strömungsbewegung v entlang der Koordinate s sei an der Kolbenoberfläche (Index k) und im Austrittsquerschnitt (Index 0) eindimensional und senkrecht zu den Querschnitten.

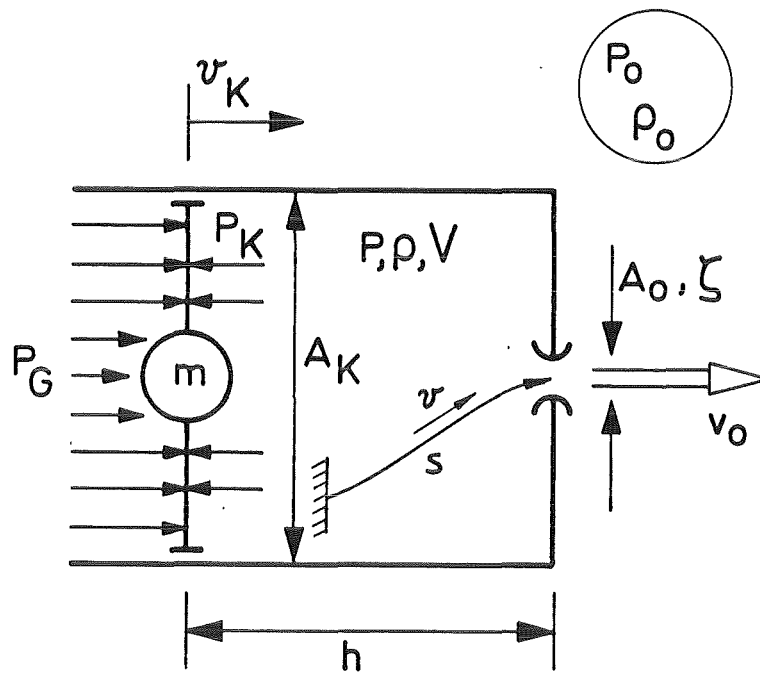


Abb. 2.4.1: Modell der Zugeinheit

Die folgenden Gleichungen charakterisieren das Modell bei einer Unterschallströmung:

1) Die Bewegungsgleichung für den Kolben:

$$(p_G - p_k) A_k = m \dot{v}_k \quad (2.4.1)$$

2) Die instationäre Bernoulligleichung im Fluid in Eulerschen Koordinaten

$$\frac{v_k^2}{2} - \int_{p_k}^{p_0} \frac{dp}{\rho(p)} - \int_{s_k}^{s_0} \frac{\partial v}{\partial t} ds = \frac{v_0^2}{2} (1 + \xi) \quad (2.4.2)$$

Dabei kann man $p_0 = 0$ setzen und annehmen, daß in Gleichung (2.4.2) die Kolbengeschwindigkeit v_k wesentlich kleiner als die Austrittsgeschwindigkeit des Öls v_0 ist, so daß v_k vernachlässigt werden kann.

Aus diesen Gleichungen kann man die Austrittsgeschwindigkeit des Öls berechnen und damit über die kinematischen Bedingungen auf die Kolbenbewegung zurückschließen. Die Kompressibilität des Öls hat nur einen geringen Einfluß auf seine Ausströmgeschwindigkeit und wird zu deren Berechnung vernachlässigt.

Der Integrationsterm entlang der Stromröhre berücksichtigt in Eulerschen Koordinaten Trägheitskräfte aufgrund instationärer Strömung. Um die Integration durchzuführen, muß das ganze zeitabhängige Strömungsfeld bekannt sein. Dabei werden sich in den Ecken des Zylinders Totwasser ohne wesentliche Strömungsbewegung bilden. Mit einer gewissen Berechtigung kann man deshalb annehmen, daß die Strömung wie in einem Rohr mit veränderlicher Querschnittsfläche $A(s)$ verläuft. Wird außerdem vereinfachend angenommen, daß die Dichte im Zylinder ρ konstant und die Fluidbewegung eindimensional ist, so ergibt sich die Strömungsgeschwindigkeit im Querschnitt $A(s)$ zu:

$$v = v_k \frac{A_k}{A(s)}$$

Beim Einsetzen zusammen mit der Gleichung (2.4.1) in (2.4.2) zeigt sich, daß der instationäre Term wie die größere fiktive Kolbenmasse M wirkt.

$$M := m + A_k^2 \rho_0 \int_{s_k}^{s_0} \frac{ds}{A(s)} \quad (2.4.3)$$

Für die Austrittsbeschwindigkeit des Öls v_0 ergibt sich damit:

$$v_0^2 = \frac{2}{\rho_0(1+\beta)} \left[p_G - \frac{M}{A_k} \dot{v}_k \right] \quad (2.4.4)$$

Wie schon erwähnt, spielt bei der Bestimmung der Geschwindigkeit in der Düse v_0 die geringe Kompressibilität des Öls nur eine untergeordnete Rolle. Für die Berechnung der Kolbengeschwindigkeit muß sie aber berücksichtigt werden, da schon sehr kleine Bewegungen des Kolbens erhebliche Auswirkungen auf die Probe haben. Die Geschwindigkeit ergibt sich also sowohl durch ausströmendes Öl als auch durch Kompression des Ölvolumens V durch den Druck p_k :

$$\rho_0(1+k p_k) A_k v_k = k \rho_0 \dot{p}_k V + v_0 \rho_0 A_0 \quad (2.4.5)$$

Es wird dabei angenommen, daß große Druckänderungen hauptsächlich in unmittelbarer Nähe der Düse auftreten und im Zylinder der Druck p homogen ist. Die Gleichungen (2.4.1), (2.4.4) und (2.4.5) stellen nun ein Gleichungssystem für die unbekanntenen Größen v_k , v_0 und p_k dar. (2.4.1) und (2.4.4) in (2.4.5) eingesetzt, liefern eine nicht-lineare Dgl. 2. Grades für die Kolbengeschwindigkeit v_k :

$$k \ddot{v}_k = \frac{1}{m k} \left\{ \frac{A_0}{V(1+\beta)} \sqrt{\frac{2}{\rho_0}} \sqrt{p_G - \frac{M}{A_k} \dot{v}_k} - \left[k(A_k p_k - m \dot{v}_k) + A_k \right] v_k \right\} \quad (2.4.6)$$

Bei kleiner Kompressibilität ($kp_G \ll 1$) kann man Dgl. (2.4.6) linearisieren:

$$\ddot{v}_k + 2\delta_k \dot{v}_k + \omega^2 v_k = \omega^2 v^\infty \quad (2.4.7a)$$

$$v^\infty := \frac{A_0}{\sqrt{1+\beta'} A_k} \sqrt{\frac{2 p_G}{\rho_0}} \quad (2.4.7b)$$

$$\omega^2 := \frac{A_k}{k h m} \quad (2.4.7c)$$

$$\delta_k := \frac{v^\infty}{4 p_G k h} \frac{M}{m} \quad (2.4.7d)$$

Diese Dgl. zeigt deutlich, daß der Kolben gedämpft in eine stationäre Bewegung einschwingt. Die Dämpfung kann sich stark auf das Einschwingverhalten der ganzen Versuchsanlage auswirken. Sie hängt von der Kompressibilität des Fluides ab.

Bei inkompressiblem Fluid gehorcht die Kolbenbewegung aus der Ruhe nach Dgl. (2.4.6) der Gleichung:

$$v_k = v^\infty \tanh(t/\Theta) \quad (2.4.8a)$$

$$v^\infty = \frac{A_0}{\sqrt{1+\beta'} A_k} \sqrt{\frac{2 p_G}{\rho_0}}$$

$$\Theta := \frac{M}{A_k p_G} v^\infty \quad (2.4.8b)$$

Die Abb. 2.4.2 zeigt die berechnete Kolbengeschwindigkeit während der Einschwingphase für inkompressibles Fluid und kompressibles Fluid mit und ohne Linearisierung der Bewegungsgleichung. Die Daten sind Tab. 2.3.6 entnommen.

Die fiktive Kolbenmasse wurde nach Gl. (2.4.3) grob abgeschätzt ($M = 350 \text{ g}$). Sie ist kaum größer als die Masse des Kolbens und beeinflusst damit zwar die Schwingfrequenz des Kolbens, aber nicht das Abklingen der Schwingung. Der Düsenquerschnitt wurde so gewählt, daß sich die gleiche stationäre Kolbengeschwindigkeit einstellt wie in einem Versuch mit Dehnrate 3 s^{-1} .

Während sich bei inkompressiblem Fluid eine fast konstante Kolbengeschwindigkeit schon nach ca. $10 \mu\text{s}$ einstellt (in Abb. 2.4.2 ist der Anstieg kaum zu erkennen), kann mit einer nahezu konstanten Geschwindigkeit bei kompressiblem Fluid erst nach ca. $0,5 \text{ ms}$ gerechnet werden. Die Abweichungen zwischen dem linearisierten und nichtlinearisierten Modell sind dagegen bei den gegebenen Maschinendaten klein. Für die Einschwingzeit ist die Dämpfung und nicht die Schwingfrequenz ausschlaggebend. Die Kolben- und Ölmasse beeinflussen deshalb die Einschwingzeit der Versuchsanlage nur wenig.

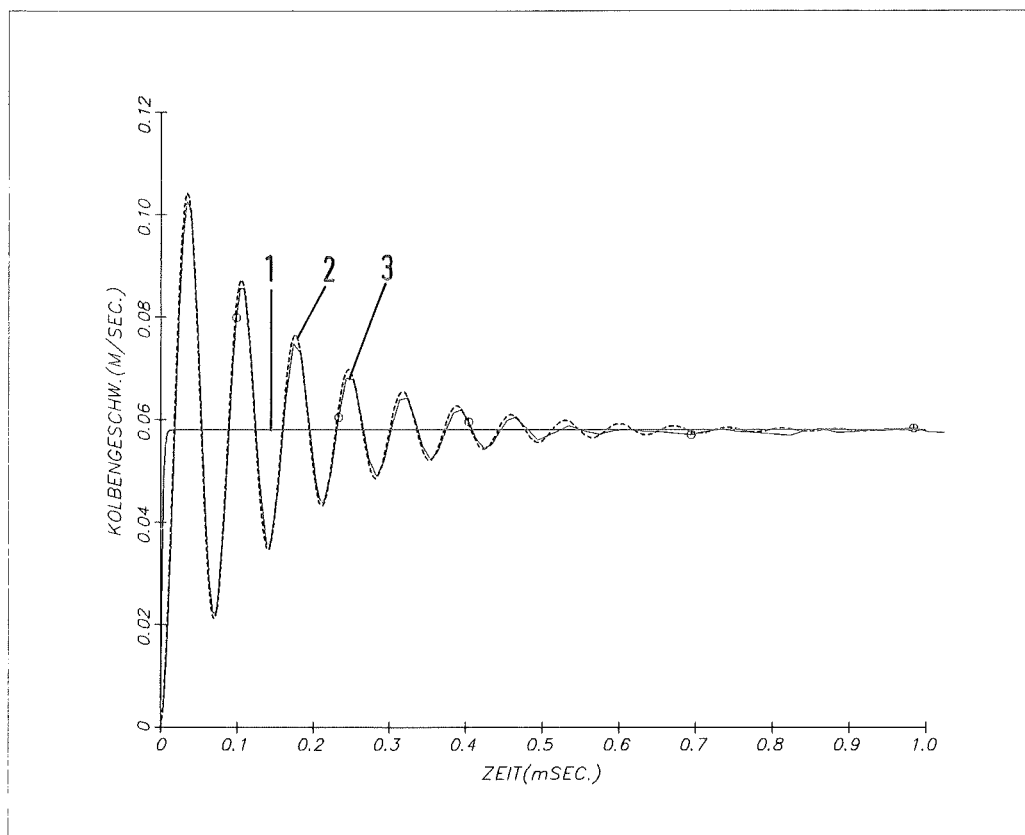


Abb. 2.4.2: Das berechnete Einschwingen des Kolbens

- 1 ——— inkompressibles Fluid
- 2 - - - - kompressibles Fluid, lineare Dgl.
- 3 - o - kompressibles Fluid, nicht lineare Dgl.

Die folgende Überlegung zeigt die kritischen Konstruktionsparameter, die schnelle Zugversuche begrenzen. Es interessiert besonders die mittlere Proben-
dehnung ϵ_{\min} , bis zu der noch starke Kolbenschwingungen und damit Dehnungsschwingungen auftreten. Nimmt man eine starre Verbindung zwischen Kolben und Probe (Länge l_0) an, so stellt sich im stationären Fall die Dehnrate $\dot{\epsilon} = v^\infty / l_0$ ein. Der Abklingkoeffizient δ_k nach Gl. (2.4.7d) ist ein direktes Maß für die Einschwingzeit, so daß man mit $M = m$ abschätzen kann:

$$\epsilon_{\min} = \frac{\dot{\epsilon}}{\delta_k} = \frac{4 p_G k h}{l_0}$$

Gemäß der Definition für δ_k ist die exponentiell abklingende Kolbenschwingung um den Wert der Eulerschen Zahl ($e \approx 2,72$) gedämpft, wenn die Proben-
dehnung ϵ_{\min} erreicht ist. Der Kolbenhub h bestimmt die maximal mögliche Dehnung $\epsilon_{\max} = h / l_0$, so daß sich für den Bereich nahezu konstanter Dehnrate

$$\frac{\epsilon_{\max}}{\epsilon_{\min}} = 4 p_G k$$

ergibt. Der Dehnungsbereich, in dem Versuche ohne störende Schwingungen durchgeführt werden können, ist ein Maß für die Maschinengüte. Er wird folglich durch die Kompressibilität des Öls k und den Arbeitsdruck p_G begrenzt. Kurze Einschwingzeiten ergeben sich bei der Verwendung eines nahezu inkompressiblen Fluids und einer Konstruktion, die einen kleinen Arbeitsdruck ermöglicht. Es ist allerdings nicht sinnvoll, den Arbeitsdruck beliebig zu senken, da ein kleiner Arbeitsdruck einen großen, schweren Kolben bei gleicher Zugkraft erfordert. Eine zunehmende Kolbenmasse wirkt sich dann nach Gleichung (2.4.7) immer stärker auf die Einschwingzeit aus, bis im optimalen Fall aperiodisches Einschwingen erfolgt. Im betrachteten Modell sind außerdem keine Wellenausbreitungsphänomene berücksichtigt, die sich bei großem Kolben wesentlich stärker auswirken. In der vorliegenden Konstruktion wurde der Kolben so gewählt, daß die maximalen Wellenlaufzeiten im Fluid noch kleiner sind als eine Periode des Einschwingvorgangs.

Eine Messung der Bewegung direkt am Kolben war nicht möglich. Es wurde jedoch eine Beschleunigungsmessung am Ende der Kolbenstange durchgeführt: Anstatt der Probe war ein Meßwertaufnehmer eingelötet. Die Geschwindigkeit des Aufnehmers zeigt Abb. 2.4.3. Die auftretenden Oszillationen sind hauptsächlich angeregte Schwingungen der Kolbenstange. Die niedrigste Eigenfrequenz der Stange ist wesentlich kleiner als die Frequenz des Einschwingvorganges für den Kolben, so daß die höherfrequenten Kolbenschwingungen kaum über die Kolbenstange auf den Aufnehmer übertragen werden. Übereinstimmung kann man deshalb im Detail nicht verlangen, da die Rechnung die Bewegung des Kolbens bestimmt, die Messung aber die Schwingungen der Kolbenstange registriert. Vernachlässigt man die reinen Resonanzschwingungen der Kolbenstange, ergibt sich aber eine Übereinstimmung der Einschwingzeiten.

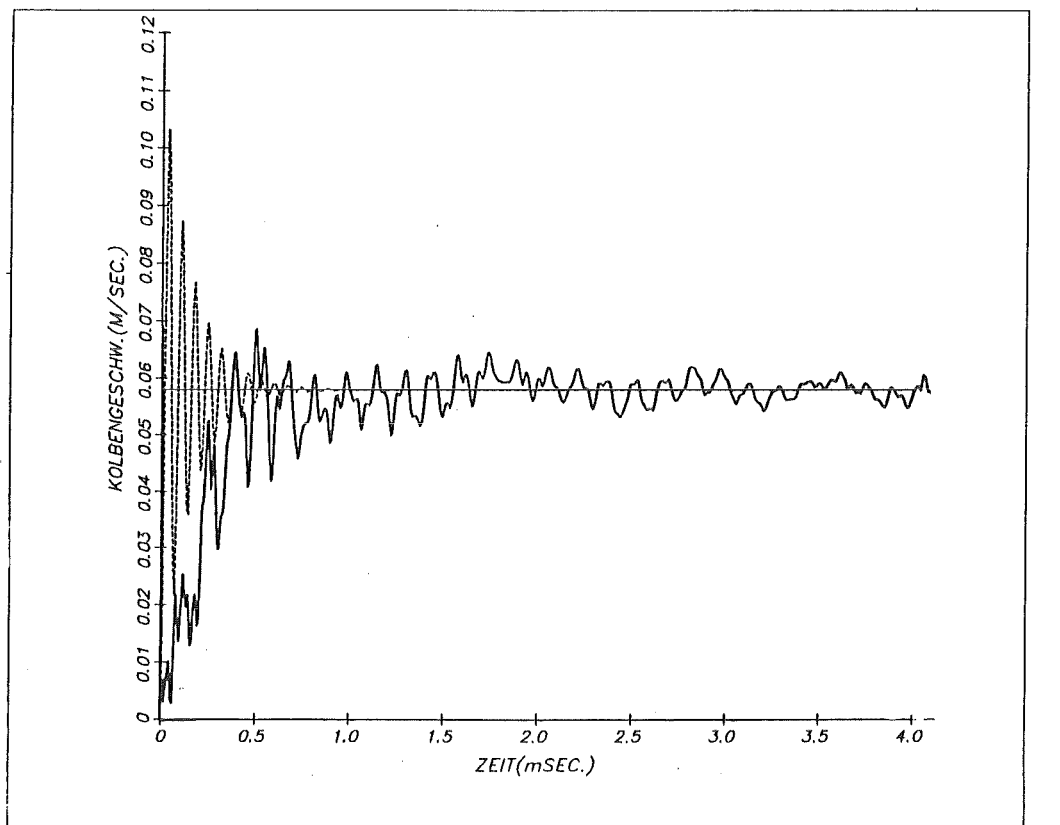


Abb. 2.4.3: Das Einschwingen des Kolbens

- Messung am Ende der Kolbenstange
- - - - - Rechnung für den Kolben

2.4.2 Wellenausbreitung in der Zugmaschine

Die Versuchsanlage ermöglicht Experimente ohne US mit relativ hohen Dehnraten. Wie schon im Kapitel 2.2 besprochen, müssen dabei Wellenausbreitungseffekte wenigstens bei der Konzeption der Anlage bedacht werden, wenn man sie auch im eigentlichen Experiment vernachlässigt.

Zur Bestimmung der Abklingzeit einer Zugwelle wird das einfache Modell aus Kap. 2.2 etwas näher untersucht: Ein elastischer Stab der Länge ℓ ist an einem Ende fest eingespannt und wird am anderen Ende ab $t=0$ mit der Geschwindigkeit v gezogen. Abb. 2.4.4a zeigt bei eindimensionaler Wellenausbreitung mit konstanter Schallgeschwindigkeit das Dehnungsprofil im Stab für verschiedene Zeiten und den Dehnungs-Zeitverlauf an einer Stelle im Stab. Bemerkenswert ist, daß sich keine gleichmäßige Dehngeschwindigkeit einstellt, wie es die statische Betrachtung liefert. Bei jedem Durchlauf einer Wellenfront tritt ein Dehnungssprung auf. Eine bessere Übereinstimmung mit der quasi-statischen Vorstellung ergibt sich, wenn das Stabende nicht sprunghaft auf die Endgeschwindigkeit beschleunigt wird. Im günstigsten Fall stellt sich eine konstante, homogene Dehnrate im Stab ein, nachdem eine Wellenfront gerade einmal durch den Stab gelaufen ist (Abb. 2.4.4b). Voraussetzung dafür ist, daß die Geschwindigkeit des Stabendes während einer Wellenlaufzeit gleichmäßig auf den Endwert beschleunigt wird.

Aus dieser sehr einfachen Modellbetrachtung können folgende Schlüsse gezogen werden:

- Statisches Gleichgewicht in der Versuchsanlage und konstante Dehnrate treten sicher nicht auf, bevor die Zugwelle wenigstens einmal durch die Anlage gelaufen ist. Eine kleine Maschine begünstigt deshalb schnelle Versuche.
- Eine sehr steil ansteigende Zugwelle klingt wegen geringer Streuung und Dissipation relativ langsam ab. Es ist deshalb besser, den Anstieg der Zuggeschwindigkeit auf die übrige Maschine abzustimmen. Optimale Einschwingzeiten ergeben sich, wenn die Zuggeschwindigkeit während einer Wellenlaufzeit rampenförmig den Endwert erreicht.

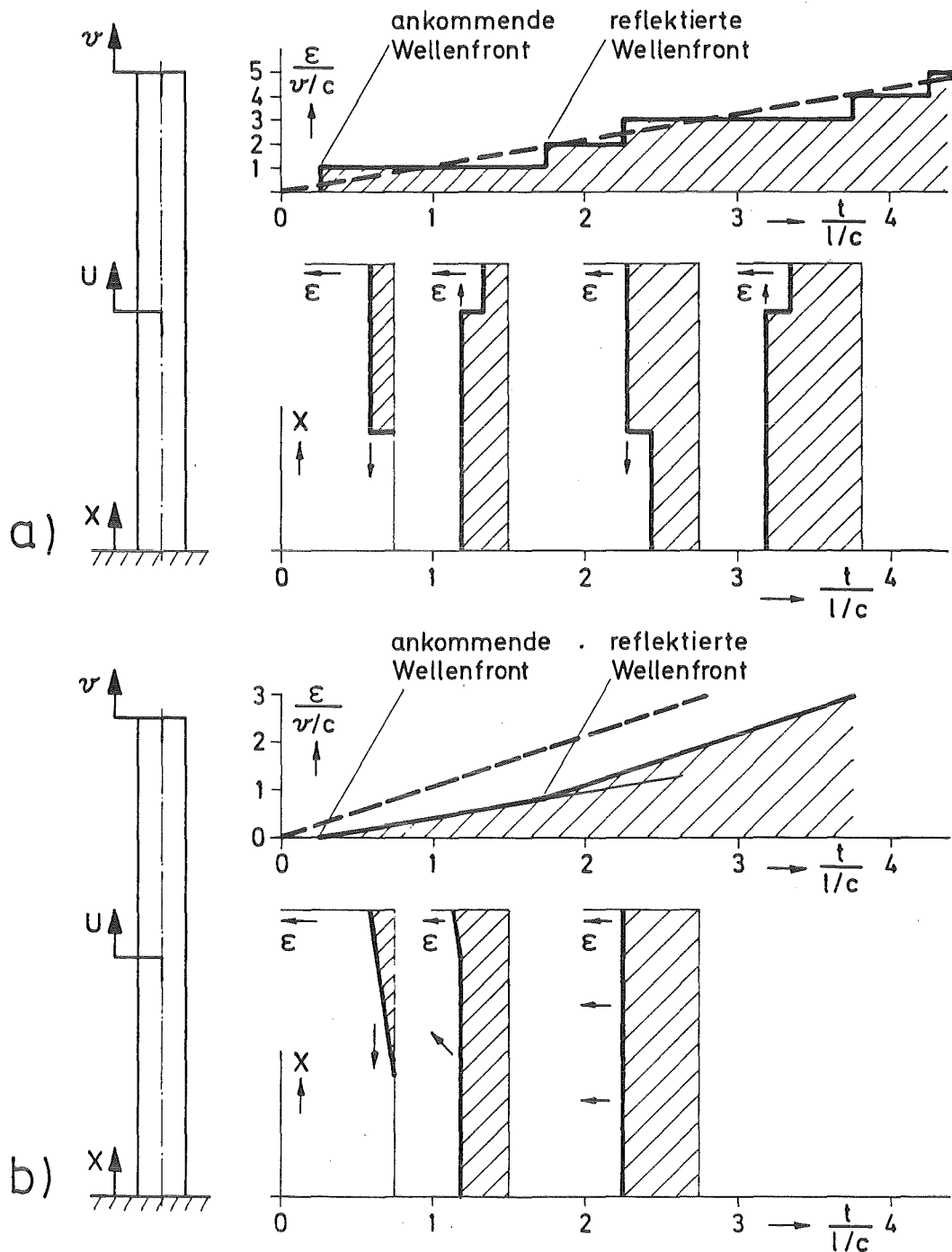


Abb. 2.4.4: Dehnungs-Zeitverlauf ($\epsilon-t$) und Dehnungsprofil ($\epsilon-x$) in einem elastischen, dünnen Stab (Schallgeschwindigkeit c , Länge l)
 a) bei plötzlich einsetzender Geschwindigkeit
 b) bei gleichmäßiger Beschleunigung des freien Endes auf die Endgeschwindigkeit v während einer Wellenlaufzeit.

In der entwickelten Zugvorrichtung beträgt der Abstand zwischen Kolben und Einspannung des Ultraschallhorns 264 mm. Eine Welle läuft damit in ca. 0,1 ms einmal hin und her (Schallgeschwindigkeit 5000 m/s). Das Modell für das Einschwingverhalten des Kolbens (Gl. 2.4.6) liefert eine Schwingzeit von 0,07 ms, die der Anstiegszeit der Zuggeschwindigkeit entspricht. Berücksichtigt man, daß der Kolben durch Reibung und endliche Schallgeschwindigkeit im Fluid sicherlich etwas langsamer beschleunigt als dieses Modell voraussagt, erhält man näherungsweise optimales Einschwingen.

Die Dehnungsmessungen auf der Probe und an der Kraftmeßstelle (Abb. 2.4.5) bestätigen eine relativ kurze Einschwingzeit. Zur Beurteilung des Einschwingverhaltens der Anlage eignet sich wegen der hohen Auflösung besonders die Messung an der Kraftmeßstelle, die in Abb. 2.4.5 über die Elastizitätskonstante des US-Horns und über das Flächenverhältnis zur Probe in die Probenspannung umgerechnet ist. Auf dem vergrößerten Ausschnitt der Spannungs-Zeit-Kurve sind während der ersten 0,1 ms sechs Wellenfronten in 20 μ s Abstand zu erkennen, die die Meßstelle passieren. Während weiterer 0,4 ms tritt periodisch ein Bereich kleiner Dehnrate auf, der wahrscheinlich eine Folge der Zugwellen ist, die zwischen US-Horn-Einspannung (Widerlager) und Kolben hin und her laufen. Nach 0,5 ms ist ein ungleichmäßiger Anstieg der Dehnung nicht mehr zu erkennen. Es kann dann von einem homogenen Zugversuch ausgegangen werden.

2.4.3 Die Maschinensteifigkeit

Im Dehnungs-Zeit-Diagramm (Abb. 2.4.5) steigt im plastischen Bereich der Probe die Dehnung wie gewünscht mit nahezu konstanter Dehnrate. Im elastischen Bereich stellt sich jedoch eine wesentlich kleinere Steigung ein. Dieses ist keine Folge der Kolbenbeschleunigung, sondern beruht auf unzureichender Steifigkeit der Versuchsanlage einschließlich der Probenschultern im Vergleich zur eigentlichen Probe. Abb. 2.4.6 veranschaulicht den Sachverhalt. Die ganze Anlage wird modelliert durch zwei in Reihe geschaltete Federn, die Probe und die restliche Anlage.

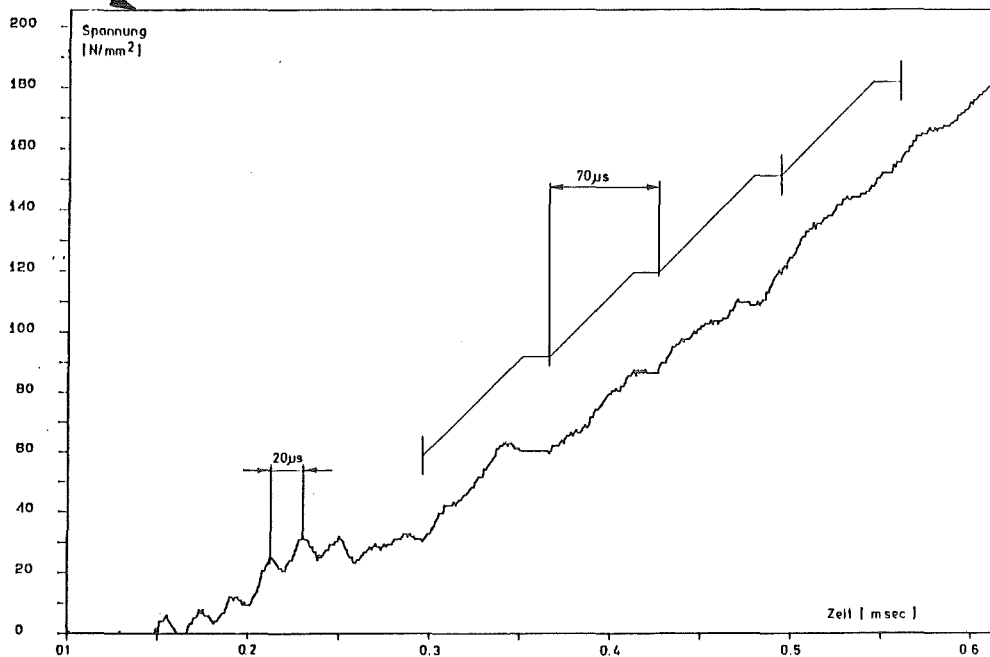
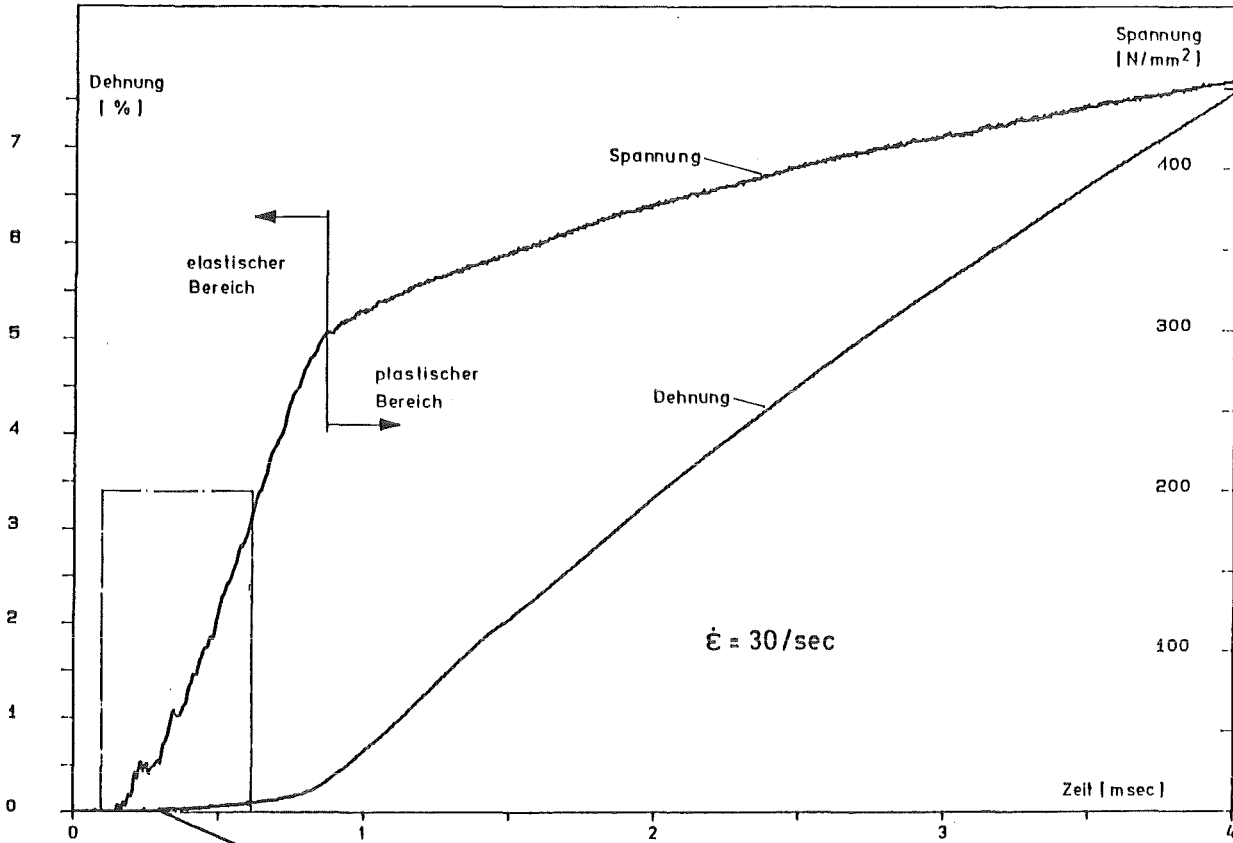


Abb. 2.4.5: Spannungs- und Dehnungsmessung in einem schnellen Zugversuch ohne überlagerte Oszillationen.

Es stellten sich unterschiedliche Dehnraten im elastischen und plastischen Bereich ein. Das vergrößerte Spannungsdiagramm zeigt Schwingungen bis 0,5 ms nach Versuchsbeginn.

Wird das freie Ende der Federn mit konstanter Geschwindigkeit gezogen, so stellen sich im allgemeinen keine konstanten Dehnraten in den einzelnen Federn ein. Betrachten wir die Probe als bilinear degressiv, die Versuchsanlage als linear elastisch, so ergibt sich ein bilinearer Verlauf der Dehnungs-Zeit-Kurve für die Probe. Die Kennlinie der Probe wirkt sich besonders stark auf die Probendehnung aus, wenn die Maschinensteifigkeit wie in der realisierten Vorrichtung klein ist.

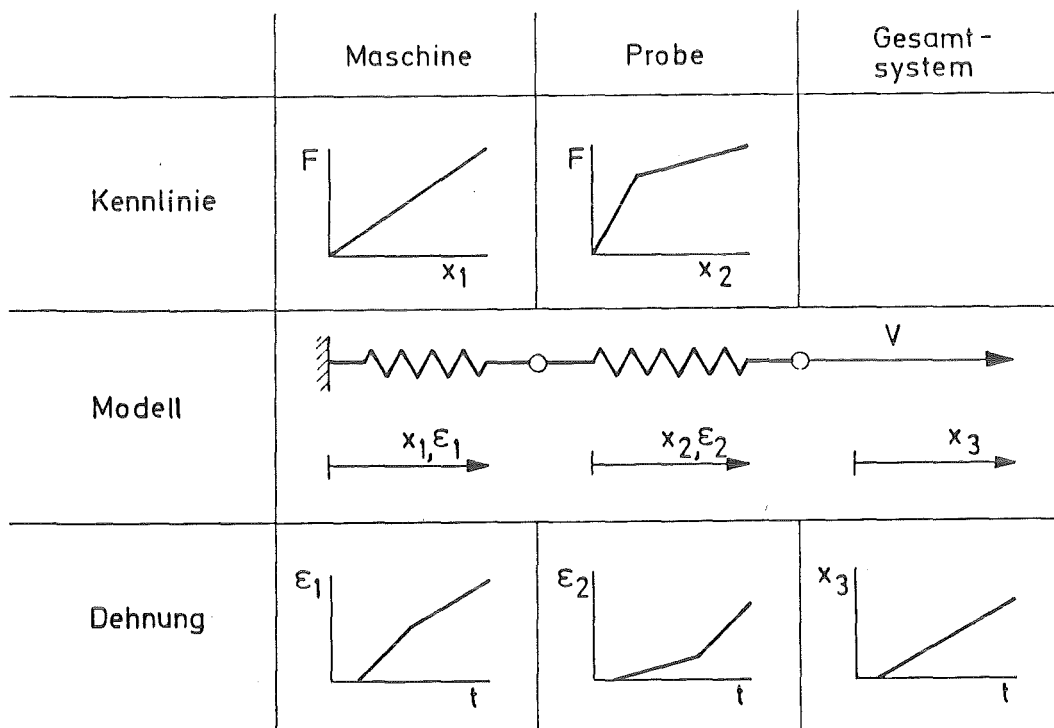


Abb. 2.4.6: Einfluß der Maschinensteifigkeit auf die Dehnrates in der Probe

Verantwortlich für die kleine Steifigkeit sind hauptsächlich die langen, dünnen Probenschultern. Eine wesentliche Versteifung der Maschine wäre nur durch Verstärkung dieser Teile möglich. Das führt jedoch zu erheblichen Querschnittssprüngen zur Probe hin und damit zu Reflexionen der Ultraschallwellen. Um eine möglichst gleichmäßige Ultraschalleinleitung zu gewährleisten, wurde deshalb der ungleichmäßige Anstieg der Probendehnung in Kauf genommen. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß so die Dehnrates nicht mehr beliebig als externer Parameter aufgeprägt werden kann, sondern daß der Verlauf der Dehnrates mit dem Probenverhalten gekoppelt ist.

Das Modell zeigt weiterhin, daß eine progressive Maschinensteifigkeit das negative Dehnverhalten der Probe noch verstärkt. Eine progressive Maschinensteifigkeit kann auftreten, wenn im Kreis des Kraftflusses ein nicht ausreichend vorgespannter Formschluß liegt. Aufgrund von Fertigungsungenauigkeiten berühren sich die Wirkflächen des Formschlusses vor dem Versuch nur in den Rauigkeitsspitzen. Der Formschluß wirkt als sehr nachgiebiges Element. Bei Belastung der Probe werden auch die tragenden Rauigkeitsspitzen beansprucht und verformen sich, so daß eine größere Fläche trägt: Die Steifigkeit des Formschlusses nimmt stark zu.

Zur Vermeidung solcher Erscheinungen gibt es in der Versuchsanlage keine Gelenke, wie sie sonst häufig zur Biegeentlastung der Probe verwendet werden. Weiterhin sind alle Gewinde, Flansche und dergleichen so stark vorgespannt, daß sie steif gegenüber der Probe sind. Ein Problem bereitet die Verspannung des Montageflansches (vgl. Abb. 2.3.2), der zum Einbau der Probe gelöst wird. Nach dem Einbau, aber vor Versuchsbeginn, strömt Öl aus der Gegendruckkammer durch ein feines Dosierventil aus, bis der Montageflansch anliegt. Anschließend wird er mit zwei Schrauben verspannt, während gerade soviel Öl ausströmt, daß die Probe nur wenig belastet wird. In den durchgeführten Versuchen wurden die Proben beim Einbau mit maximal 10 N/mm^2 belastet. Eine Justierschraube erlaubt anschließend, die Probenvorspannung auf $\pm 1 \text{ N/mm}^2$ einzustellen.

2.5 Die Ultraschallanregung der Versuchsanlage

Während eines Zugversuches wird die Probe gleichzeitig mit Ultraschall (US) bestrahlt. Der US-Wandler regt die Probe zusammen mit der übrigen Versuchsanlage zu longitudinalen Resonanzschwingungen an. Die Schallintensität ist ein wesentlicher Versuchsparameter und sollte während des Versuchs möglichst konstant sein. Es ist deshalb notwendig, daß die in Resonanz auftretenden stehenden Wellen schnell einen stationären Zustand einnehmen. Die Verteilung der Schwingungsknoten interessiert für die Positionierung der Probe und für die US-Amplituden-Bestimmung. Für die Konstruktion der

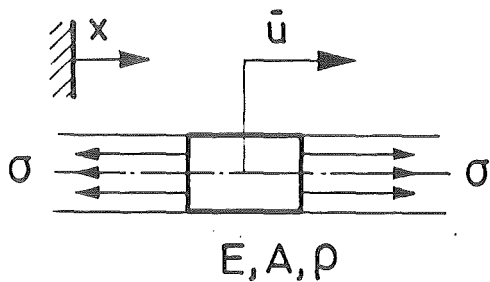
Anlage und für die Meßdateninterpretation ist es deshalb unumgänglich, Modelle der Ultraschallausbreitung und Reflexion zu entwickeln und damit die Eigenfrequenz und Lage der stehenden Wellen zu bestimmen. In einem weiteren Schritt interessiert dann die Zeit, bis ein stationärer Schwingungszustand erreicht ist.

2.5.1 Wellenausbreitung in dünnen Stäben

Die erweiterte Theorie langer Stäbe mit endlichem Durchmesser (Pochhammer-Chree-Problem) führt zur frequenzabhängigen Phasengeschwindigkeit /111/. Die Differenz zur Schallgeschwindigkeit im dünnen, prismatischen Stab beträgt bei den US-Wellen für die Abmessungen der Versuchsanlage nur maximal 1,5 %. Die einfachere Theorie wird deshalb hier als zulässig betrachtet.

Im dünnen Stab führen die spannungsfreien Außenflächen zu einem eindimensionalen Spannungszustand. Die Bewegungsgleichung der Verschiebung u ergibt sich aus dem linear elastischen Stoffgesetz $\sigma = E\varepsilon$ und der Impulsbilanzgleichung $A \rho u_{tt} = (\sigma A)_x$ zu:

$$u_{tt} = \frac{(EA)_x}{\rho A} u_x + \frac{E}{\rho} u_{xx} \quad (2.5.1)$$



- σ Spannung
- ε Dehnung
- u Verschiebung
- E Elastizitätsmodul
- ρ Dichte
- A Querschnittsfläche des Stabes
- $()_t$ partielle Ableitung nach t

Für Stäbe mit konstantem Wert EA lautet die Bewegungsgleichung

$$u_{tt} = c^2 u_{xx} \quad (2.5.2)$$

$$c^2 := \frac{E}{\rho}$$

mit der allgemeinen d'Alembert'schen Lösung (f und g beliebige, zweimal differenzierbare Funktionen)

$$u = f(x-ct) + g(x+ct)$$

2.5.1.1 Das US-Horn

Das US-Horn der Versuchsanlage ändert seinen Querschnitt näherungsweise exponentiell. Stäbe mit exponentiell veränderlichem Querschnitt $A = A_0 e^{2\mathcal{L}x}$ und konstantem E-Modul führen nach Gl. (2.5.2) auf die lineare Dgl. mit konstanten Koeffizienten

$$u_{tt} = c^2 (2\mathcal{L} u_x + u_{xx}) \quad (2.5.3)$$

mit der Lösung

$$u = e^{-\mathcal{L}x} a(\omega) \exp\left[i\omega\left(t + \sqrt{1 - \left(\frac{\mathcal{L}c}{\omega}\right)^2} \frac{x}{c}\right)\right] \quad (2.5.4)$$

für beliebige Lagrangesche Parameter ω und beliebige Integrationskonstanten $a(\omega)$. Bei vorgegebener Frequenz breitet sich demnach eine Welle mit der Geschwindigkeit $c \left[1 - \left(\frac{\mathcal{L}c}{\omega}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}$ aus, die kleiner als die im Stab mit konstantem Querschnitt ist. Ist \mathcal{L} als Maß für die prozentuale Querschnittsänderung klein im Vergleich zur reziproken Wellenlänge c/ω , dann ist das Produkt $\mathcal{L}c/\omega$ in Gleichung (2.5.4) vernachlässigbar und die Frequenz ω wirkt sich nicht auf die Zeitfunktion in (2.5.4) aus. Der Stab mit exponentiellem Querschnitt leitet dann, wie ein Stab mit konstantem Querschnitt, einen Puls ohne wesentliche Änderung der Wellenform weiter. Das Produkt aus Pulsamplitude und Quadratwurzel des Stabquerschnitts bleibt konstant. Das US-Horn der Versuchsanlage verstärkt deshalb die Spannungsamplitude einer US-Welle reziprok zu seinem Durchmesser. Eine quasi-statische Spannung ändert sich hingegen reziprok zur Querschnittsfläche, also zum Quadrat des Durchmessers. Das Verhältnis zwischen Ultraschallamplitude und statischer Last ist deshalb an der Kraftmeßstelle wesentlich größer als in der Probe.

2.5.1.2 Gekoppelte Stäbe

Zur Modellierung der Aluminium-Stahl-Schweißnaht und der Einspannungen der schwingenden Teile in der Versuchsanlage betrachten wir ein System gekoppelter Stäbe mit geeigneten Randbedingungen. Unter jeweils anderen Einschränkungen wird das Modell dann auf einzelne Maschinen-Komponenten, aber auch auf das ganze schwingende System angewandt.

Eine sprunghafte Änderung der Materialdaten in einem Stab kann durch ein gedankliches Auftrennen des Stabes und Einfügen einer Übergangsbedingung behandelt werden. Es ergibt sich ein Eigenwertproblem für die Bestimmung der Eigenfrequenzen ω .

Betrachten wir ein System gekoppelter, langer, dünner Stäbe mit konstantem Querschnitt. Für jeden Stab n gilt nach Gl. (2.5.4) in reeller Schreibweise mit der im ganzen System konstanten Frequenz ω die Matrizen-Gleichung:

$$u_n = (a_{1n}, a_{2n}) \begin{pmatrix} \cos(\omega x / c_n) \\ \sin(\omega x / c_n) \end{pmatrix} (1, b) \begin{pmatrix} \cos(\omega t) \\ \sin(\omega t) \end{pmatrix} \quad (2.5.5)$$

$$\begin{aligned} a_{1n}, a_{2n}, b & \text{ Konstanten} \\ c_n & \text{ Schallgeschwindigkeit im Stab } n \\ u_n & \text{ Verschiebung im Stab } n \end{aligned}$$

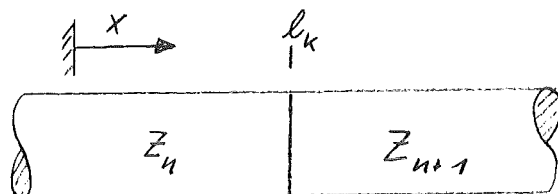
Für einen beliebigen Übergang vom Stab n zum Stab $n+1$ ergibt sich aus der Verschiebungsgleichheit und dem Kräftegleichgewicht an der Fügestelle

($x = l_k$):

$$\begin{pmatrix} c_n^k & s_n^k & -c_{n+1}^k & s_{n+1}^k \\ -Z_n s_n^k & Z_n c_n^k & Z_{n+1} s_{n+1}^k & -Z_{n+1} c_{n+1}^k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{1n} \\ a_{2n} \\ a_{1n+1} \\ a_{2n+1} \end{pmatrix} = 0 \quad (2.5.6a)$$

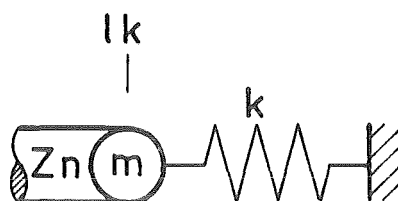
wobei: $S_n^k := \sin \frac{\omega l_k}{c_n}$ $C_n^k := \cos \frac{\omega l_k}{c_n}$

$Z_n := c_n \rho_n A_n$ (akustische Impedanz)



Als Randbedingungen des ersten und letzten Stabes betrachten wir ein Ende mit Feder (Steifigkeit K) und Masse m (Abb. 2.5.1):

Abb. 2.5.1



Der Impulssatz für die Masse m läßt sich mit den Übergangsbedingungen zum Stab und zur Feder (gleiche Verschiebung und Kraft) auf die folgende Form bringen:

$$\begin{pmatrix} (\chi C_n^k + S_n^k) & (\chi S_n^k - C_n^k) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{1n} \\ a_{2n} \end{pmatrix} \quad (2.5.6b)$$

Die Größe

$$\chi := \frac{m\omega - k/\omega}{Z_n}$$

stellt dabei ein Maß für die Festigkeit der Einspannung dar. Sie beinhaltet die Randbedingung für ein loses Ende ($\chi = 0$) und für ein festes Ende ($|\chi| \gg 1$) des Stabes.

Die Kombination der Gleichungen (2.5.6a) und (2.5.6b) liefert ein linear-homogenes Gleichungssystem für die Integrationskonstanten a_{1n}, a_{2n} . *

* Die Koeffizientenmatrix entspricht der Übertragungsmatrix des schwingenden Systems.

Die Eigenfrequenzen ω sind Lösungen der charakteristischen Gleichung:
Koeffizientendeterminante gleich null.

Als Beispiel sei hier ein Zweistab-System mit zwei Randbedingungen (2.5.6b) betrachtet, das später noch benötigt wird (Abb. 2.5.2).

Die Koeffizientenmatrix lautet:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & Z_1 & 0 & -Z_2 \\ \chi_1 c_1^1 - s_1^2 & -\chi_1 s_1^1 - c_1^1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \chi_2 c_2^2 + s_2^2 & \chi_2 s_2^2 - c_2^2 \end{pmatrix}$$

Die charakteristische Gleichung lautet

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{\chi_1 s_1^1 + c_1^1}{\chi_1 c_1^1 - s_1^1} \cdot \frac{\chi_2 c_2^2 + s_2^2}{\chi_2 s_2^2 - c_2^2} \quad (2.5.7a)$$

mit $\chi_n = \frac{m_n \omega - k_n / \omega}{Z_n} \quad (2.5.7b)$

$$s_n^k = \sin(\omega l_k / c_n) \quad c_n^k = \cos(\omega l_k / c_n)$$

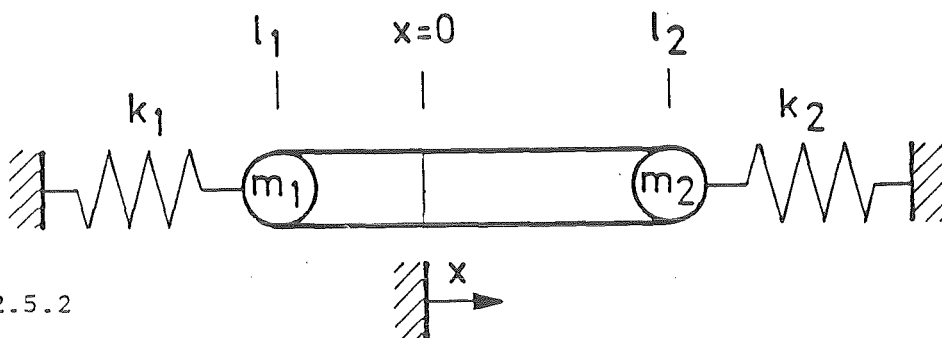


Abb. 2.5.2

2.5.2 Reflexionen der Schallwellen

Mit dem folgenden Modell kann der Einfluß sowohl der US-Horn-Einspannung als auch der Stahl-Aluminium-Schweißnaht auf die US-Wellenausbreitung abgeschätzt werden: Zwei dünne Stäbe sind an der Stelle $x = \ell$ mit einer Masse m und der Feder k fest verbunden. Bewegungen können nur in x -Richtung ausgeführt werden (Abb. 2.5.3). Der US-Horn-Kragen entspricht dabei wegen seiner Plattensteifigkeit und Trägheit der Feder k mit Masse m . Er ist fest mit dem homogenen US-Horn (Stab $Z_1 = Z_2$) verbunden. Die Schweißnaht ist ein reiner Materialübergang ($k=0, m=0$) mit sprunghafter Änderung der Materialdaten ($Z_1 \neq Z_2$).

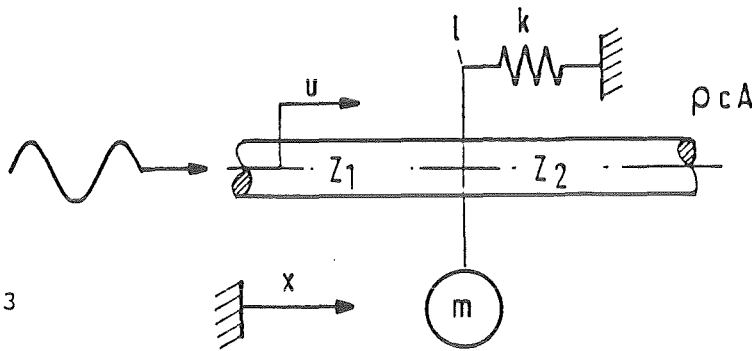


Abb. 2.5.3

Eine Schallwelle wird an der Stelle ℓ teils reflektiert, teils transmittiert werden. Für eine ankommende Welle, die als Fourier-Integral darstellbar sei,

$$u_a = f_a\left(t - \frac{x}{c_1}\right) \quad \text{mit} \quad f_a(\xi) := \int_{-\infty}^{\infty} C_a(\omega) e^{i\omega\xi} d\omega \quad (2.5.8a)$$

müssen die reflektierte und transmittierte Welle die Formen haben:

$$u_r = f_r\left(t - \frac{x-2\ell}{c_1}\right) \quad \text{mit} \quad f_r(\xi) := \int_{-\infty}^{\infty} C_r(\omega) C_a e^{i\omega\xi} d\omega \quad (2.5.8b)$$

$$u_t = f_t\left(t - \frac{\ell}{c_1} - \frac{x-\ell}{c_2}\right) \quad \text{mit} \quad f_t(\xi) := \int_{-\infty}^{\infty} C_t(\omega) C_a e^{i\omega\xi} d\omega \quad (2.5.8c)$$

Verschiebungsgleichheit und Impulssatz an der Fügestelle liefern für den Transmissionskoeffizienten C_t und den Reflexionskoeffizienten C_r :

$$C_t = \frac{2\psi(\psi+1-\chi i)}{(\psi+1)^2 + \chi^2} \quad |C_t| = \frac{2\psi}{\sqrt{(\psi+1)^2 + \chi^2}}$$

$$C_r = \frac{\psi^2 - \chi^2 - 2\psi\chi i - 1}{(\psi+1)^2 + \chi^2} \quad |C_r| = \frac{\sqrt{(\psi^2 - \chi^2 - 1)^2 + 4\psi^2\chi^2}}{(\psi+1)^2 + \chi^2} \quad (2.5.9)$$

wobei

$$\chi := (m\omega - k/\omega) / Z_2$$

$$Z_i := c_i \rho_i A_i \quad (2.5.10)$$

$$\psi := Z_1 / Z_2$$

Sowohl Amplitude als auch Phasenverschiebung der reflektierten und transmittierten Wellen sind im allgemeinen frequenzabhängig.

2.5.2.1 Reflektion an der Schweißnaht

An der Schweißnaht liegt der Fall $m=0, k=0$ vor, so daß $\chi=0$. Damit ergibt sich mit den Materialdaten (Tab. 2.3.6) für eine Welle aus dem Stahlteil kommend:

$$C_t = \frac{2\psi}{\psi+1} = 1,5$$

$$C_r = \frac{\psi-1}{\psi+1} = 0,5 \quad (2.5.11)$$

Die Welle wird frequenzunabhängig und ohne Phasenverschiebung mit etwa der halben Amplitude reflektiert. Man beachte, daß die Intensität proportional zum Quadrat der Amplitude ist. Reflektiert wird folglich nur 1/4 der Ultraschalleistung. Eine stärkere Reflexion wäre wünschenswert, um möglichst ausgeprägte, stehende Wellen in der Versuchsanlage zu erhalten und um möglichst wenig Energie aus dem schwingenden System zu verlieren.

Technisch läßt sich dies aber schwer mit einer einzigen Schweißstelle realisieren, da Stahl als ein Werkstoff durch das Probenmaterial vorgegeben ist und Aluminium als zweiter Fügwerkstoff schon eine extrem kleine akustische Impedanz Z aufweist. Möglich wäre eine Stange aus Magnesium statt Aluminium, die zu 40 % Reflexion der Ultraschalleistung führt, aber Festigkeitsprobleme mit sich brächte. Zur Überbrückung dieses Problems existiert außer der Schweißung noch eine zweite Reflexionsstelle, um $\lambda/4$ versetzt, am Übergang zum Kolben.

2.5.2.2 Reflexion am Kolben

Nach Gleichung (2.5.10) führt der Querschnittssprung am Kolben ebenfalls zu einer Änderung der akustischen Impedanz. Es wird sich jedoch zeigen, daß in diesem Fall die Voraussetzungen des Modells (eindimensionale Wellenausbreitung) nicht erfüllt sind, und daß trotz des großen Querschnittsprunges keine starken Reflexionen auftreten. Den Übergang zum Kolben modelliert nämlich eher ein Modell mit Masse und Feder am freien Stabende (Abb. 2.5.4b). Der Einmasseschwinger simuliert dabei die Kolbenplatte.

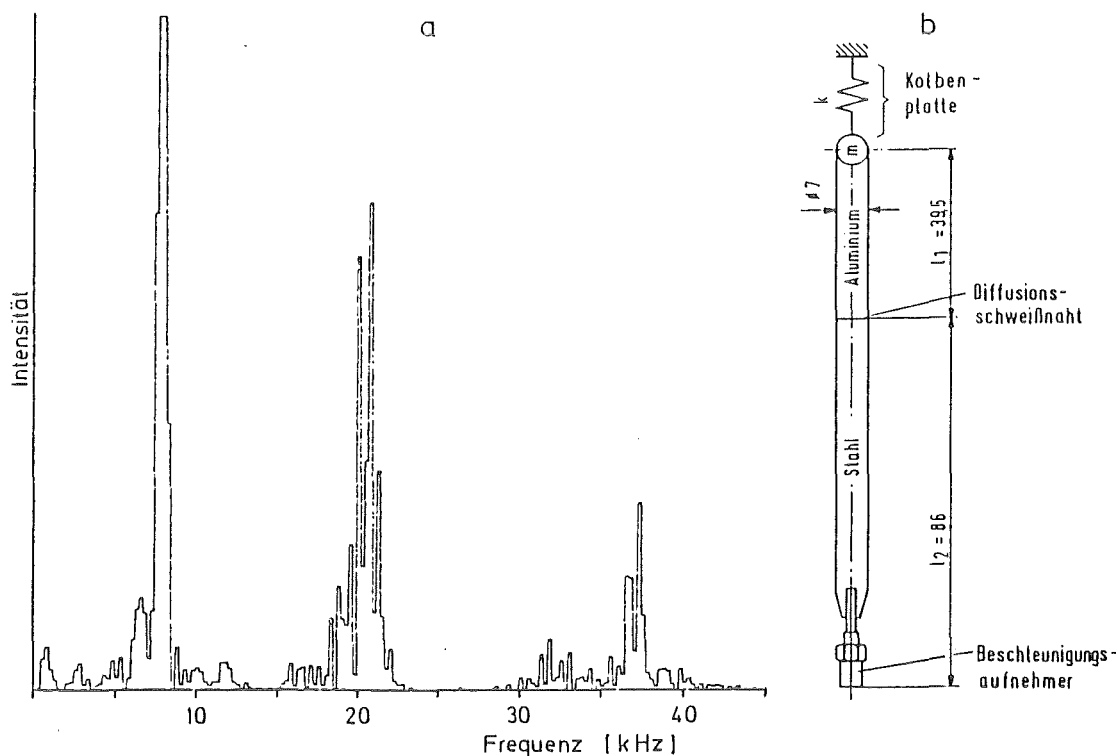


Abb. 2.5.4: Frequenzspektrum der Kolbenstange ohne Probe (links), gemessen mit einem Beschleunigungsaufnehmer an der Probeneinspannung (rechts)

Masse und Federsteifigkeit können schwer theoretisch vorhergesagt werden, da die Einspannbedingungen des Kolbens unklar sind. Zu ihrer Bestimmung dienen die experimentell ermittelbaren Eigenfrequenzen der Kolbenstange, auf die diese Daten einen erheblichen Einfluß haben. Dazu wurde das Frequenzspektrum der Stange beim Einschwingen ohne Probe gemessen. Anstatt der Probe war ein Beschleunigungsaufnehmer eingelötet, den Abb. 2.5.4b zusammen mit der Kolbenstange und dem Modell der Kolbenplatte darstellt. Das registrierte Frequenzspektrum zeigt Abb. 2.5.4a.

Die Eigenfrequenzen des zugehörigen Stab-Modells ergeben sich nach Gleichung (2.5.7) aus den Wurzeln der Gleichung

$$\frac{Z_1}{Z_2} = - \frac{\chi \sin(\omega l_1/c_1) + \cos(\omega l_1/c_1)}{\chi \cos(\omega l_1/c_1) - \sin(\omega l_1/c_1)} \operatorname{tg}(\omega l_2/c_2) \quad (2.5.12)$$

mit der Kenngröße χ für die noch unbekanntenen Daten der Kolbenplatte.

$$\chi := (m\omega - K/\omega) / Z_1$$

Abb. 2.5.5 stellt die berechneten Eigenfrequenzen für verschiedene Einmassenschwinger-Parameter χ dar. Das betrachtete Modell sagt dann die erste und dritte gemessene Eigenfrequenz vorher, bei der Masse $m = 2,2\text{g}$ und der Federsteife $K = 36\text{ kN/mm}$. Die zweite gemessene Eigenfrequenz ist auf die Schwingung des Kolbens auf der Ölsäule zurückzuführen (vgl. Kap. 2.4.1, Das Einschwingen des Kolbens).

Aus dieser Analyse kann man schlußfolgern, daß die Eigenfrequenz der Kolbenplatte mit 20 kHz kleiner als die Frequenz der Ultraschallanregung ist. Eine frequenzunabhängige Reflexion wie am festen Ende kann dann am Übergang zum Kolben nicht vorliegen.

Das Reflexionsverhalten an der Schweißnaht und am Kolben wurde nicht verbessert. Bei einer Neukonstruktion wäre es empfehlenswert, die Ultraschallreflexion zu verstärken. Dadurch könnte eine besser definierte US-Ausbreitung geschaffen und die Schallintensität bei gleicher elektrischer Anregung verstärkt werden. Der stationäre Schwingzustand würde schneller erreicht.

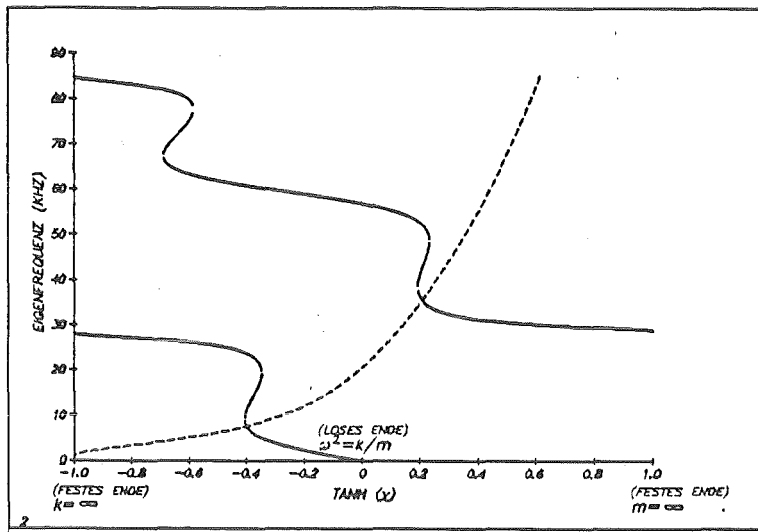


Abb. 2.5.5: Eigenfrequenzen des Modells für die Kolbenstange bei unterschiedlichen Einspannbedingungen χ am Kolben

— Eigenfrequenzen

----- Ortskurve für die geschätzte Einspannbedingung

Zur Verbesserung der Reflexionen bieten sich drei Möglichkeiten an:

1. Die Kolbenstange wird aus einem akustisch weicheren Material gefertigt (z.B. MgAl).
2. Der Kolben wird aus einem akustisch harten Material gefertigt und mit einer weiteren Schweißnaht mit dem Aluminium verbunden.
3. Die Kolbendicke wird zu $\lambda/4$ gewählt, so daß der Übergang zum Öl als dritte definierte Reflexionsstelle am losen Ende genutzt wird.

2.5.2.3 Reflexionen am Widerlager

Als Widerlager der Zugvorrichtung dient ein Kragen am US-Horn. Für den reinen Zugversuch ohne US soll er möglichst steif sein. Andererseits darf er die US-Wellen nur wenig beeinflussen, um eine schnelle Energiezufuhr beim Einschwingen vom US-Wandler zur Probe zu gewährleisten. Dieser wider-

sprüchlichen Anforderung wird man gerecht, indem die niedrigste Eigenfrequenz des Kragens so liegt, daß US-Wellen nur wenig, aber die im Zugversuch auftretenden niedrigeren Frequenzen größtenteils reflektiert werden.

Zur Modellierung betrachten wir wieder Abb. 2.5.3, Gl. (2.5.9) mit $Z := Z_1 = Z_2$. Der Kragen entspricht dem Einmasseschwinger, der fest mit dem Stab als US-Horn verbunden ist.

$$|G_t|^2 = \left[1 + \left(\frac{\chi}{2} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.5.13a)$$

$$|G_r|^2 = \left(\frac{\chi}{2} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\chi}{2} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.5.13b)$$

$$\chi = (m\omega - k/\omega) / Z \quad (2.5.14)$$

Die auf Biegung beanspruchte Platte (Abb. 2.5.6) dient zur Abschätzung der Steifigkeit und der ersten Eigenfrequenz des Kragens und damit zur Abschätzung der Daten des Einmasseschwingers. Nach Roak /112/ ergibt sich die Steifigkeit zu: $k = 260 \text{ kN/mm}$. Nach Klotter /113/ ergibt sich die Eigenfrequenz* zu: $\frac{\omega}{2\pi} = 33 \text{ kHz}$.

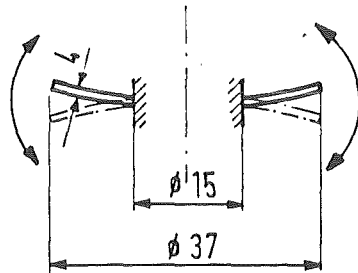


Abb. 2.5.6

* Da im Versuchsaufbau der Kragen am Außenrand eingespannt ist und hauptsächlich der innere Bereich des Kragens schwingt, ist mit einer etwas höheren Eigenfrequenz zu rechnen.

Abb. 2.5.7 zeigt die daraus ermittelten Faktoren für transmittierte und reflektierte Schallintensität $|G_t|^2$ und $|G_r|^2$ nach Gl. (2.5.13) bei unterschiedlicher Schallfrequenz. Oberhalb von 5 kHz wirkt der Kragen sehr weich und stört die US-Ausbreitung nicht. In den reinen Zugversuchen treten hauptsächlich Frequenzen unter 5 kHz auf, so daß der Kragen für die Zugmaschine wie ein festes Widerlager wirkt.

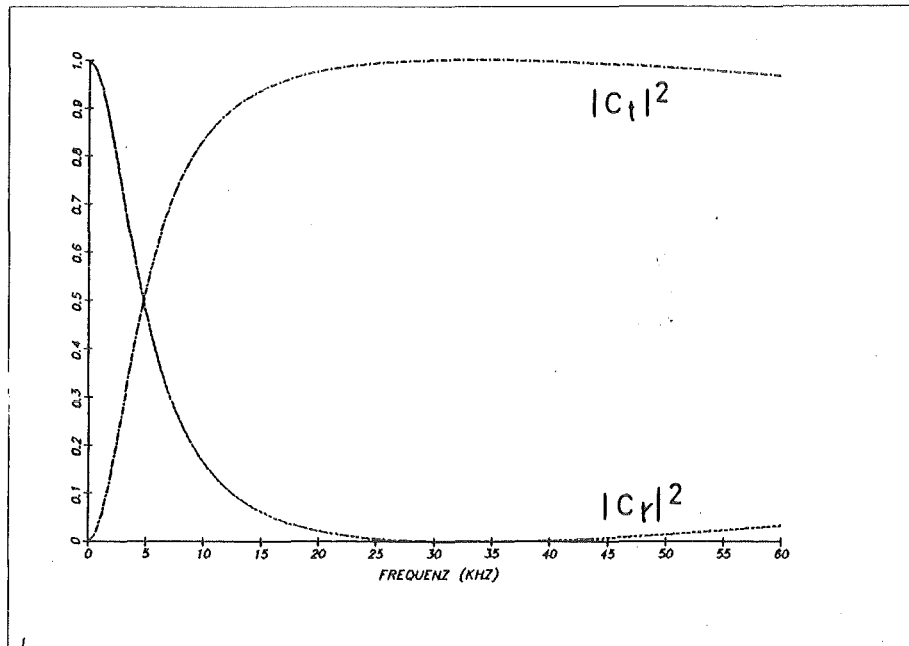


Abb. 2.5.7: Der Transmissions- $|G_t|^2$ und Reflexionskoeffizient $|G_r|^2$ für die Schallintensität an der US-Horn-Einspannung bei unterschiedlichen Frequenzen

2.5.3 Eigenfrequenzen der Versuchsanlage

In den vorhergehenden Kapiteln wurden Modelle über die Ausbreitung und Reflexion des Ultraschalls in der Versuchsanlage besprochen. Faßt man die Modelle zusammen, kann die Verteilung der stehenden Wellen und, mit Zusatzinformation über den US-Wandler, die Eigenfrequenz der ganzen Anlage berechnet werden. Es interessiert hauptsächlich die Verteilung der stehenden Wellen. Die Eigenfrequenz kann auch experimentell bestimmt werden und dient deshalb zur Verifikation des Rechenmodells.

Der Einfluß des US-Wandlers auf das schwingende System ist wegen seines komplizierten Aufbaus schwer rechnerisch abschätzbar. Es wurde dazu ein empirischer Weg gewählt.

Wie in Gleichung (2.5.6a) zu erkennen ist, ändert sich die Eigenfrequenz eines Stabsystems nicht, wenn ein Stab um das Vielfache der halben zugehörigen Wellenlänge verlängert wird, sich das System also um ein Teil mit gleicher Eigenfrequenz erweitert. Es ist deshalb zulässig, den schwingenden Teil der Anlage in zwei Bereiche aufzuteilen, die mit der gleichen Eigenfrequenz (Sollwert: 37,5 kHz) ausgelegt werden. Der 1. Bereich mit US-Wandler wird empirisch dimensioniert, der 2. Bereich rechnerisch. Der US-Horn-Kragen ist die Trennstelle. Dort wird eine feste Einspannung bzw. ein Bewegungsknoten angenommen.

Den 2. Bereich zwischen Kragen und Kolben beschreibt das Stabmodell Abb. 2.5.2, Gleichung (2.5.7). Anstelle des Kragens wird eine feste Einspannung angenommen ($\chi_2 \rightarrow \infty$). Die Befestigung der Kolbenstange an der Kolbenplatte modelliert ein Einmasse-Schwinger (analog zu Kap. 2.5.2.2). Abb. 2.5.8 zeigt die berechneten Eigenfrequenzen für verschiedene Schwinger-Daten $\chi_1 = \chi_2$. Die geschätzten Daten (vgl. Abb. 2.5.5) liegen frequenzabhängig auf der gestrichelten Linie. Die Lage der stehenden Wellen ergibt sich unmittelbar aus der Ultraschallfrequenz und der Schallgeschwindigkeit*. Da damit die Wellenlänge bekannt ist, können von der festen Einspannung ausgehend die Spannungsknoten bestimmt werden.

* Der größte Teil des schwingenden Bereiches in der Versuchsanlage hat einen exponentiell veränderlichen Querschnitt. Nach Gl. (2.5.4) breitet sich der Schall dort mit kleinerer Geschwindigkeit als im prismatischen Stab aus. Dies wird durch eine 7 % kleinere Schallgeschwindigkeit als in Tab. 2.3.6 angegeben berücksichtigt.

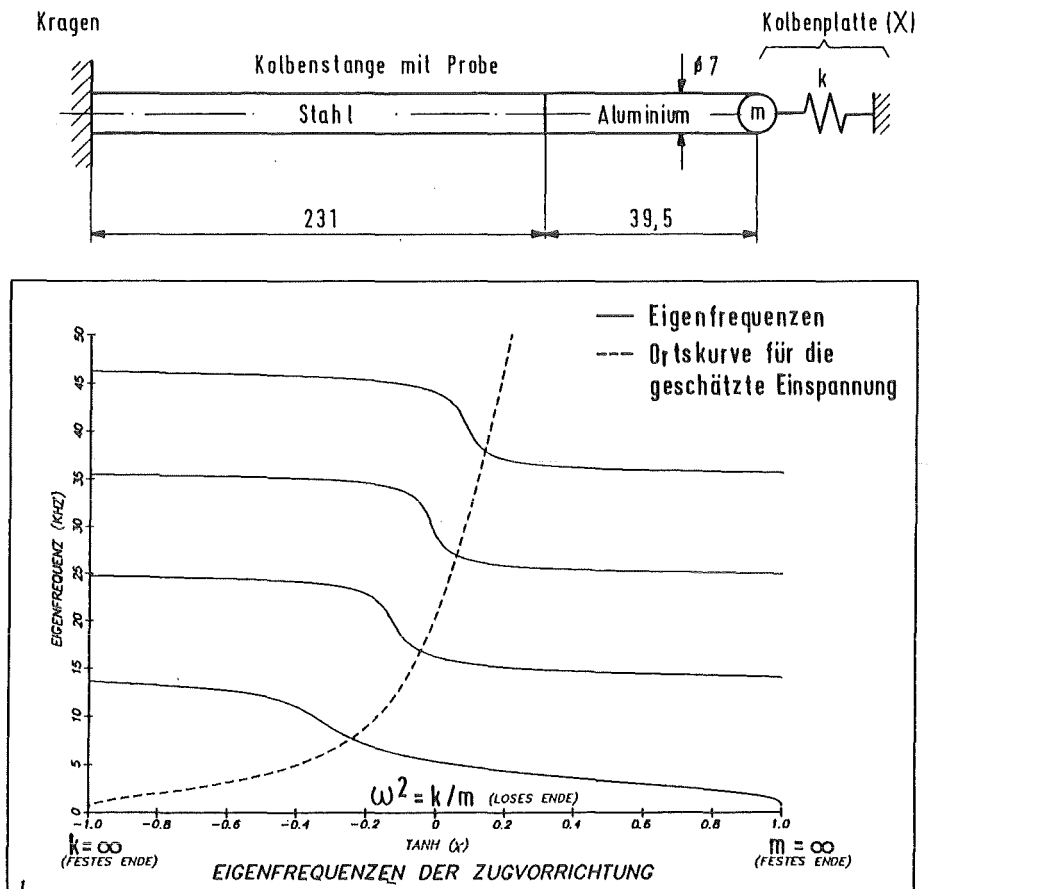


Abb. 2.5.8: Eigenfrequenzen der Versuchsanlage bei fester Einspannung am US-Horn-Kragen

Die Eigenfrequenz des 1. Bereiches wird experimentell bestimmt. Ein akustisch weich gelagerter Stab mit angekoppeltem Wandler simuliert diesen Bereich. Bei der angestrebten Eigenfrequenz bildet sich an der Stelle des Kragens ein Bewegungsknoten, der einer festen Einspannung entspricht.

Die Resonanz wird aus der Phasenverschiebung zwischen Strom und elektrischer Spannung an der Piezokeramik bestimmt. Abb. 2.5.9 zeigt die Versuchsanordnung:

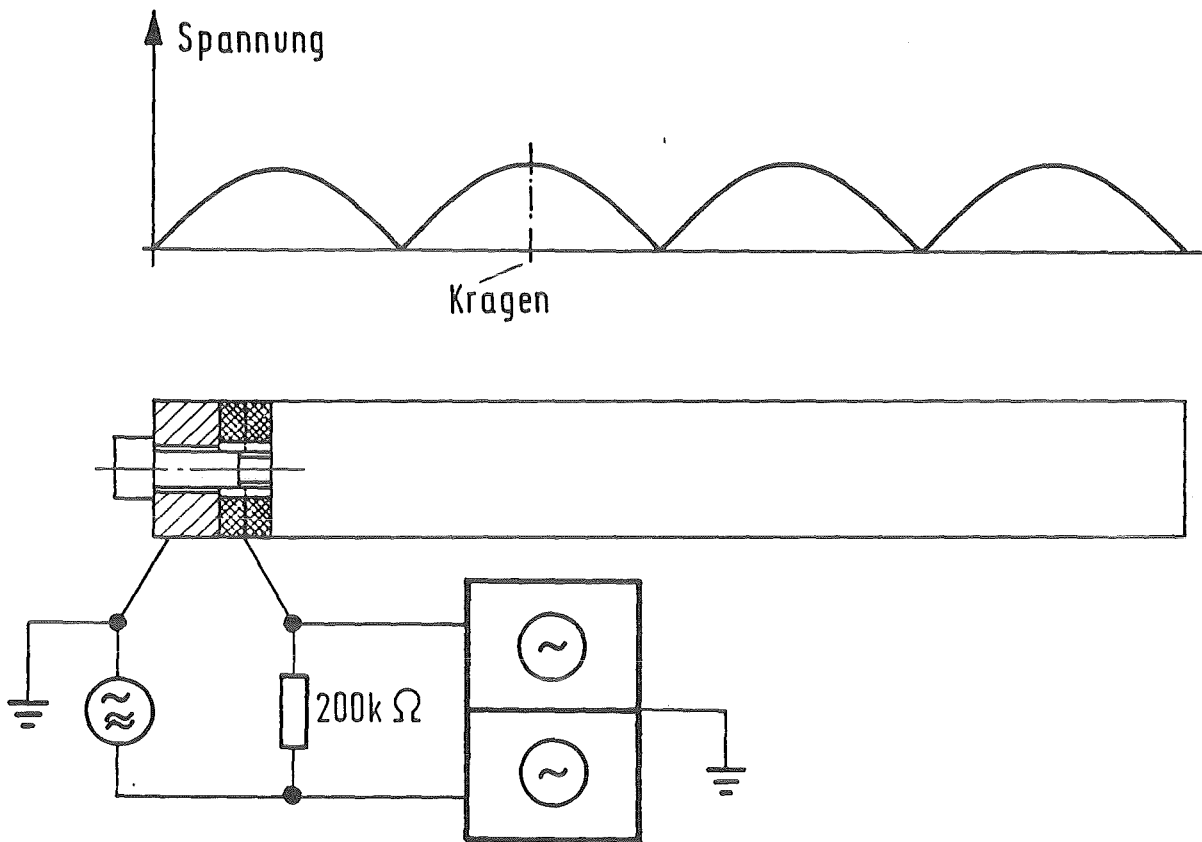


Abb. 2.5.9: Versuch zur Bestimmung der Eigenfrequenz des US-Wandlers

Ein Frequenzgenerator erregt den Schwinger über einen sehr großen, rein ohmschen Vorwiderstand. Bei Anregung wirkt der Schwinger ebenfalls wie ein ohmscher Widerstand, so daß keine Phasenverschiebung zwischen der Spannung am Generator und an der Piezokeramik auftritt. Der Eigenfrequenz-Sollwert des Parallelschwingkreises wird durch Variation der Masse an der Rückseite des Wandlers eingestellt.

Da nun beide Bereiche mit der gleichen Eigenfrequenz dimensioniert sind, sollte auch die ganze Anlage diese Eigenfrequenz aufweisen. Vor jedem Zugversuch ist die Eigenfrequenz gemessen worden. Sie schwankt zwischen 37,25 kHz und 37,6 kHz. Bei einigen langsamen Versuchen konnte sie auch während des Versuches bestimmt werden. Sie sinkt mit zunehmender Verformung der Probe um maximal 1,2 % bei ca. 10 % Dehnung.

Die gute Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Eigenfrequenz bestätigt das verwendete Rechenmodell. Man kann folglich die Verteilung der stehenden Wellen, die mit demselben Modell berechnet worden ist, als richtig betrachten. Probe, Kraftmeßstelle und US-Horn-Kragen liegen demnach in einem Spannungsmaximum.

2.5.4 Die instationäre Phase der Beschallung

Der Ultraschallwandler wird während des Versuchs mit der vorher gemessenen Resonanzfrequenz* des Systems angeregt. Den prinzipiellen Aufbau der HF-Versorgung zeigt Abb. 2.5.10.

Die HF-Wechselspannung erzeugt ein Frequenzgenerator mit nachgeschaltetem Leistungsverstärker. Ein Ferritkern-Transformator sorgt für die notwendigen hohen Spannungen an der Piezokeramik (ca. ± 1000 V). Bei Versuchsbeginn leitet ein elektronischer Schalter für eine vorgegebene Zeit die Spannung auf den Ultraschallwandler.

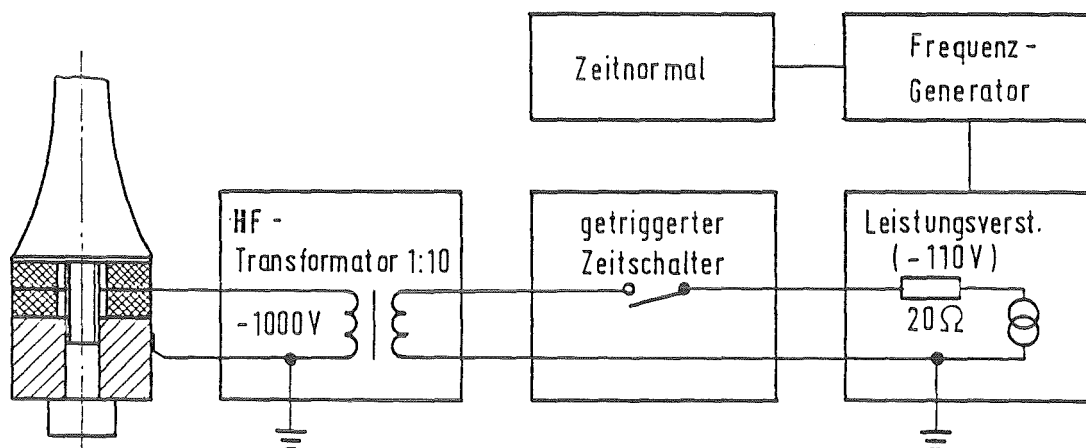


Abb. 2.5.10: Die HF-Versorgung des US-Wandlers

* Die Verluste im schwingenden System führen zu zwei dicht benachbarten Resonanzen, die mit einem Strommaximum (Reihenresonanz) und einem Spannungsmaximum (Parallelresonanz) am US-Wandler verbunden sind. Verwendet wird die Parallelresonanz.

Die Wechselwirkung zwischen elektrischen Feldern und mechanischen Spannungen σ an den Piezokeramikscheiben beschreibt die Gleichung

$$D_{el} = d_{pi} \sigma + \epsilon_{pi} E_{el} \quad (2.5.15)$$

mit den Materialdaten d_{pi} und ϵ_{pi} , der elektrischen Feldstärke E_{el} und der dielektrischen Verschiebung D_{el} . Bei zwei Scheiben der Dicke h_{pi} und Fläche A ergeben sich Strom I_{el} und Spannung U am Ultraschallwandler zu:

$$I_{el} = 2 A \dot{D}_{el} \quad (2.5.16a)$$

$$U = E_{el} h_{pi} \quad (2.5.16b)$$

Mit (2.5.15) gilt für die mechanische Spannung:

$$\sigma = \frac{1}{d_{pi}} \left[\frac{1}{2A} \int I dt - \epsilon_{pi} \frac{U}{h_{pi}} \right] \quad (2.5.17)$$

Der Schwinger wird in Parallelresonanz angeregt, so daß der Strom sehr klein ist. Näherungsweise gilt also:

$$\sigma = - \frac{\epsilon_{pi}}{d_{pi} h_{pi}} U \quad (2.5.18)$$

Der Fehler für die Spannungsamplitude beträgt für die Versuchsdaten ca. 5 %.

Für schnelles Einschwingen des Versuchsaufbaus muß deshalb die Versorgungsspannung schnell den Sollwert erreichen. Der Leistungsverstärker sollte somit einen möglichst kleinen Innenwiderstand haben: Seine Ausgangsimpedanz beträgt 20Ω , so daß unter Vernachlässigung der Transformator- und Schalterverluste die Versorgungseinheit an der Piezokeramik einen Innenwiderstand von $2 k\Omega$ aufweist.

Das Einschwingverhalten des ganzen elektrisch-mechanischen Schwingers wird mit einer elektrischen Ersatzschaltung (Abb. 2.5.11a) abgeschätzt. Dieses Modell vernachlässigt die Wellenlaufzeiten durch die Anlage. Nach dem Schließen des Schalters bei $t = 0$ schwingen hier Strom I_{el} und Spannung U nach den folgenden Gleichungen ein:

$$U = U_0 r \left[(1 - e^{-bt}) \sin(\omega t + \varphi) + \frac{b}{\omega} e^{-bt} \sin \varphi \cos(\omega t) \right]$$

$$I_{el} = \frac{U_0}{R_i} \left[\left((1-r) + e^{-bt} \right) \sin(\omega t + \varphi) - \frac{b}{\omega} r e^{-bt} \sin \varphi \cos(\omega t) \right]$$

$$r := \frac{R_i}{R + R_i} \quad \omega^2 := \frac{1}{LC} - \frac{R}{2L} \quad b := (2rRC) \quad (2.5.19)$$

Abb. 2.5.11b stellt die berechneten Umhüllenden von Strom und Spannung für die Vereinfachung $b/\omega \ll 1$ dar, die sich später als zulässig erweisen wird. Aus (2.5.17) bzw. (2.5.18) kann das mechanische Verhalten ermittelt werden.

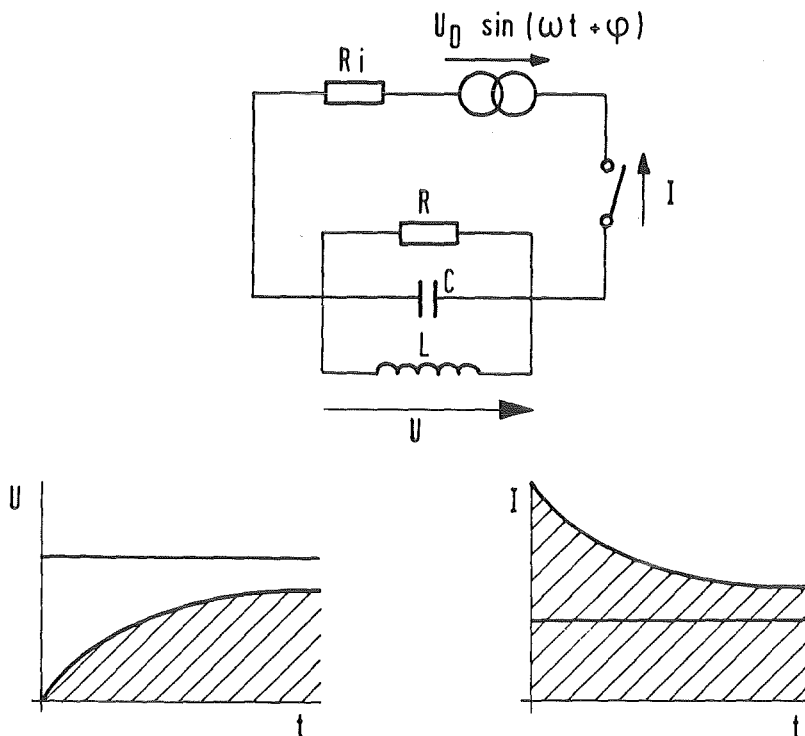


Abb. 2.5.11: a) Elektrisches Ersatzschaltbild für den Schwinger (oben)
 b) Strom und Spannung am US-Wandler beim Einschalten des US
 (unten)

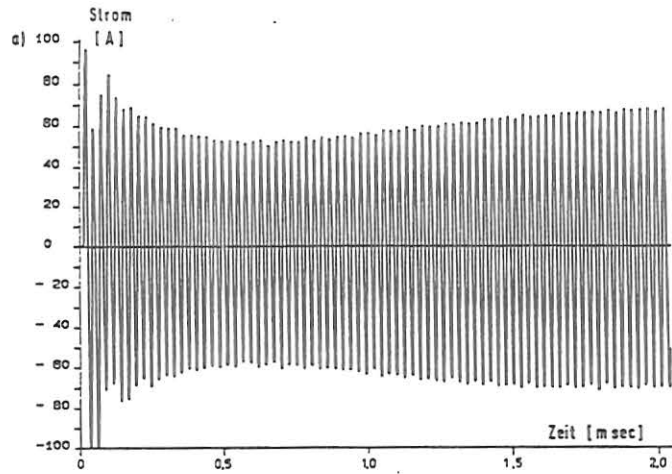
Abb. 2.5.12a-d zeigt zum Vergleich die Messungen der elektrischen Größen am Ultraschallwandler während des Einschwingens bei maximal möglicher Erregung der Probe. Ein Zugversuch wurde gleichzeitig nicht durchgeführt. Die Einschwingzeiten für Strom und Spannung betragen etwa 1,5 ms.

In Abb. 2.5.12e-f sind die Spannungen an der Kraftmeßstelle und in der Probe abgebildet. Die Dehnungen wurden mit DMS registriert und über das elastische Materialgesetz in Spannungen umgerechnet. Der weniger glatte Verlauf der Meßkurve in der Probe ist auf ein schlechtes Signal-Rausch-Verhältnis der Messung zurückzuführen. Elektrische und mechanische Spannung verhalten sich beim Einschwingen ähnlich.

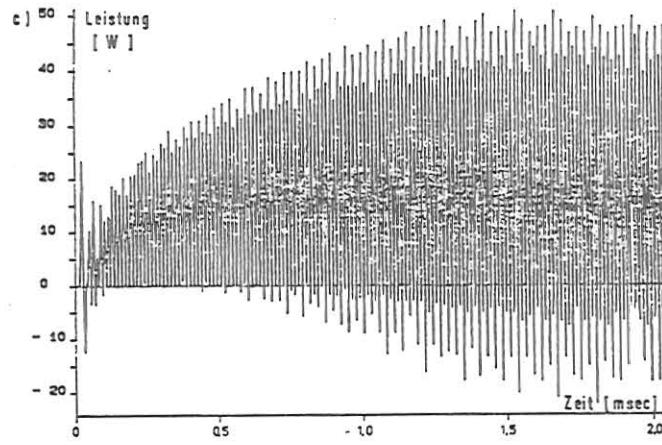
Aus der Strom- und Spannungsmessung können die Daten der Ersatzschaltung (Abb. 2.5.11a) berechnet werden.* Es zeigt sich, daß die Annahme $b/\omega \ll 1$ erfüllt ist, und damit die Strom- und Spannungsverläufe nach Abb. 2.5.11 gerechtfertigt sind.

Die gemessene elektrische und mechanische Spannung verhalten sich ähnlich wie die berechneten Spannungen. Dies ist eine Bestätigung für die Ersatzschaltung (Abb. 2.5.11) und die Piezo-Gleichung (2.5.18). Daraus kann man schließen, daß die Einschwingzeit (ca. 1,5 ms) tatsächlich vom Innenwiderstand der Stromversorgung begrenzt wird. Auch die Wellenlaufzeiten in der Anlage, die das Modell ja vernachlässigt, spielen also für die instationäre Phase der Beschallung nur eine untergeordnete Rolle.

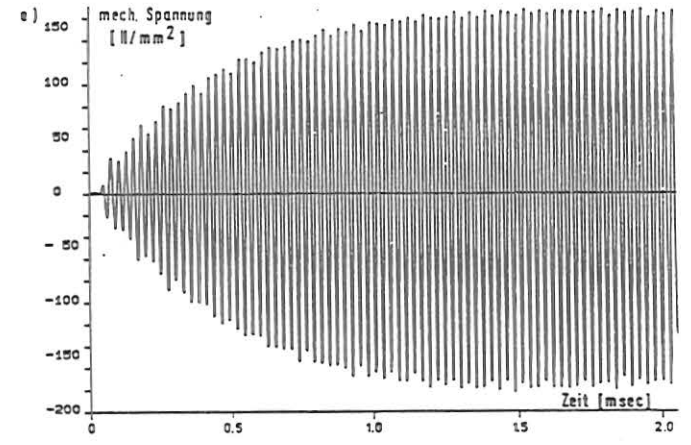
* Die Kapazität C' des Schwingers ergibt sich zu 110 nF. Es ist bei der empirischen Bestimmung der Eigenfrequenzen zu beachten, daß die Kapazitäten der Meßverstärker den Schwingkreis nicht unzulässig verstimmen.



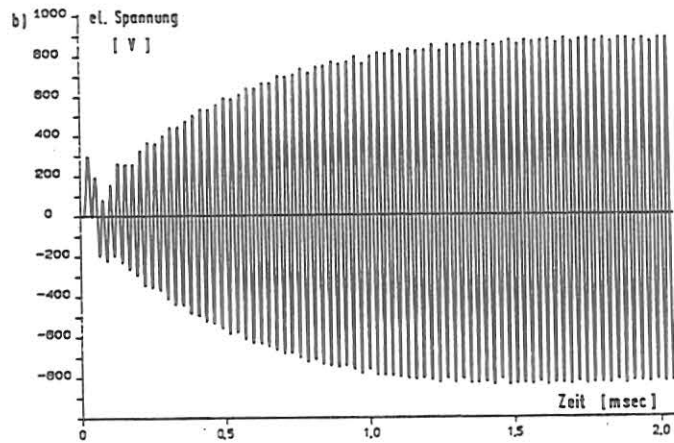
a) Strom am Ultraschallwandler



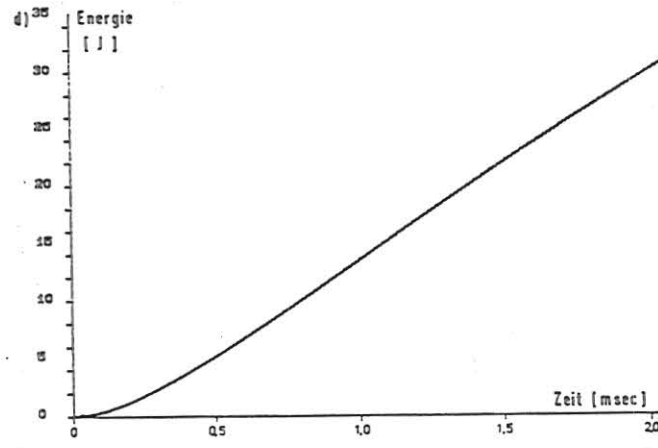
c) Leistungsaufnahme des US-Wandlers



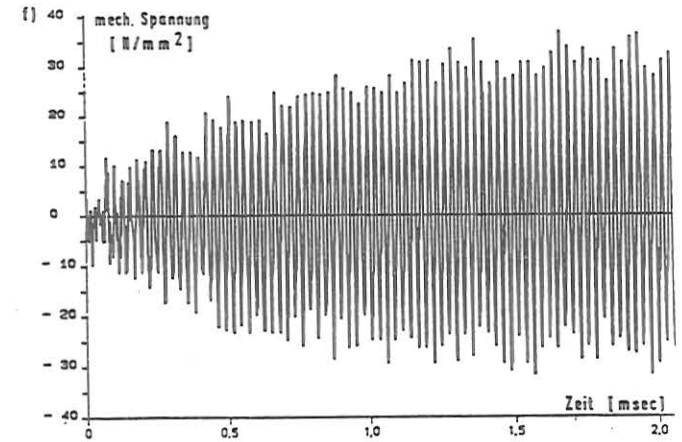
e) Spannung an der Kraftmeßstelle



b) el. Spannung am US-Wandler



d) Energieaufnahme des US-Wandlers



f) Dehnung in der Probe, elastisch umgerechnet in die Spannung

Abb. 2.5.12: Elektrische und mechanische Meßgrößen zu Beginn der Beschallung ohne plastische Vorverformung

2.6 Die Meßtechnik

Wichtigstes Ziel der Zugversuche mit US-Überlagerung ist die Aufnahme von Spannungs-Dehnungskurven des Probenmaterials bei Beschallung mit bekannter Intensität. In allen Versuchen wird die Dehnung sowohl auf der Probe als auch im elastischen Bereich vor der Probe am US-Horn mit Dehnungsmeßstreifen (DMS) registriert. Aus der Messung am US-Horn wird mit dem Elastizitäts-Modul und dem Flächenverhältnis zur Probe auf die Spannung in der Probe geschlossen. Die US-Intensität kann aus der Dehnungssoszillation der Probe oder der Kraftmeßstelle abgeschätzt werden. Viele andere Experimentatoren berechnen die US-Intensität aus den elektrischen Größen am US-Wandler. Auch diese Größen werden deshalb zum Vergleich registriert. In einigen Versuchen werden zusätzlich Temperatur mit einem Thermoelement und Biegung mit einem weiteren DMS auf der Probe gemessen, um den Einfluß dieser Größen zu erkennen.

Alle Meßsignale speichert nach analoger Vorverstärkung ein Transientenrecorder digital. Abb. 2.6.1 zeigt das elektrische Schaltbild. Die Registrierung der Meßsignale und die Probenbeschallung triggert beim Zerplatzen der Berstmembran ein Aufnehmer an dem Meißel, der zum Zerschlagen der Membran verwendet wird.

Die wichtigsten Daten der verwendeten Meßgeräte sind in Tab. 2.6.2 zusammengefaßt.

Tab. 2.6.2: Wichtige Daten einiger verwendeter Meßgeräte

Analogverstärker für DMS-Messung: Typ Rohrer DMS 37D-S-407

Rauschen und sonst. Störspannungen	$30 \mu\text{V}$ (300 kHz)
Frequenzbereich	DC-300 kHz (-3 dB) DC-10 kHz ($\pm 0,2$ dB)*
Nullpunktdrift des Einganges	$2 \mu\text{V/K}$
Linearität	$10^{-4} \pm 10/\text{K}$

Analogverstärker für Temperatur-Messung: Typ DANA 2860

Rauschen und sonst. Störspannungen	$2 \mu\text{V}$ (10 kHz)
Frequenzbereich	DC-10 kHz (-3 dB) DC-2 kHz ($\pm 0,2$ dB)*
Null drift des Einganges	$1 \mu\text{V/K}$
Linearität	$10^{-4} \pm 5 \cdot 10^{-5}/\text{K}$

Transientenspeicher: Typ Bohrer MTR80

Digitalisierschritte	1024
max. Abtastfrequenz	1 MHz
max. Auflösung	0,1 mV

* Werte vom Hersteller nicht angegeben

2.6.1 Dehnungsmessung

Zur Bestimmung der Dehnungen und der mechanischen Spannungen kommen geklebte DMS zum Einsatz. Speziell Folien-DMS auf den Proben (Länge 0,8 mm, Fa. Measurements-Group EA-09-031DE120, EP-08-031-DE120) sollen sowohl große plastische Dehnungen als auch die kleinen US-Oszillationen messen. Verwendet wird ein Spezial-Kleber für große Dehnungen bis ca. 10 % (Fa. Measurements-Group M-Bond A12). Die Meßkabel müssen bis zum DMS verdrillt geführt werden, damit Einstreuungen externer elektrischer Geräte kleiner als das Rauschen der Brückenverstärker sind. Abb. 2.6.3 zeigt eine Probe mit angelöteten Meßleitungen.

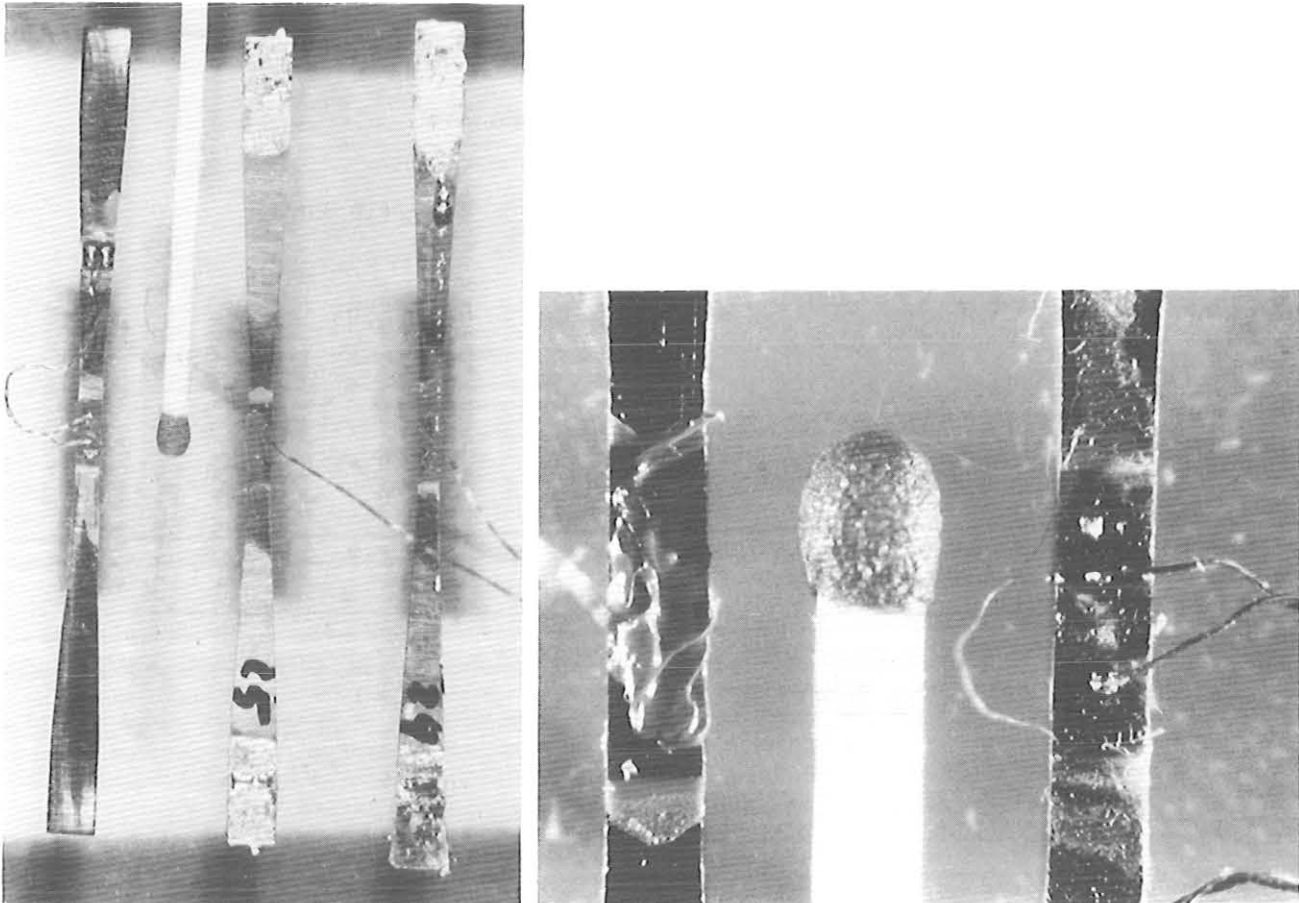


Abb. 2.6.3: Proben mit Dehnungsmeßstreifen

Bild links: Probe vor und nach dem Versuch

Bild rechts: Proben-DMS mit Anschlußdrähten (rechts) und
mit Silikonabdeckung (links)

Zur Berechnung der Dehnung werden die Herstellerdaten für den k-Wert ($k = 2,06$ bzw. $K = 2,08$) verwendet:

$$\varepsilon = \frac{4}{k} \frac{U}{U_0} \quad (2.6.1)$$

U_0 Speisespannung

U Meßspannung

Der Temperatureinfluß bei Folien-DMS und großen Dehnungen ist gering. Die scheinbare Dehnungsänderung bei Erwärmung beträgt ca. $2,6 \cdot 10^{-6}/K$ nach Herstellerangabe. Auf eine Temperaturkompensation wurde verzichtet.

Es stellt sich nun die Frage, ob diese Messung nach Gl. (2.6.1), die im statischen Fall gilt, bei den US-Frequenzen (40 kHz) noch zulässig ist. Bisher sind zwar mit Folien-DMS schon häufig dynamische elastische Dehnungen oder monoton steigende plastische Dehnungen gemessen worden, unter der Voraussetzung gleicher Empfindlichkeit (k-Faktor) wie im statischen Fall; diese Voraussetzung ist aber nicht selbstverständlich und soll deshalb hier untersucht werden.

Mehrere Experimentatoren haben DMS-Messungen mit anderen Meßverfahren bei hohen Dehnraten verglichen. Bei elastischer Materialverformung untersuchte Fink /114/ das DMS-Verhalten mit einer sprungartig ansteigenden Dehnungswelle. Die Anstiegszeit des Meßsignals war kleiner als $17 \mu s$. Cunnigham und Goldsmith /115/ registrierten ca. $20 \mu s$ lange elastische Dehnpulse in Aluminiumstäben mit DMS und Piezoquarzen. Sie erhielten gute Übereinstimmung in Maximalwert und Form der Pulse. Ripperger und Yeakley /116/ verglichen ähnliche Pulse mit Teilchengeschwindigkeitsmessungen. Sie erzielten Übereinstimmung der Spitzenwerte bis auf 3 %. Eine Aussage zur Pulsform konnte nicht getroffen werden, da die Meßstellen nicht im gleichen Stabquerschnitt lagen. Oi /117/ bestimmte unter Verwendung sehr steiler Wellenfronten die Anstiegszeit der DMS im elastischen zu $0,5 \mu s + 0,8 \ell/c$, mit der DMS-Länge ℓ und der Schallgeschwindigkeit c im Grundmaterial. Nicht monoton ansteigende Dehnungen untersuchten Nisbet, Brennan und Tarpley /118/. Sie stellten bei elastischen Longitudinalschwingungen in Stahlstäben keine Frequenzabhängigkeit der DMS bis 23 kHz fest.

Bei plastischer Verformung des Grundmaterials fand Bell /119, 120/ eine 10 % bis 15 % kleinere Dehnung bei DMS als bei der von ihm entwickelte diffraction grating-Methode. Chiddister und Malvern /121/ berechneten im Split-Hopkinson-pressure bar-Experiment die plastische Probendehnung aus Messungen im elastischen Bereich vor und hinter der Probe. Sie ermittelten ebenfalls größere Dehnungen, als sie der DMS auf der Probe anzeigte. Eine systematische Untersuchung der DMS bei hoher Dehnrates und großen Dehnung führte Sharpe /122-124/ durch Vergleich mit einem interferometrischen Meßverfahren durch. Er erhielt gute Übereinstimmung bis 8 % Dehnung und Anstiegszeiten von ca. 40 μ s für alle untersuchten DMS und unterschiedliche Klebebedingungen. Zusammenfassend berichtet er: "It is rather difficult to do anything wrong in gauge application."

Seit den Untersuchungen von Sharpe werden DMS häufig ohne weitere Kontrolle für dynamische Untersuchungen, auch bis zu hohen Dehnungen, eingesetzt. Meyer /76/ schreibt: "Die hohe Bandbreite von DMS wird seit 1970 durch eindeutige Nachweise mit interferometrischen Methoden nicht mehr angezweifelt."

Aus den genannten Veröffentlichungen kann man schließen, daß dynamische Messungen bis 40 kHz mit DMS im elastischen Bereich des Grundmaterials zulässig sind. In einiger älterer Literatur werden Messungen im plastischen Bereich angezweifelt. Die dort festgestellten Diskrepanzen können aber auch Fehler der komplizierten Referenzverfahren sein. Hingegen ist es unwahrscheinlich, daß die gute Übereinstimmung, die Sharpe in umfangreichen Messungen im Vergleich zu einem anderen Meßverfahren gefunden hat, eine Folge quantitativ gleicher Fehler in beiden Messungen ist.

Da Sharpe fast die gleichen DMS untersucht hat, wie sie in den vorliegenden Versuchen verwendet werden, kann man die DMS-Messung wenigstens für Versuche ohne US als vertrauenswürdig betrachten.

Unbekannt sind bisher Untersuchungen zum DMS-Zeit-Verhalten bei nicht monoton steigender Dehnung im Bereich plastischer Materialverformung. Es wurden deshalb einige einfache Versuche dazu durchgeführt: Mehrere Proben werden mit verschiedenen Dehnraten ($5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bis 30 s^{-1}) mit und ohne US-Überlagerung plastisch verformt, bis ein Bruch vor der Probe in der Lötverbindung eine weitere Belastung verhindert. Die maximal aufgetretene Dehnung (bis 13 %) ist so klein, daß der DMS noch funktionstüchtig ist. Nach dem Bruch wird der mit DMS dynamisch registrierte Endwert der Dehnung mit den geometrischen Abmessungen der Probe verglichen. Aus der Dicke und Breite vor und nach dem Versuch kann die Ingenieur-Dehnung bei Volumenkonstanz berechnet werden. Abb. 2.6.4 zeigt den Vergleich der Messungen. Das angegebene Streuband entspricht der Meßgenauigkeit bei der Bestimmung der Probenabmessungen. Leider ist dieses Verfahren sehr ungenau und die Streuung deshalb groß.

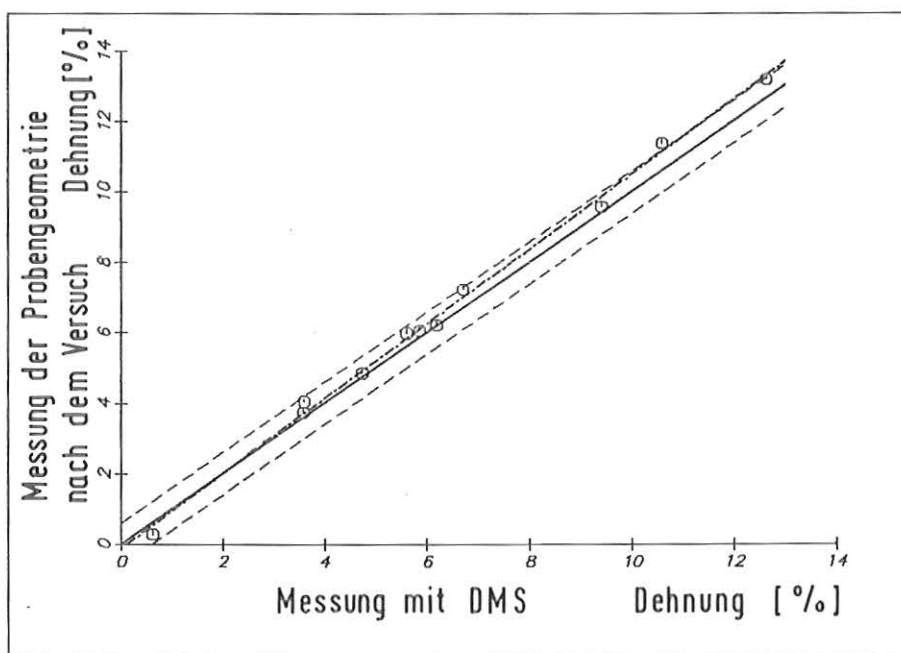


Abb. 2.6.4: Vergleich der Probendehnungen nach einem Versuch.

Ordinate: Dehnung, bestimmt aus den geometrischen Abmessungen

Abszisse: Dehnung, bestimmt aus der DMS-Messung

Alle Meßpunkte liegen im Bereich des Streubandes, so daß beide Verfahren im Rahmen der Meßgenauigkeit übereinstimmen. Die Regressionsgerade der Meß-

punkte läßt allerdings vermuten, daß bei sehr großen Dehnungen ($\xi > 10\%$) die DMS-Messung einen um ca. 5 % kleineren Wert liefert als das Referenzverfahren. Diese Vermutung ist wegen der wenigen Versuchen und der großen Streuung jedoch sehr vage. Dazu muß außerdem erwähnt werden, daß für die Versuche Spezial-DMS für hohe Dehnungen verwendet wurden, für die der Hersteller als zulässige Dehnung 10 % bei einer Meßgenauigkeit von 2 % bis 5 % angibt.

Aus diesen Experimenten kann man schließen, daß die Messung der mittleren Dehnung mit DMS auf der Probe in den durchgeführten dynamischen Zugversuchen mit und ohne Ultraschall im Rahmen der angegebenen Genauigkeiten brauchbar ist.

Nachdem die Messung der mittleren plastischen Dehnung gesichert ist, bleibt aber noch die Frage offen, ob die sehr kleinen US-Dehnungsamplituden auch bei einer mittleren plastischen Verformung von den DMS noch richtig registriert werden. Zu dieser Problematik sind keine Experimente durchgeführt worden.

Eine weitere Fehlerquelle für die Dehnungsmessung können Biegemomente an der Probe sein, die aufgrund unvermeidlicher Fertigungstoleranzen entstehen. Da bei den durchgeführten Versuchen nur ein DMS ohne Biegekompensation verwendet worden ist, können Biegemomente wenigstens bei elastischer Verformung einen erheblichen Einfluß auf die Dehnungsmessung haben. Es interessiert aber hauptsächlich das Verhalten bei plastischer Verformung. Dort werden eventuell vorhandene Biegemomente beim Fließen des Materials schnell abgebaut. Auf eine Biegekompensation wurde deshalb verzichtet.

Zwei Dehnungsmessungen auf gegenüberliegenden Probenflächen zeigt Abb. 2.6.5. Der Quotient der Messungen strebt für große Dehnungen gegen einen Wert nahe 1^{*}. Die Abweichung von dem asymptotischen Wert ist ein Maß für

* Er ist wegen der Streuung der DMS-Empfindlichkeit (k-Faktor) nicht exakt 1

Fehler infolge Biegung. Im Bereich kleiner elastischer Dehnung verhindert das Meßsignalrauschen eine sinnvolle Auswertung. Im Übergangsbereich zur plastischen Verformung tritt eine Fehlmessung um maximal 4 % auf. Sie nimmt mit zunehmender Dehnung schnell auf Werte unter 1 % ab.

Daraus ist zu schließen, daß die Probenbiegung bei plastischer Probenverformung nur einen kleinen Einfluß auf die DMS-Messung der mittleren Dehnung hat. Die Fehler aufgrund der Biegung entsprechen maximal der Meßgenauigkeit, die vom Hersteller der DMS angegeben wird (2 % bis 5 %). Bei größeren Dehnungen ($\epsilon > 1\%$) sind sie wesentlich kleiner.

Neben der mittleren Probendehnung werden mit dem DMS auch die US-Schwingungen gemessen. Es ist problematisch, die Aussagen für die mittlere Probendehnung auch auf die kleinen US-Dehnungsamplituden zu extrapolieren. Man betrachte dazu eine imperfekte, leicht gekrümmte Probe (Abb. 2.6.6):

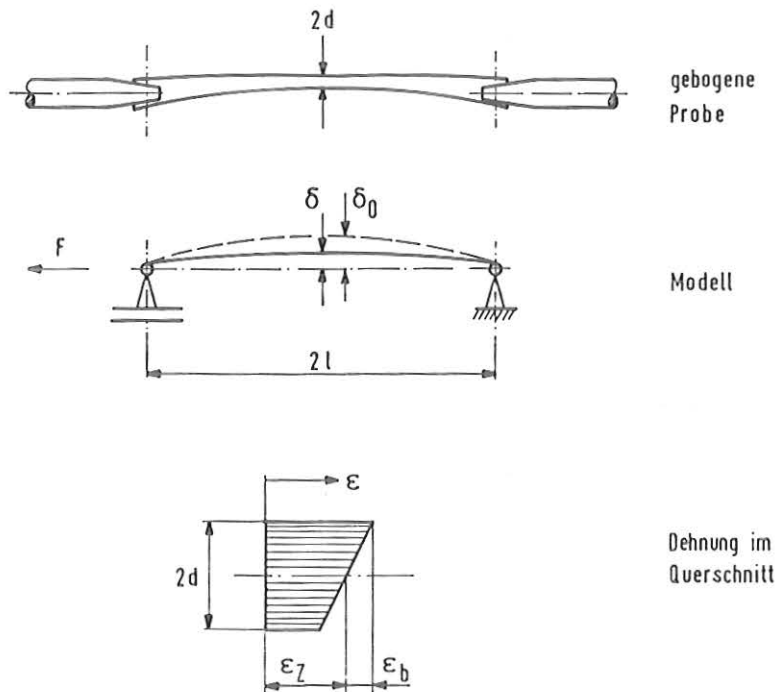


Abb. 2.6.6: Änderung der Probenexzentrizität bei Belastung

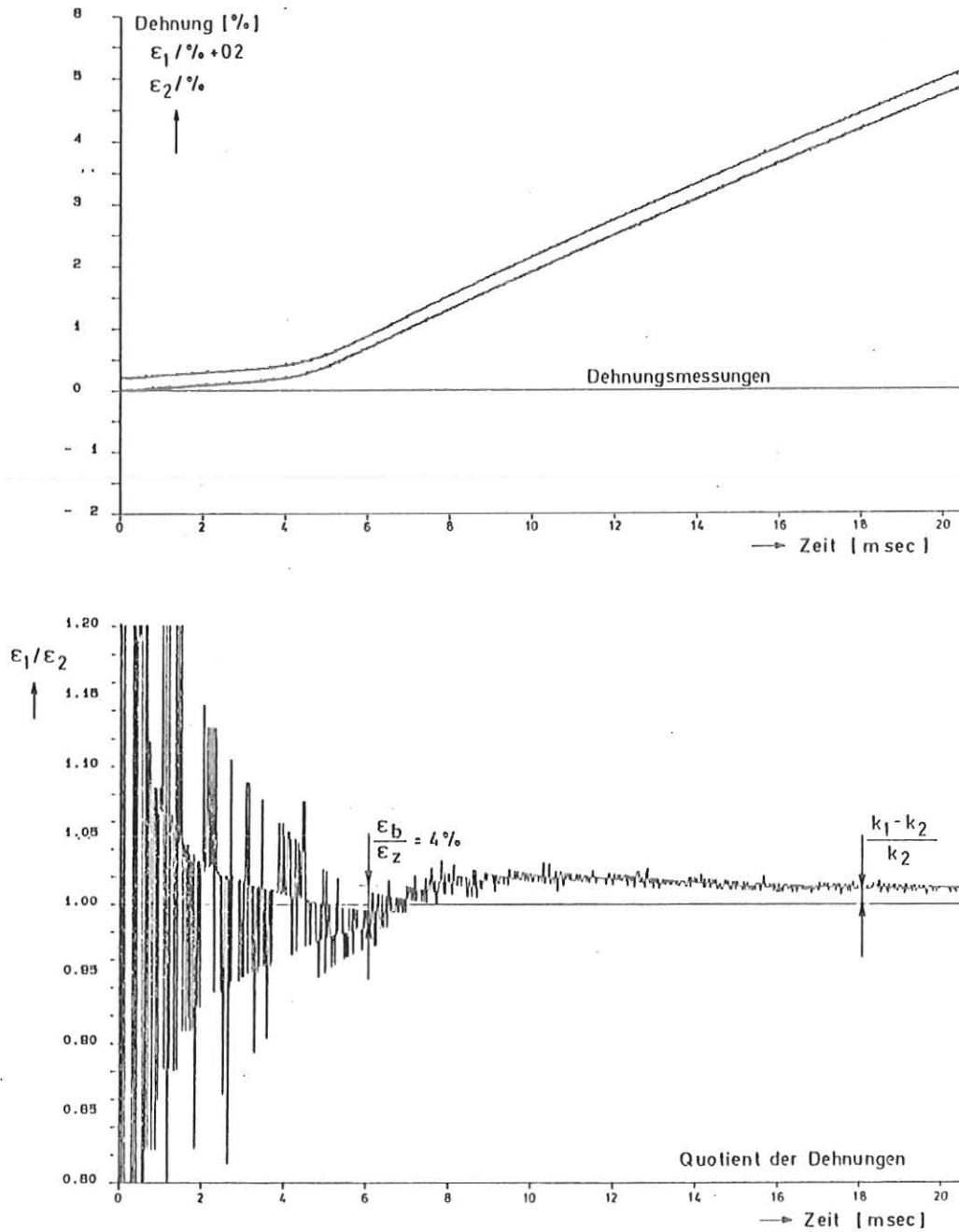


Abb. 2.6.5: Die Biegung der Probe

- a) Vergleich zweier Dehnungsmessungen ϵ_1, ϵ_2 auf gegenüberliegenden Probenoberflächen
- b) Quotient der Dehnungsmessungen ϵ_1 / ϵ_2
Die Abweichung vom asymptotischen Wert k_1 / k_2 ist ein Maß für die relativen Fehler infolge Biegung ϵ_b / ϵ_z

Bleibt die Probe bei Belastung kreisförmig gebogen, so gilt bei plastischer Deformation näherungsweise für die Exzentrizität δ und die Biege-Dehnung

$$\varepsilon_b : \quad \frac{\delta}{\delta_0} = \frac{1}{1+\beta} \quad \frac{\varepsilon_b}{\varepsilon_{b \max}} = \frac{1}{1+1/\beta} \quad (2.6.2a)$$

wobei

$$\beta := \frac{F l^2}{E_t 2d W_b} \quad \varepsilon_{b \max} := \frac{2 d \delta_0}{l^2} \quad (2.6.2b)$$

δ Exzentrizität unter Last

δ_0 Exzentrizität vor Belastung

ε_b Oberflächendehnung infolge Biegung

F Zugkraft

E_t Tangentenmodul der Spannungs-Dehnungskurve

W_b Biege-Widerstandsmoment der Probe

l Länge der Probe

d Dicke der Probe

Mit zunehmender Probenlast wird die Biegedeformation $\varepsilon_{b \max}$ nicht überschritten. Sie ist deshalb im Vergleich zu großen mittleren Dehnungen meist zu vernachlässigen. Voraussetzung dafür ist eine präzise Fertigung der Proben.

Die verwendeten Proben zeigten vor dem Versuch auf der ganzen Länge keine Durchbiegung über 0,1 mm. Da sich die verlöteten Enden nur wenig deformieren, kann man die Länge l in (2.6.3) zu $l = 50$ mm, die Dicke zu $d = 2$ mm abschätzen. Die Biege-Dehnung bleibt damit auf $\varepsilon_{b \max} = 0,2$ ‰ beschränkt.

Bei schwingender Belastung muß dieses aber nicht mehr gelten. Wie aus Gleichung (2.6.2) zu erkennen ist, nimmt die Probenexzentrizität δ bei plastischer Verformung zwar ab, behält aber einen endlichen Wert. Die US-Schwingungen könnten deshalb die Proben zu Biegeschwingungen anregen, deren Amplitude hauptsächlich durch ihre Eigenfrequenzen bestimmt wird.

Ob solche Resonanzen im Einzelfall angeregt werden, kann kaum vorhergesagt werden. Die Ultraschallfrequenz ist wesentlich größer als die erste Biege-Eigenfrequenz der Probe mit Schultern, so daß besonders eng beieinander liegende, höhere Harmonische betrachtet werden müßten, deren Frequenz nicht exakt genug bestimmbar ist. Aufgrund der Fertigungsstreuung muß man bei unterschiedlichen Proben sogar mit sehr unterschiedlicher Anregung rechnen. Sollten deshalb Biegeschwingungen einen großen Einfluß auf die US-Dehnungsmessung haben, dann müssen bei gleicher elektrischer Anregung am US-Wandler große Streuungen der Meßdaten auftreten.

Nach den vorangegangenen Betrachtungen kann man die verwendete Messung der mittleren Dehnung mit DMS im schnellen Zugversuch als gesichert ansehen. Bei der Dehnungsamplituden-Messung in einem einzelnen Versuch ist hingegen Vorsicht geboten, da Biegeschwingungen die Messung verfälschen könnten.

2.6.2 Kraftmessung

Die mittlere Kraft in der Probe ergibt sich aus der elastischen Stabdehnung vor der Probe. An der Kraftmeßstelle beträgt der tragende Querschnitt etwa das siebenfache des Probenquerschnitts, so daß sich dort das Material sicher nur elastisch verformt. Die Dehnung wird mit Halbleiter-DMS registriert. Sie haben eine wesentlich höhere Empfindlichkeit als Folien-DMS und sind resistenter gegen Ermüdung. Vier DMS bilden eine Wheatstonsche Vollbrücke mit Biegekompensation und Temperaturkompensation. Zum Einsatz kommen gekapselte DMS mit 10 mm aktiver Länge (Fa. Kulite M(9)E-GP-350-500) und ungekapselte DMS mit 0,5 mm Länge (Fa. Entran ESB-020-120). Bei Kurzzeit-Versuchen ergeben beide Typen gleiche Ergebnisse im Rahmen der Materialstreuung. Als Kleber dient ein Zwei-Komponenten-Epoxy-System (Fa. Measurements-Group M-Bond AE-15). Die Meßstelle wird mit angehängten Gewichten kalibriert. Es ergeben sich die Daten in Tab. 2.6.7. Eine Abhängigkeit des Kalibrierfaktors von der Versorgungsspannung oder dem Gewicht konnte nicht festgestellt werden. Unter Verwendung abgeschirmter oder verdrillter Kabel bis kurz vor der Meßstelle bestimmt das Rauschen der Brückenverstärker die Empfindlichkeit des Aufnehmers. Abb. 2.6.8 zeigt die Halbleiter-DMS auf dem elastischen Stab.

Tab. 2.6.7: Die Kalibrier-Daten der Kraftmeßstellen

DMS-Art	Kalibrierfaktor V ($F = v \cdot \frac{u}{u_0}$)	Linearität ^x	Drift ^{**}	Temp.Koeffizient ^x des Kalibrier- faktors	Versorgungs- Nennspannung	Empfind- lichkeit	Kalibrier- gewicht
gekapselt	37,0 ₄ KN \pm 1 %	1 %	10 ⁻⁴ %/K	-0,3 %/K	0,5 V	\pm 3 N	35 kg
ungekapselt	80,1 ₃ KN \pm 1 %	1 %	0,1 %/K	-0,2 %/K	0,5 V	\pm 5 N	65 kg

^x nach Herstellerangabe

^{**} Herstellerangabe für einen einzelnen DMS. In Vollbrückenschaltung reduziert sich die Drift erheblich.

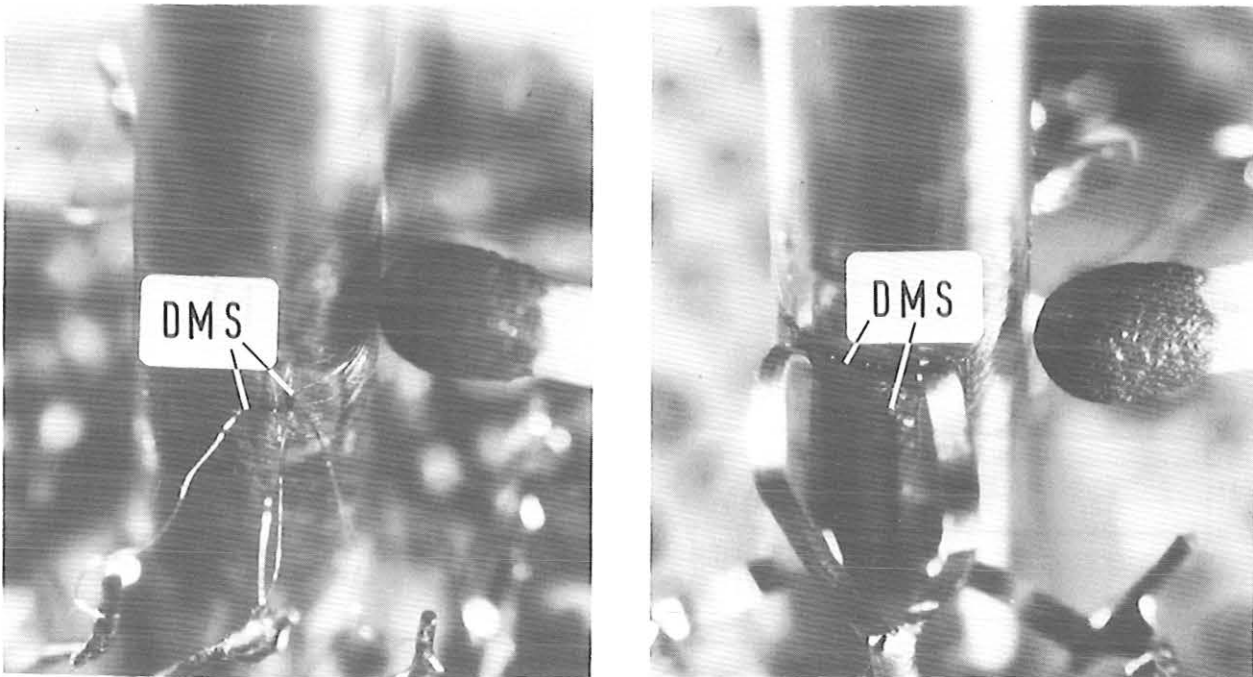


Abb. 2.6.8: Die Halbleiter-DMS an der Kraftmeßstelle

Links: ungekapselte DMS 0,5 mm lang

Rechts: gekapselte DMS 10 mm lang

Das Kurzzeitverhalten der DMS wurde bei plötzlicher Lastenänderung untersucht. Abb. 2.6.9 zeigt die Kraftmessung bei plötzlicher Entlastung. Der Vorgang dauert etwa 1 ms, so daß für kürzere Zeiten keine Aussage zum Verhalten der DMS gemacht werden kann. Kurz nach der Entlastung treten bei großen Lasten erhebliche Schwingungen auf, die die Messung anfangs stören. Danach ändert sich der Meßwert im Verlauf weniger Minuten nach der Laständerung aber nicht mehr wesentlich ($\pm 1\%$). Eine Zeitabhängigkeit der Messung konnte nicht festgestellt werden.

Bei längeren Versuchszeiten führen hauptsächlich Temperaturänderungen zur Meßwert-Drift. Die gekapselten DMS sind wesentlich besser temperaturkompensiert als die ungekapselten. Für Versuchszeiten über 20 ms wurden deshalb ausschließlich die gekapselten DMS eingesetzt, die während eines Versuches nur um ca. $\pm 2 \text{ N/mm}^2$ Probenspannung driften.

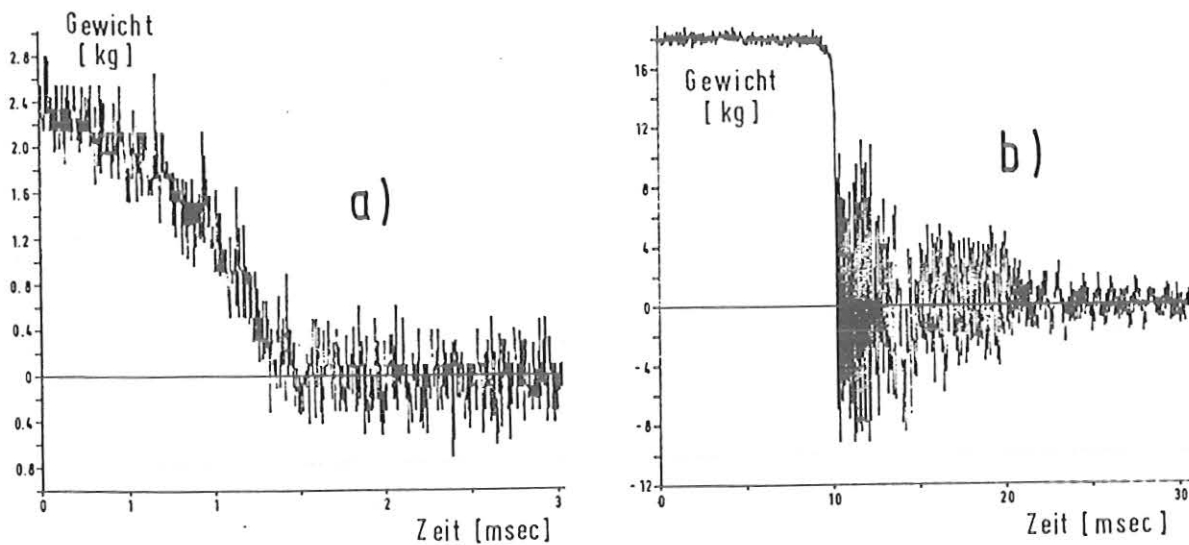


Abb. 2.6.9: Die Kraftmessung bei plötzlicher Laständerung (Abschneiden angehängter Gewichte)

a) Die plötzliche Entlastung dauert ca. 1 ms

b) Bei großen Lasten treten anfangs Schwingungen auf, die die Messung stören

Weiterhin ist es nicht möglich, die Kraftmeßstelle genau zentrisch zu belasten, so daß sie auch auf Biegung beansprucht wird. Die DMS sind deshalb als Vollbrücke mit Biegekompensation geschaltet. Trotzdem ist die Kraftmessung immer noch etwas empfindlich für eine Querkraft an der Probeneinspannung des US-Horns. Experimentell wurde ermittelt, daß dort eine Querkraft einen Meß-Fehler hervorruft, der etwa gleich der Meßgröße bei gleicher Zugkraft ist. Die Kraftmeßstelle muß deshalb so gut zentrisch belastet werden, daß an der Probeneinspannung die Querkraft F_q deutlich kleiner als die Zugkraft F_z ist.

Die größte Querkraft an der Einspannung kann durch schräges Verlöten der Probe auftreten (vgl. Abb. 2.6.10). Der Versatz δ_q konnte bei den durchgeführten Versuchen schon durch Sichtprobe zu maximal 0,5 mm bestimmt werden. Der Fehler bei der Kraftmessung aufgrund der Biegung ergibt sich damit (vgl. Abb. 2.6.10) zu:

$$\frac{F_q}{F_z} = \frac{\delta_q}{l} \leq 1\%$$

Die Biegung an der Kraftmeßstelle ist deshalb ausreichend gut kompensiert.

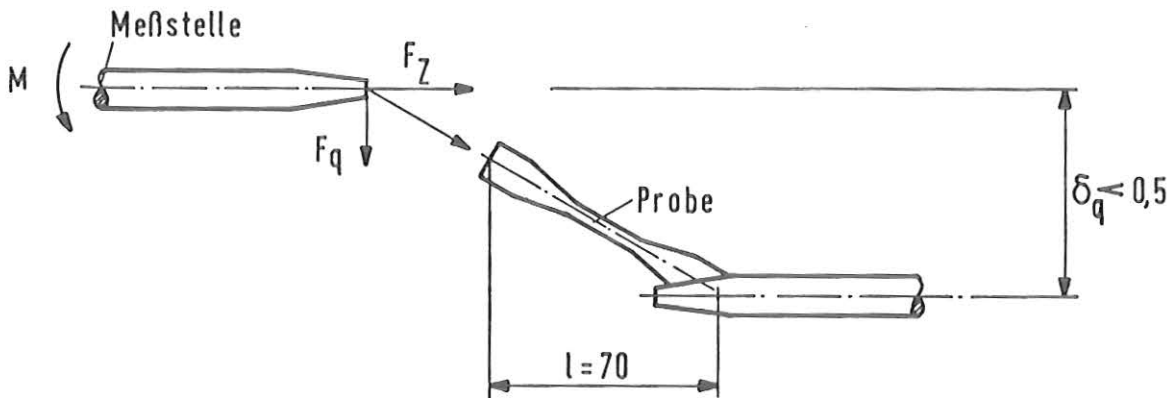


Abb. 2.6.10: Biegemomente an der Kraftmeßstelle bei schräg verlöteter Probe

2.6.3 Temperaturmessung

Die Probe wird sowohl durch die plastische Deformation im Zugversuch als auch durch den US erwärmt. Eine höhere Materialtemperatur führt im Regelfall zu einer niedrigeren Fließspannung. Es ist deshalb von Interesse, ob während des Versuchs die Probentemperatur so stark ansteigt, daß sie die Meßergebnisse wesentlich beeinflusst. Vor allem könnte eine sehr starke Erwärmung durch US zu einer Absenkung der Fließspannung führen, die damit keine direkte Folge der Lastwechsel, sondern der Temperatur ist. In einigen Versuchen mit und ohne US wird deshalb die Erwärmung auf der Probenoberfläche gemessen.

Dazu werden die beiden Meßdrähte eines abgemantelten Thermoelements direkt auf die Probe geschweißt. Der Drahtdurchmesser beträgt nur 0,25 mm, um die Ansprechzeit der Aufnehmer klein zu halten. Trotzdem sind die Thermoelemente noch so träge, daß während des Versuches nur eine mittlere Temperatur meßbar ist. Schnelle Schwankungen in der Anfangsphase einiger Versuche und während eines US-Zyklus können nicht aufgelöst werden. Für die Meßempfindlichkeit gibt DIN 43710 bei NiCr-Ni Thermoelementen $\pm 0,75$ % aber maximal ± 3 K an. Erfahrungen am KfK/IRE haben aber gezeigt, daß die Meßempfindlichkeit abgemantelter Thermoelemente besser als $\pm 0,5$ K sein kann. Begrenzt wird sie auf jeden Fall durch das Verstärkerrauschen auf $\pm 0,1$ K.

2.6.4 Strom- und Spannungsmessung

Aus den elektrischen Größen am US-Wandler kann man näherungsweise auf die US-Intensität schließen. Diese Ergebnisse erlauben eine grobe Überprüfung der Schwingungsmessung an der Kraftmeßstelle und auf der Probe. Die elektrische Leistung, das Produkt aus Strom und Spannung, gibt im stationären Zustand die US-Verluste in der ganzen schwingenden Anlage an und zeigt, wie sie sich am Übergang zur plastischen Probendeformation ändern.

Der Strom wird mit einer Strommeßzange gemessen, die Spannung über einen Spannungsteiler mit dem Transientenrecorder unter Auflösung der einzelnen US-Zyklen direkt registriert.

2.6.5 Meßgenauigkeit

Zusammenfassend soll hier noch einmal die Meßgenauigkeit betrachtet werden. Bei allen Messungen muß man zwischen drei prinzipiell unterschiedlichen Fehlertypen unterscheiden. Bei den statistisch verteilten Fehlern streut der Meßwert während eines Versuches zu einem bestimmten Zeitpunkt zufällig. Die Aussagesicherheit kann durch sehr viele Meßpunkte in einem Versuch erhöht werden. Davon zu unterscheiden sind systematische Fehler, die hauptsächlich durch mangelnde Kenntnis der meßwerterfassenden Geräte entstehen (z.B. ungenau bestimmte Verstärkung, Linearitätsfehler etc.). Sind solche Fehler quantitativ bekannt, kann die Messung entsprechend korrigiert werden. Sind sie nicht bekannt, sollte man versuchen, eine Fehlerabschätzung dazu durchzuführen. Weiterhin muß bei systematischen Fehlern unterschieden werden zwischen denen, die in allen Versuchen gleich auftreten, und denen, die zwar während eines Versuches gleich sind, aber sich von Versuch zu Versuch zufällig ändern (z.B. Fehler durch Streuung bei der Probenfertigung). Die Aussagesicherheit bei sich ändernden, systematischen Fehlern kann durch sehr viele nominell gleiche Versuche erhöht werden. Im folgenden werden solche Fehler als halb-statistisch verteilte Fehler bezeichnet. Die übrigen systematischen Fehler haben gegenüber den statistischen und halb-statistischen Fehlern den Nachteil, daß man ihren Einfluß auf die Messung natürlich nur abschätzen kann, wenn man sie qualitativ erkannt hat. Ein "übersehener" Fehler kann die ganze Messung verfälschen. Die statistischen und halb-statistischen Fehler kann man hingegen abschätzen und später mit der Meßwertstreuung vergleichen.

Die Tab. 2.6.11 faßt, gegliedert nach diesen Typen, die Fehler zusammen, die in den vorangegangenen Abschnitten besprochen wurden oder die sich aus den Meßgerätedaten (Tab. 2.6.2) ergeben. Die Fehlergrenzen gelten bei zufällig streuenden Werten in etwa für eine Aussagewahrscheinlichkeit von 68 %, so daß sie bei normal verteilt streuenden Werten den Standardabweichungen entsprechen.

Für die Meßergebnisse kann man daraus die folgenden Schlußfolgerungen ziehen: Die wichtigsten Ergebnisse sind Spannungs-Dehnungskurven, die aus der Spannungs- und Dehnungsmessung bestimmt werden. Da die Spannungs-Dehnungskurven einen stark degressiven Verlauf zeigen, wirken sich bei kleiner Probenverformung ($\epsilon < 0,5\%$) besonders die absoluten Fehler der Dehnungsmessung und bei großer Verformung besonders die relativen Fehler der Spannungsmessung aus. Da nun hauptsächlich die Meßergebnisse im Bereich von 1 % bis 5 % Dehnung interessieren, bestimmt im wesentlichen die Genauigkeit der Spannungsmessung mit ca. $\pm 2\%$ die Qualität der Versuche. Für die Dehnungsmessung mit DMS gibt der Hersteller pauschal eine Genauigkeit von 2 % bis 5 % an. Nach Tab. 2.6.11 liegen die betrachteten Fehler auch alle deutlich unter 5 % und können deshalb bei großen Dehnungen vernachlässigt werden. Nur bei sehr kleinen Dehnungen ($\epsilon < 0,5\%$) kann sich die Biegung der Probe stärker bemerkbar machen. In diesem Bereich muß deshalb mit erheblich variierenden Messungen der Fließspannung gerechnet werden.

Meßverfahren		Dehnungsmessung mit DMS auf der Probe				
Meßbereich		1 % bis 10 % Dehnung				
Meßglied	system. Fehler	halb system. Fehler		stat. Fehler		Ursache der Fehler
	rel.	abs.	rel.	abs.	rel.	
	%	10 ⁻⁹	%	10 ⁻⁹	%	
DMS	<5 %	2,6/K <300	.015/K 1 %			Drift der DMS Biegung der Probe Drift des K-Faktors Wert des K-Faktors max. Zeiteinfluß
Verstärker	1 % .01 %	2/K	.5 %	50		Frequenzgang (DC ÷ 10 kHz) Linearität Drift Versorgungsspannung Rauschen mit DMS (300 kHz)
Transienten Speicher		50		50		Nullpunkt 1/2 Digitalschritt bzgl. Meßwert
Meßgenauigkeit	1 % (5 %)	300	1 %	70	-	(max. Zeiteinfluß)
Meßverfahren		Temperaturmessung mit dem Thermoelement				
Meßbereich		0 °C bis 50 °C (zulässig 0 °C bis 1000 °C; DIN 43710)				
Thermoelement		<0,5				Meßgenauigkeit nach Erfahrung
Verstärker	1 % .01 %	0,03/K		0,1		Frequenzgang (DC ÷ 2 kHz) Linearität Drift Rauschen
Transienten Speicher: vernachlässigbar						
Meßgenauigkeit	1 %	<0,5		0,1		

Meßverfahren		Spannungsbestimmung in der Probe aus einer Dehnungsmessung im elastischen Bereich vor der Probe				
Meßbereich		ca. 0 N/mm ² bis 1500 N/mm ²				
Meßglied	system. Fehler	halb system. Fehler		stat. Fehler		Ursache der Fehler
	rel.	abs.	rel.	abs.	rel.	
	%	N/mm ²	%	N/mm ²	%	
DMS	1 % 1 % <1 %	<1/K	0,3/K 1,2 % <1 %			Drift der DMS Drift des K-Faktors Wert des K-Faktors Kalibrierfaktor für Kraft Kalibrierfaktor für Spannung (Flächenverhältn. zur Probe) max. Zeiteinfluß für t > 1 ms Biegespannungen
Verstärker	1 % .01 %	.05/K	.5 %	1		Frequenzgang (DC ÷ 10 kHz) Linearität Drift Versorgungsspannung Rauschen mit DMS (300 kHz)
Transienten Speicher		.5		.5		Nullpunkt 1/2 Digitalschritt bzgl. Meßwert
Meßgenauigkeit	2 %	.5 (5)	2 %	1,1		(bei Langzeitversuchen)

Tab. 2.6.11: Meßfehler der Meßgrößen, gegliedert nach der Art der Fehler und dem Meßglied, in dem der Fehler auftritt.

3. Versuchsergebnisse

3.1 Allgemeines

Es wurden Zugversuche mit und ohne überlagertem US an einem rostfreien, austenitischen Stahl (Typ: 321/batch 1) derselben Charge wie die der COVA-Behälter durchgeführt. Die chemischen Analysen der verwendeten Proben sowie die bekannten Daten der COVA-Bleche zeigt Tab. 3.1.1. Da von dem COVA-Material nur eine kleine Menge zur Verfügung stand, wurde in einigen Versuchen ein anderes, aber ähnliches Material (Stahl 1.4301) verwendet, dessen chemische Zusammensetzung ebenfalls Tab. 3.1.1 angibt.

Für die Zugversuche wurden 5 verschiedene Nenn-Dehnraten im Bereich von $3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bis 30 s^{-1} spezifiziert (Dehnraten der COVA-Versuche: 25 s^{-1}). Für jede Nenn-Dehnraten wurden mehrere Versuche durchgeführt. Die gemessenen Dehnraten weichen natürlich von den Nennwerten etwas ab. Sie sind aber während eines Versuches im Bereich plastischer Materialverformung näherungsweise konstant.

Die US-Überlagerung erfolgte entweder während des ganzen Experiments (kontinuierlich) oder nur zeitweise (intermittierend). Es wurde nur eine US-Frequenz, die einer Resonanz der Anlage entspricht, verwendet (ca. 37,5 kHz). Bei langsamen Versuchen (mittlere Dehnraten kleiner $3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) wurde nur kurz und intermittierend beschallt, da eine lange Beschallung die DMS auf der Probe zerstört und die Probe selbst erwärmt. In diesen Experimenten konnte der zeitliche Verlauf der Fließspannung beim Ein- und Ausschalten des US beobachtet werden. Bei schnellen Versuchen war der US während der ganzen Versuchsdauer eingeschaltet. In beiden Fällen erreichte die US-Intensität nach ca. 1,5 ms einen nahezu konstanten Wert. Die Einschwingphase spielt deshalb nur bei den schnellsten Versuchen (Dehnraten 30 s^{-1} , Versuchszeit ca. 5 ms) eine Rolle.

Die US-Intensität wurde mit der elektrischen Versorgungsspannung des Ultraschallwandlers im Leerlauf eingestellt. Bei Leistungsabgabe sinkt diese Spannung auf einen Wert, der von Versuch zu Versuch etwas variiert. Folg-

Tab. 3.1.1: Chemische Analyse des Materials der COVA-Behälter und der Proben

	C	Si	Mn	Ni	Cr	Ti	Nb	Mo	S	P	Co
1. Batch 1. Test Zertifikat ⁺	0.05	0.85	1.49	9.6	17.1	-		-	0,018	0.045	0.28
2. Positiv identifiziertes Blech ⁺ - Batch 1	0.05	0.89	1.43	10.0	18.1	0.47			0.014	^x 0.054	
3. Probenmaterial, Blech - Batch 1	0.049	0.52	1.43	9.5	17.1	0.43	0.02	0.37	0.014	0.03	0.25
4. Probenmaterial 1.4301	0.043	0.77	1.05	8.6	18.4	0.01	0.02	0.21	0.006	0.03	0.12

⁺ aus /125/

^x Werte entsprechen nicht der Spezifikation

- in der Analyse kein Legierungsanteil gefunden

lich streuen die US-Intensitäten und die gemessene US-Amplituden. Auf eine systematische Variation wurde weitgehend verzichtet. Die Versuchsanlage ermöglicht entsprechend der Aufgabenstellung nur eine maximale Spannungsamplitude von etwa 40 N/mm^2 in der Probe. Diese wurde im Regelfall verwendet, da eine wesentlich kleinere Amplitude zu so kleinen Effekten führt, daß diese in der Streuung der Materialdaten untergehen.

Einen Überblick zu den Versuchsparametern und ihren jeweiligen Kombinationen gibt Tab. 3.1.2.

Die Versuche bis zur laufenden Versuchs-Nummer 50 wurden nicht mit dem COVA-Material, sondern mit dem Stahl 1.4301 durchgeführt. Diese beiden Stähle verhalten sich ähnlich. Es werden deshalb weiterhin nur die Meßergebnisse für das COVA-Blech "batch 1" besprochen.

Als kritische Stelle in den Versuchen zeigte sich die Lötverbindung zwischen Probenschultern und Zugmaschine. Sie konnte nicht immer reproduzierbar hergestellt werden und brach zum Teil vorzeitig, bevorzugt bei sehr langsamen Experimenten. In der Regel wurde jedoch vor dem Bruch eine Probendehnung über 5 % erreicht, so daß dieses Versagen die Meßergebnisse nicht mehr beeinflusste. Die größte registrierte Probendehnung ϵ_{max} (vgl. Tab. 3.1.2) wurde entweder durch den Bruch der Lötverbindung oder durch das Versagen der Proben-DMS begrenzt. Bei den Versuchen mit US versagte vorwiegend das DMS-Meßgitter, während sich bei Versuchen ohne US bevorzugt die DMS-Klebeverbindung löste.

Ein weiteres Problem stellten Schwingungen* der Versuchsanlage dar, die allerdings nur bei den Experimenten mit einer Dehnrates von 30 s^{-1} bis zur lfd. Versuchs-Nr. 65 auftraten. Danach konnten die Schwingungen unterbunden werden. Qualitativ ergaben die Experimente mit diesen und ohne diese störenden Schwingungen das gleiche Resultat. Bei der quantitativen Auswertung

* Der Spannungsmessung ist eine Schwingung mit ca. 500 Hz überlagert, die zu Meßfehlern von maximal 5 % führt.

Tab. 3.1.2: Versuchsmatrix für dynamische Zugversuche mit und ohne überlagerten Ultraschalloszillationen

intermittierende Beschallung	US-Spannungs- amplitude $\times\times$	0 N/mm ²						20 N/mm ²						40 N/mm ²					
	Dehnrate $\times\times$	längs zur Walzr.			quer zur Walzr.			längs zur Walzr.			quer zur Walzr.			längs zur Walzr.			quer zur Walzr.		
		lfd.Nr.	ϵ_{\max}^{\times}	Bem.	lfd.Nr.	ϵ_{\max}^{\times}	Bem.	lfd.Nr.	ϵ_{\max}^{\times}	Bem.	lfd.Nr.	ϵ_{\max}^{\times}	Bem.	lfd.Nr.	ϵ_{\max}^{\times}	Bem.	lfd.Nr.	ϵ_{\max}^{\times}	Bem.
	$3 \cdot 10^{-5}/s$	77	3,5	1	66	2,8	-						68	2,8	1	72	5,8	-	
		81	4	-	67	7	-							73-76	7	-	78-80	6,5	-
														82-83	3,7	2			
	$3 \cdot 10^{-3}/s$	86	4,3	1	84	8	-						88	7,5	-	85	8	-	
kontinuierliche Beschallung	0,3/s	107	11	1	103	2,3	6						106	8,9	-	105	10,5	-	
					104	6,5													
	3/s	30	11	1,5	37	10	1,5				39	9,5	1,5	101	18	-	41	3	2,5
		99	13	1	44	6,7	5				40	7	3,5				46	3,3	3,5
					45	10	5										98	9,5	-
					97	7,5	6												
					102	1,5	-												
	30/s	52	6	7	49	9	5	96	6,5	-	95	9,5	-	54	10,5	2,7	50	6,5	5
		53	8,6	7	61	10	7							63	6	7	56	0,8	7
		55	4,5	2,7	62	13	7							64	4	4,7	57	8	7
65		9,1	4,7	89	12,5	-							91	6	2,4,6	58	6,5	7	
90		10	6	-	-	-							92	8	3	60	5	4,7	
94		10	-													93	4,5	-	

\times $\epsilon_{\max} [\%]$ ist die Dehnung, bis zu der gemessen wurde.

$\times\times$ Nennwerte

- Bem.:
1. DMS für hohe Dehnungen
- empfindlich gegen Schwingungen
 2. Temperaturmessung an der Probe
 3. Biegung in der Probe gemessen
 4. Probe 100 ms unbelastet vorbeschallt
 5. Probenmaterial 1.4301, kein COVA-Blech
 6. Dehnrate ca. 1/3 des Sollwertes
 7. Zugmaschine schwingt

fürten die Schwingungen aber zu systematischen Fehlern, die im Vergleich zu den wesentlich genaueren, nachfolgenden Experimenten teilweise nicht mehr vernachlässigbar waren. Die Versuche mit einer Dehnrates von 30 s^{-1} werden deshalb bis zur lfd. Nr. 65 weiterhin nicht berücksichtigt.

3.2 Zugversuche ohne Beschallung

Die Versuchsanlage ermöglicht ohne wesentliche Änderung der Vorrichtung Zugversuche ohne Beschallung mit Dehnrates über sechs Dekaden von $3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ bis 30 s^{-1} . Die entsprechenden Versuchsergebnisse werden später den Experimenten mit Beschallung gegenübergestellt.

Bekannt sind bisher Zugversuche am COVA-Blech "batch 1" mit einer Dehnrates von $2,7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ (UK-Daten /1, 2/), durchgeführt mit einer standardmäßigen Prüfmaschine, und Versuche mit Dehnrates von $8,5 \text{ s}^{-1}$ und $52,5 \text{ s}^{-1}$ (Euratom-Daten /1, 2/), durchgeführt mit einer speziellen Vorrichtung für schnelle Experimente. Die hier neu vorgelegten Zugversuche erweitern somit den Prüfbereich. Insbesondere aber bieten sie die Möglichkeit, die bisher bekannten Daten, die mit verschiedenartigen Prüfmaschinen ermittelt wurden, mit Ergebnissen einer einzigen Prüfmaschine zu vergleichen.

Gemessen werden in den Experimenten die Probenspannung und Probendehnung mit der Zeit. Nach Elimination der Zeit ergeben sich Spannungs-Dehnungskurven bei verschiedenen, etwa konstanten Dehnrates. Abb. 3.2.1 zeigt vier individuelle Meßkurven für unterschiedliche Dehnrates. Jede Meßkurve besteht aus ca. 4000 Meßpunkten. Die typischen Versuchszeiten der dargestellten Experimente variieren zwischen 5 ms und 0,5 h. Deutlich erkennt man eine steigende Fließspannung bei zunehmender Dehnrates. In der gewählten Darstellungsform individueller Messungen können sich aber Streuungen der Meßwerte oder der Materialdaten erheblich auswirken.

Als Maß für die Qualität einer einzelnen Meßkurve (ca. 4000 Meßpunkte) kann man die Streuung einzelner Meßpunkte im Vergleich zum Meßwert ansehen. Abb. 3.2.2 zeigt die Streuung der Spannungs- und Dehnungsmessung bei unter-

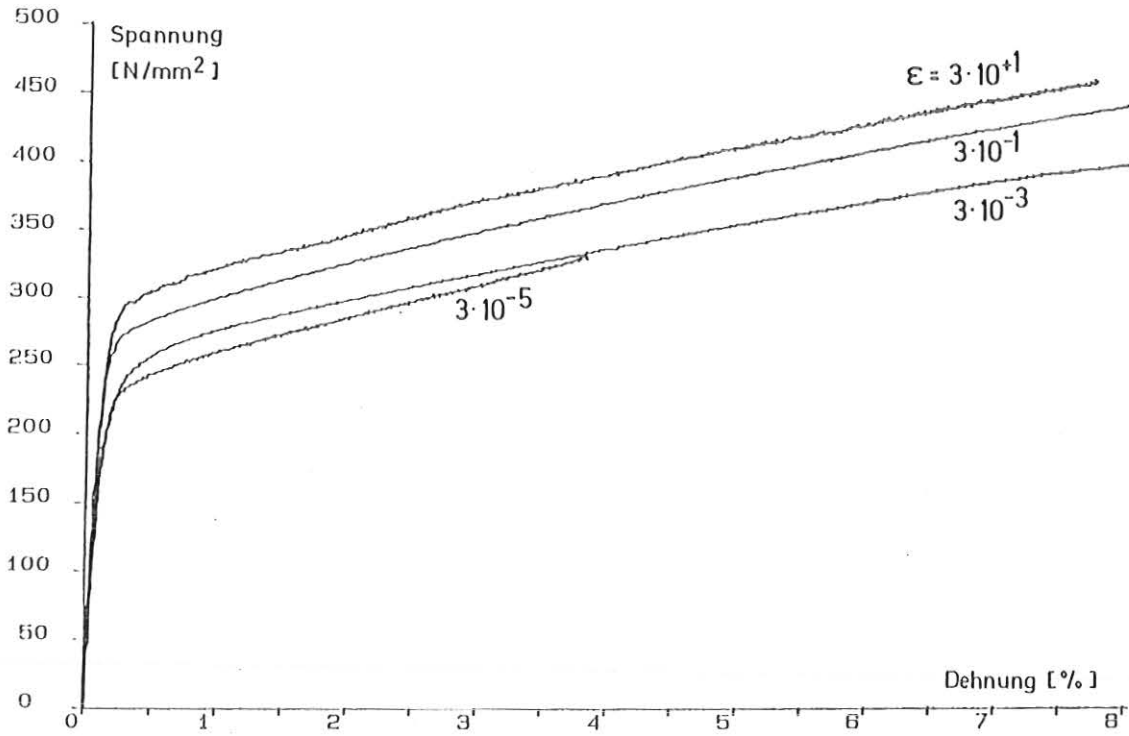


Abb. 3.2.1: Individuelle Spannungs-Dehnungskurven des COVA-Tankmaterials bei verschiedenen Nenn-Dehnraten ($3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $0,3 \text{ s}^{-1}$, 3 s^{-1} , 30 s^{-1}) und bei Raumtemperatur

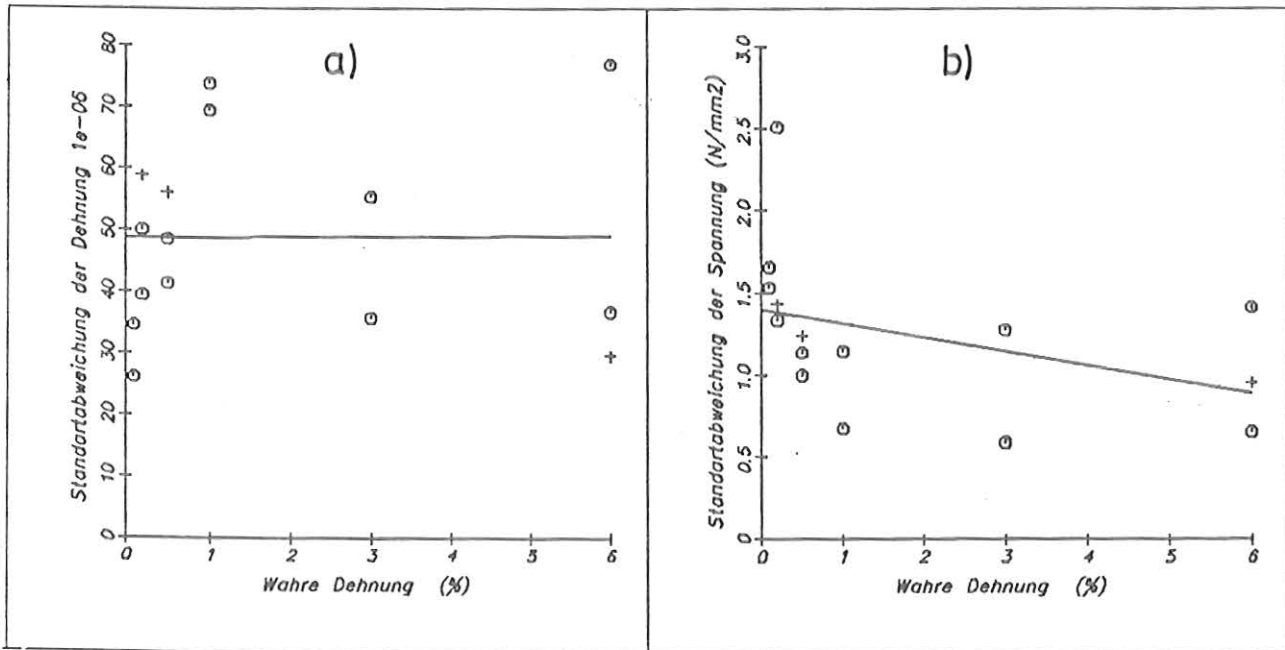


Abb. 3.2.2: Streuung einzelner Meßpunkte einer Meßkurve
 a) Streuung der Dehnungs-Zeit-Messung
 b) Streuung der Spannungs-Zeit-Messung
 — Regressionsgerade aller ermittelten Punkte (0, +)
 0 Dehnrates 30 s^{-1}
 + Dehnrates $3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$

schiedlichen Dehnungen*. Die Qualität einer Messung hängt anscheinend nicht von der Dehnrates und nur bei der Spannungsmessung wenig von der Dehnung ab. Man erhält gute Übereinstimmung mit der vorausgesagten statistischen Streuung der Meßwerte (vgl. Tab. 2.6.11). Das bedeutet vor allem, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht schon durch den reinen Zugversuch US-Schwingungen in der Probe induziert werden.

Neben der Meßgenauigkeit kann beim Vergleich einzelner Spannungs-Dehnungskurven die Streuung der Materialdaten bedeutend sein. Um das zu berücksichtigen, ist die folgende Darstellungsform besser geeignet. Abb. 3.2.3 zeigt die Fließspannung einzelner Messungen bei vorgegebener Dehnung, abhängig von der momentanen Dehnrates. Bei gegebener Dehnung entspricht jeder Punkt einer anderen Probe.

Wie die Versuche zeigen, ändert sich im Rahmen der Materialdatenstreuung die Fließspannung nicht mit der Walztextur. Proben mit unterschiedlicher Textur werden deshalb als gleich betrachtet.

Um die statistischen Fehler der Meßverfahren etwas auszugleichen, berechnet sich die Fließspannung im Diagramm 3.2.3 aus der Spannungs- und Dehnungs-Zeitmessung, indem jeweils 100 bis 250 benachbarte Meßpunkte einer Meßkurve im Bereich der vorgegebenen Dehnung einer linearen Regressionsanalyse unterzogen werden. Die ermittelten Geraden gelten in diesem lokalen Bereich als Schätzung für den Verlauf der wahren physikalischen Größe. Unter Elimination der Zeit ergibt sich aus der vorgegebenen Dehnung die Spannung und aus der Steigung der Dehnungs-Zeit-Regressionsgeraden die momentane Dehnrates. Nimmt man lokal eine normal verteilte Streuung der einzelnen Meßpunkte einer Kurve um eine Gerade an (Standardabweichung nach Abb. 3.2.2), dann variieren die so ermittelten Fließspannungen aufgrund der statistischen Meßfehler mit der Standardabweichung $0,2 \text{ N/mm}^2$ und die Dehnrates mit

* Zwischen 100 bis 250 benachbarten Meßpunkten in der Zeit-Reihe wurde die Streuung um eine postulierte, lineare Abhängigkeit (Regressionsgerade) bestimmt.

einer Abweichung von 1. % im Bereich plastischer Probenverformung. Bei elastischer Verformung können die Abweichungen etwas größer sein.

Neben diesen meßtechnisch bedingten Fehlern führen bei nominell gleichen Versuchen auch zufällige Änderungen der Materialdaten verschiedener Proben in Abb. 3.2.3 zu Abweichungen der Meßergebnisse untereinander. Hier wurden nur wenige Experimente mit vollkommen gleichen Versuchsparametern durchgeführt. Aber auch Experimente unterschiedlicher Dehnrates können zur Abschätzung der Materialdatenstreuung miteinander verglichen werden, wenn eine Annahme über die Dehnratenabhängigkeit gemacht wird: In Abb. 3.2.3 nimmt die Fließspannung mit steigender Dehnrates zu. Im halblogarithmischen Maßstab ist die Abhängigkeit in guter Näherung linear ($\sigma \sim \ln \dot{\epsilon}$). Das Ergebnis haben auch andere Autoren für verschiedene Materialien in diesem Dehnratesbereich gefunden /78/. Angenommen, diese linear steigende Fließspannung sei physikalisch richtig, so man kann sie mit den Regressionsgeraden der Meßpunkte abschätzen. Die Abweichung der einzelnen Meßpunkt von den Regressionsgeraden entspricht dann der Meßwertstreuung nominell gleicher Versuche.

Diese Abweichungen der gemessenen Fließspannungen faßt Abb. 3.2.4 zusammen. Abb. 3.2.4a zeigt für mehrere Dehnungen die Datenstreuung, abhängig von der Dehnrates*. Zur Ermittlung jedes einzelnen Punktes liegen nur wenige Meßwerte vor, so daß das Diagramm nur qualitativ auswertbar ist. Im Bereich plastischer Verformung ($\epsilon > 0,2 \%$) kann man keine Abhängigkeit von der Dehnrates feststellen. Nur bei kleinen Dehnungen ($\epsilon \leq 0,2 \%$) streuen die Meßdaten bei schnellen Versuchen deutlich mehr. Das könnte eine Folge von im Zugversuch induzierter, elastischer Schwingungen sein. Abb. 3.2.4b vergleicht die Meßdatenstreuung für mehrere Dehnungen, ohne Berücksichtigung der Dehnrates. Auch hier erkennt man größere Abweichungen bei kleinen, elastischen Verformungen. Ab 3 % Dehnung steigt die Streuung ebenfalls wieder an.

* Es wurden jeweils Meßpunkte über 2 Dekaden der Dehnrates ausgewertet und über dem Mittelwert der entsprechenden Dehnrates aufgetragen.

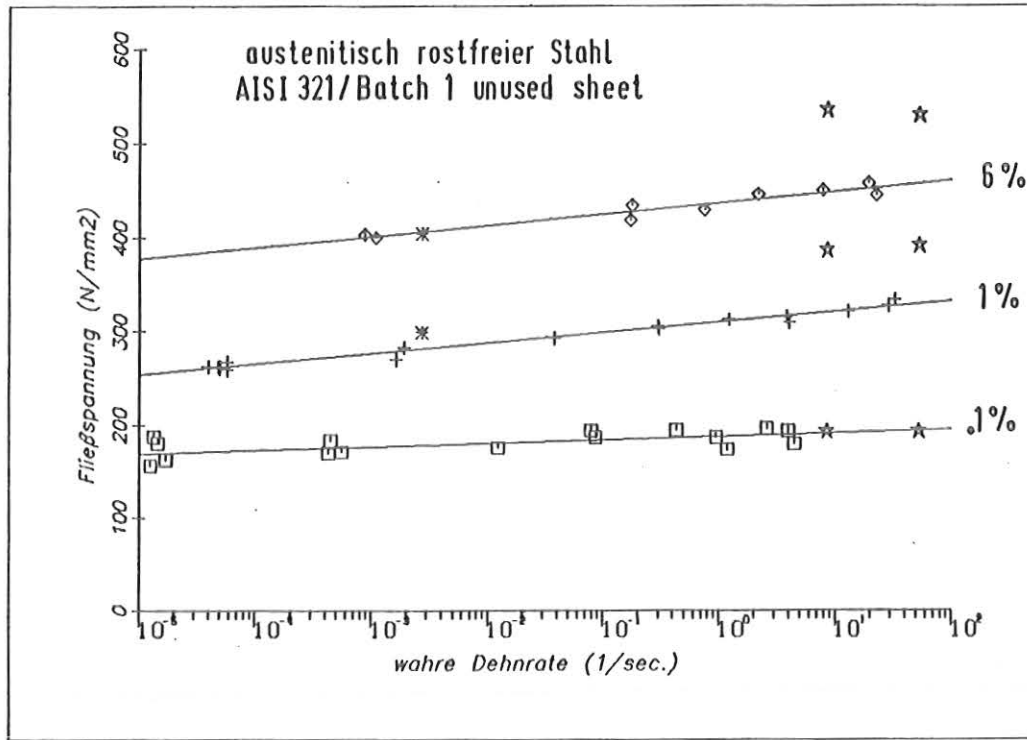


Abb. 3.2.3: Fließspannung des COVA-Tankmaterials ohne Schwingungsüberlagerung bei 0,1 %, 1 %, 3 %, 6 % wahrer Dehnung für verschiedene mittlere Dehnraten (Probendehnung über Volumenkonstanz in wahre Dehnung umgerechnet)

bekannte alte Messung: * UK-Daten
 ★ Euratom-Daten
 eigene neue Messungen: □ + ◇ KfK-Daten
 — Regressionsgeraden

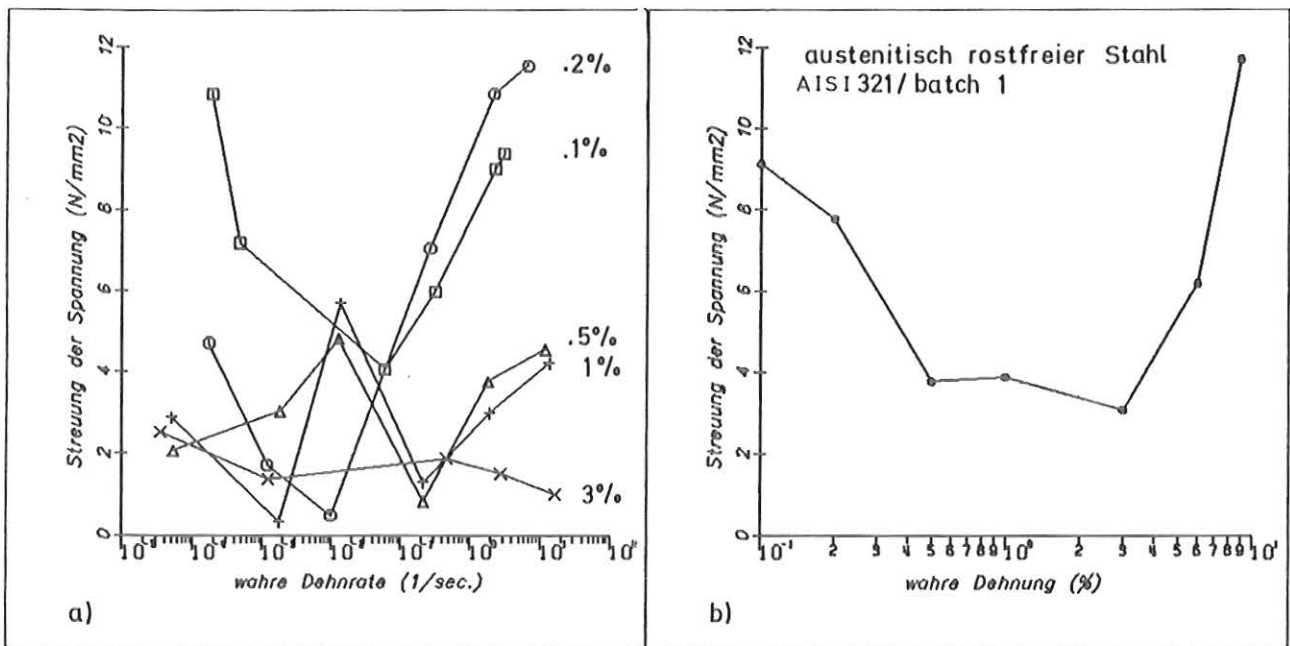


Abb. 3.2.4: Streuung der Fließspannung mehrerer Proben untereinander
 a) bei 0,1 %, 0,2 %, 0,5 %, 1 %, 3 % Dehnung und verschiedenen mittleren Dehnraten
 b) bei verschiedenen Dehnungen ohne Berücksichtigung der Dehnraten

Im Vergleich zur Meßgenauigkeit ($0,2 \text{ N/mm}^2$) variieren die registrierten Werte wesentlich stärker (4 N/mm^2), so daß diese Abweichung fast ausschließlich die Materialdatenstreuung widerspiegelt. In den Ergebnissen der schon bekannten UK-Daten wird für das gleiche Material bei nominell gleichen Versuchen ein Streuband von etwa $\pm 10 \text{ N/mm}^2$ angegeben. Die oben festgestellte Meßwertstreuung ist damit kleiner als bei den im standardmäßigen Prüfverfahren ermittelten UK-Daten, bei denen keine Annahme zur Dehnratenabhängigkeit gemacht wurde. Da nun eine falsche Annahme zu einer zu großen berechneten Streuung führen würde, bestätigt dieser Vergleich die angenommene Abhängigkeit.

Den Zusammenhang zwischen Spannung und Dehnraten beschreiben also in Abb. 3.2.3 die Regressionsgeraden. Sie stellen jedoch wegen der endlichen Anzahl der Versuche nur eine Abschätzung des statistisch mittleren Verhaltens dar. Die Genauigkeit der Regressionsgeraden ergibt sich aus folgender Überlegung:

Streuen die Meßpunkte in Abb. 3.2.3 normal verteilt um eine Gerade bekannter Steigung mit der Standardabweichung $S = 4 \text{ N/mm}^2$, so kann der Mittelwert von n Meßpunkten, also die Regressionsgerade, nur mit der Vertrauensgrenze $\pm S/\sqrt{n}$ bei der Aussagewahrscheinlichkeit von 68 % berechnet werden. Obwohl hier die Steigung nicht berücksichtigt ist, kann man davon ausgehen, daß in Abb. 3.2.3 die Regressionsgeraden wenigstens im Bereich mittlerer Dehnraten die durchschnittliche Fließspannung auf ca. $\pm 1 \text{ N/mm}^2$ wiedergeben.

Neben den eigenen Messungen sind in Abb. 3.2.3 auch die für das gleiche Material bisher schon bekannten Versuchsergebnisse eingetragen. Mit den UK-Daten ergibt sich im Rahmen der Materialstreuung eine gute Übereinstimmung. Ebenfalls gute Übereinstimmung ist mit den Euratom-Daten bei kleinen Dehnungen (0,1 %) vorhanden. Bei großen Dehnungen liegen die Fließspannungen der Euratom-Daten aber um ca. 20 % über den eigenen Messungen. Die oben festgestellte Materialdatenstreuung kann diese Diskrepanz nicht erklären, zumal es sich bei den Euratom-Werten nicht um Einzelmessungen handelt, sondern um die Mittelwerte mindestens zweier Messungen. Folglich liegt entweder in einem Fall eine falsche Messung vor, oder es wurden versehent-

lich verschiedene Materialien untersucht. Gegen das letzte spricht allerdings die Übereinstimmung bei kleinen Dehnungen.

Von den bekannten Ergebnissen erscheinen die UK-Daten vertrauenswürdiger, da sie mit einem vielfach erprobten, standardmäßigen Prüfsystem ermittelt wurden, während die Euratom-Daten aus einer speziell in dem Labor entwickelten Versuchsanlage stammen. Die eigenen Messungen bei kleinen Dehnraten (10^{-3} s^{-1}) stimmen mit den UK-Daten überein und werden deshalb ebenfalls als zuverlässig betrachtet. Wäre die festgestellte Differenz nun auf einen Fehler bei den eigenen Messungen zurückzuführen, dann dürfte dieser Fehler erst bei hohen Dehnraten auftreten. Da die Messungen mit der gleichen Versuchsanlage über einen großen Dehnratenbereich eine logarithmische Abhängigkeit der Fließspannung von der Dehnraten zeigen, so wie es auch viele andere Experimentatoren gefunden haben, müßte der "Fehler" ebenfalls logarithmisch von der Dehnraten abhängen. Das hingegen ist unwahrscheinlich.

Ursache der Differenz könnte die Dehnungsmessung bei den Euratom-Daten sein. Während bei den eigenen Versuchen DMS die Dehnung direkt auf der Probe messen, wurde bei Euratom die Verformung aus der Verschiebung der Einspannenden berechnet. Die Deformation der Probenschultern wurde dazu abgeschätzt. Dieses Verfahren bringt eine zusätzliche Unsicherheit, besonders wenn sich die Probenschultern bei plastischer Dehnung mitverformen. Das könnte auch die Erklärung für übereinstimmende Daten bei elastischer Deformation sein.

3.3 Zugversuche mit Beschallung

Zugversuche wurden mit kontinuierlicher und intermittierender Beschallung durchgeführt. In beiden Fällen trat in der Regel eine Absenkung der Fließspannung bei eingeschaltetem US auf.

3.3.1 Zugversuche mit intermittierender Beschallung

Abb. 3.3.1 zeigt die Spannungs-Dehnungskurven zweier langsamer Zugversuche mit zeitweiser Beschallung. Wird nach Überschreiten der Streckgrenze der US

eingeschaltet, so sinkt die Fließspannung um etwa 15 N/mm^2 , um nach dem Abschalten wieder auf den ursprünglichen Wert anzuwachsen. Einige Zeit danach verhält sich das Material im Regelfall wieder wie unbeschallt. Eine Ausnahme bildet die Messung in Abb. 3.3.1b nach der 1. zweiminütigen US-Einwirkung. Das Material scheint sich durch die zyklische Deformation (ca. $5 \cdot 10^6$ Schwingungen) verfestigt zu haben. Der Effekt kann aber auch auf einer Fehlmessung des DMS beruhen. Während der ganzen Beschallungszeit registrierte der DMS nämlich eine deutlich kleinere Dehnrates, ein Effekt, der nicht erklärbar ist. Kurze Zeit später versagte der Aufnehmer dann vollkommen. Eine Materialverfestigung bei Beschallung konnten auch die weiteren Experimente nicht eindeutig nachweisen.

Als Maß für die US-Intensität soll die Spannungsamplitude dienen, da sie direkt mit der Fließspannungsreduktion verglichen werden kann. Weil die Probenpannung bei den hohen US-Frequenzen nicht direkt meßbar ist, muß die Spannungsamplitude aus anderen Größen bestimmt werden. Man kann sie auf mehrere Arten berechnen. In allen Fällen muß aber eine Annahme über das Stoffgesetz der Probe getroffen werden. Die Betrachtung eines nicht-viskosen Werkstoffs im langsamen Zugversuch mit US (Kap. 1.1) zeigt, daß die Schwingungen schon nach sehr kurzer Zeit zum größten Teil elastisch verlaufen. Zur Bestimmung der Spannungsamplitude ist es deshalb angemessen, ebenfalls elastisches Materialverhalten zu postulieren. Bei hohen Dehnrates ist jedoch diese Voraussetzung nicht mehr gewährleistet. In den durchgeführten Experimenten muß man deshalb die Berechnungsmethode spätestens ab Dehnrates von 5 s^{-1} mit großer Vorsicht betrachten.

Direkt auf der Probe lassen sich die Dehnungsschwingungen mit DMS registrieren. Mit der Annahme elastischer Schwingungen ergibt sich daraus in den dargestellten Experimenten eine Spannungsamplitude von 23 N/mm^2 bzw. 40 N/mm^2 . Die Spannungsreduktion bei Beschallung beträgt etwa 15 N/mm^2 . Sie ist also in beiden Fällen deutlich kleiner als die elastische Spannungsamplitude.

Mit einer eindimensionalen, linear-elastischen Wellentheorie kann man auch die vor der Probe registrierte Spannungsamplitude auf die Probenpannung

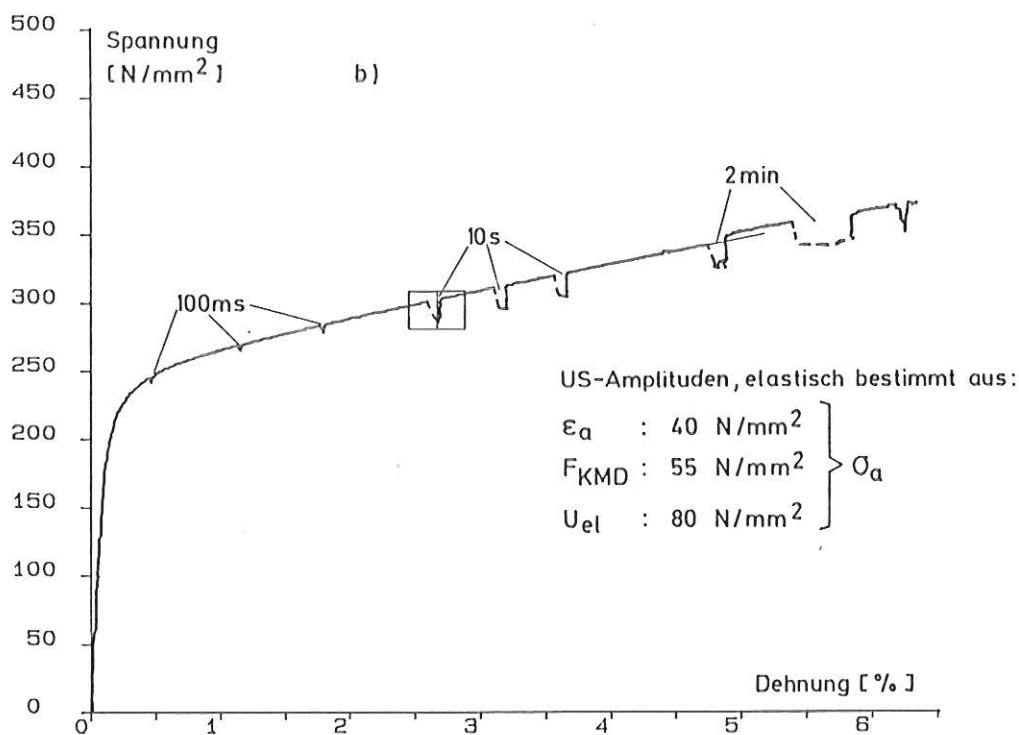
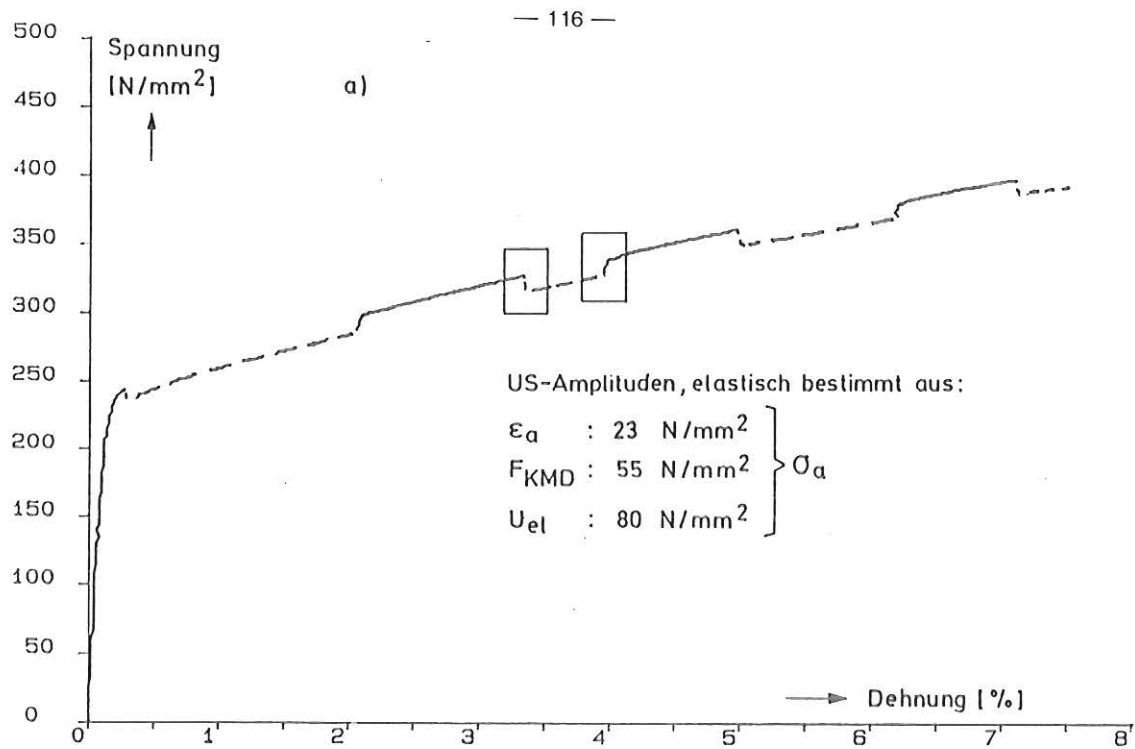


Abb. 3.3.1: Zwei individuelle Spannungs-Dehnungskurven des COVA-Tankmaterials mit intermittierender Beschallung

a) Dehnrate $3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

b) Dehnrate $3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$

— ohne US

----- mit US

Die Spannungsamplitude σ_a wurde unter der Annahme elastischen Materialverhaltens aus der Proben-Dehnamplitude ϵ_a , der Spannungsmessung vor der Probe F_{KMD} oder der elektrischen Spannung am US-Wandler U_{el} berechnet.

umrechnen. Ändert sich der Stabquerschnitt des Einspannendes zwischen Meßstelle und Probe exponentiell, steigt nach Gl. (2.5.4) die Amplitude reziprok zum Stabdurchmesser. Da Verluste und Reflexionen an der Lötverbindung der Probe nicht berücksichtigt werden, überschätzt aber dieses Modell die wahre Probenspannung. So ergibt sich aus der Dehnungsmessung im elastischen Bereich vor der Probe eine Spannungsamplitude von 55 N/mm^2 bei beiden dargestellten Messungen. Auf ähnliche Art berechnet man aus den elektrischen Daten am Ultraschallwandler und dessen piezo-mechanischer Materialgleichung eine Spannungsamplitude von 80 N/mm^2 . Die vernachlässigten Wandlerverluste führen hier zu einer noch größeren Überschätzung.

Die Bestimmung der Spannungsamplitude aus der Dehnungsmessung auf der Probe erscheint wegen dieser unbekanntem Verluste vertrauenswürdiger als die anderen Methoden. Qualitativ führen aber alle drei Verfahren zu dem gleichen Ergebnis: Die gemessene Fließspannungsreduktion ist im Mittel kleiner als die elastisch berechnete US-Spannungsamplitude.

In den Experimenten mit intermittierender Beschallung interessiert auch der zeitliche Verlauf des Spannungsabfalls und -anstiegs. Abb. 3.3.2 zeigt die Spannungs- und Dehnungsmessung beim Ein- und Ausschalten des US in den eingerahmten Bereichen der Abb. 3.3.1. Während der Beschallung bleibt die Dehnrate nicht konstant. Beim Einschalten des US tritt in relativ kurzer Zeit ein Dehnungssprung auf. Nach dem Abschalten stellt sich dann eine wesentlich kleinere Dehnrate ein, bis die Spannung wieder ihren ursprünglichen Wert erreicht hat. Dieses Verhalten ist bei den sehr langsamen Versuchen (Abb. 3.3.2b) deutlicher ausgeprägt. Es ist eine Folge der Maschinen-Nachgiebigkeit. Da nicht die Probenverformung, sondern die Dehnung mit Zuggestänge bzw. die Kolbenverschiebung vorgegeben wird, führt die Absenkung des Probenwiderstandes zur Entlastung des Gestänges und damit zu einer zusätzlichen Dehnung der Probe. Nach dem Abschalten des US steigt die Spannung relativ schnell, das Gestänge wird wieder belastet und dabei deformiert, so daß sich die Probe zuerst weniger verformt.

Der Spannungsabfall geschieht bei diesen Versuchen erstaunlich langsam. Obwohl sichergestellt ist, daß die volle US-Amplitude schon nach 1,5 ms

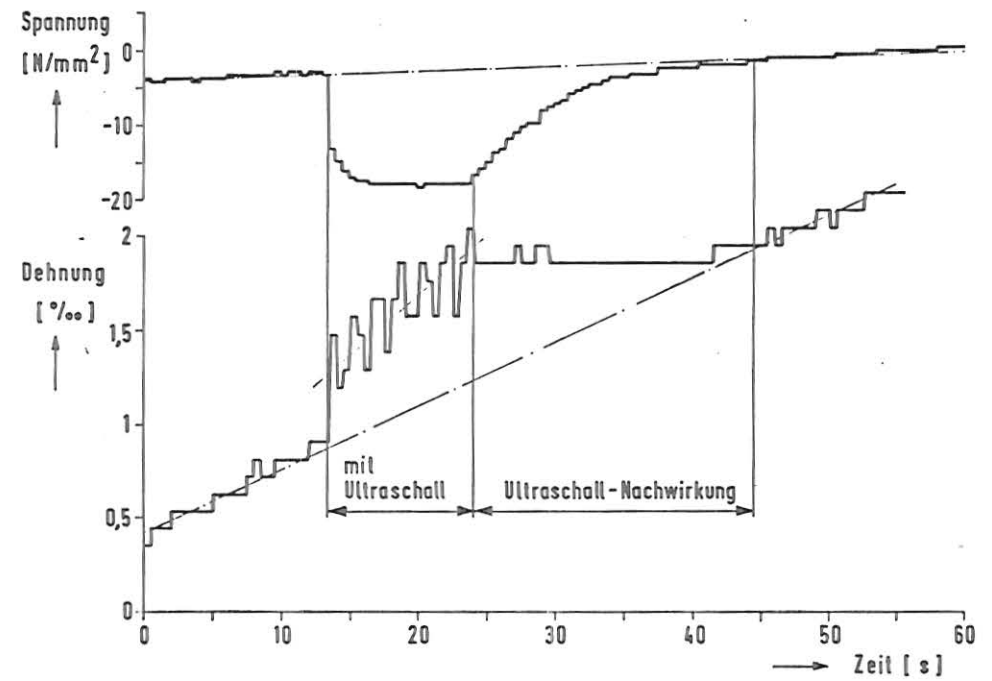
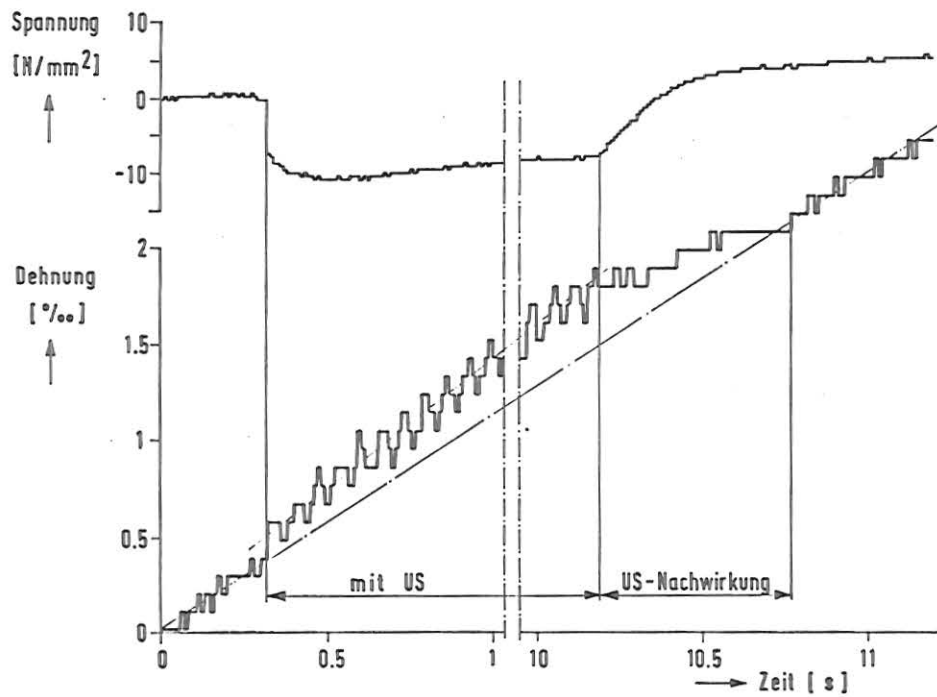


Abb. 3.3.2: Die Spannungs- und Dehnungsmessung beim Ein- und Ausschalten des US in einem Zugversuch mit intermittierender Beschallung.

a) Zugversuch mit Dehnrates $3 \cdot 10^{-3}$

b) Zugversuch mit Dehnrates $3 \cdot 10^{-5}$

Man beachte die unterschiedlichen Zeitmaßstäbe!

wirkt, fällt die Spannung in Abb. 3.3.2b 10 s lang. Wäre die Spannungsreduktion so stark von der Zeit abhängig, dürfte bei sehr schnellen Versuchen kaum noch eine Spannungsänderung bei Beschallung auftreten. Besonders bemerkenswert ist deshalb, daß in Zugversuchen mit größerer Dehnrates (Abb. 3.3.2a) die Spannung wesentlich schneller abfällt und auch wieder ansteigt, so daß sich bei entsprechend der Dehnrates gestreckter Zeitachse ein ganz ähnlicher Spannungsverlauf ergibt.

3.3.2 Zugversuche mit kontinuierlicher Beschallung

Schnelle Zugversuche wurden ausschließlich mit kontinuierlicher Beschallung ausgeführt. Es stellte sich dabei - allerdings nicht bei allen Proben - eine kleinere Fließspannung als in Versuchen ohne US ein (Abb. 3.3.3)*. Die beobachtete Fließspannungsreduktion ist, sofern sie überhaupt auftritt, so klein wie in den Experimenten mit intermittierender Beschallung. Bei der verwendeten US-Intensität geht sie fast in der Materialdatenstreuung unterschiedlicher Proben unter. Der Vergleich zweier individueller Meßkurven wie in Abb. 3.3.3 hat deshalb keine Aussagekraft. Das Problem hätte man umgangen, wenn man auch bei hohen mittleren Dehnrates Versuche mit intermittierender Beschallung gefahren hätte. So muß man nun aus mehreren Messungen die mittleren Fließspannungen berechnen und diese miteinander vergleichen.

Wie bei den Versuchen ohne US wird die Spannung in Abhängigkeit von der Dehnrates für verschiedene Dehnungen aufgetragen** (Abb. 3.3.4). Die Abb. 3.3.4 beinhaltet soweit möglich auch Versuche mit intermittierender Beschallung, die bis zu einer Dehnrates von $3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ausgeführt wurden. Während einzelne Meßpunkte keine Aussage zu einer mittleren Spannungsänderung zulassen, zeigen die Regressionsgeraden bei kleinen Zuggeschwindigkei-

* Die Schwingungen der Spannungs-Dehnungskurve mit US in Abb. 3.3.3 sind kein Maß für die tatsächliche Spannungsamplitude. Sie mögen den Leser nicht verwirren.

** Die Ermittlung der Meßpunkte geschieht analog zu den Versuchen ohne US (vgl. Kap. 3.2).

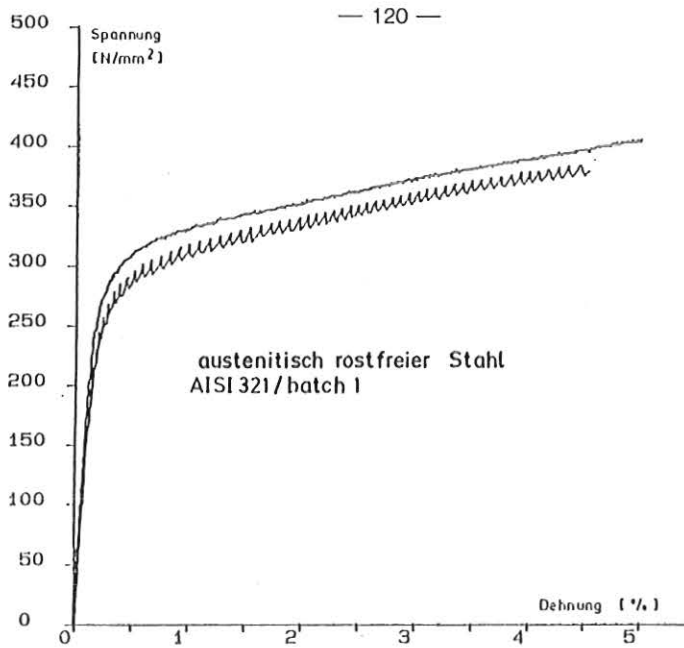


Abb. 3.3.3: Zwei individuelle Spannungs-Dehnungskurven des COVA-Tankmaterials mit und ohne Beschallung.

(Dehnrate 30 s^{-1} , Dehnamplitude ca. $2 \cdot 10^{-4}$)

— ohne US

⌘ mit US

(Die Schwingungen der Meßkurve sind kein Maß für die tatsächliche Spannungsamplitude)

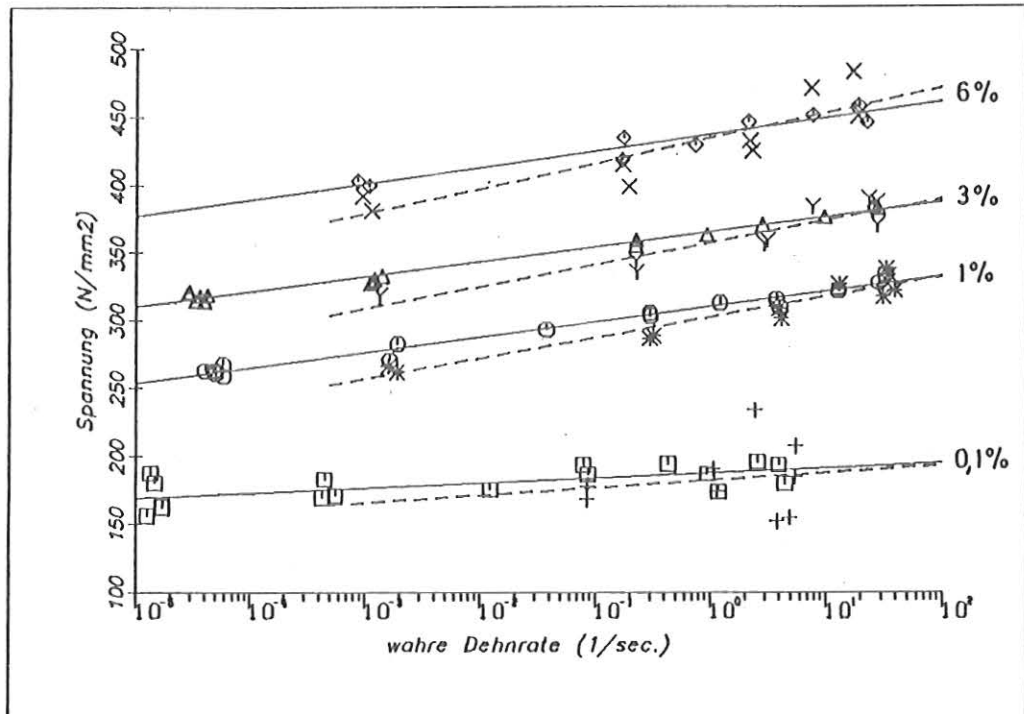


Abb. 3.3.4: Fließspannung des COVA-Tankmaterials mit und ohne Schwingungsüberlagerung bei 0,1 %, 1 %, 3 %, 6 % wahrer Dehnung für verschiedene Dehnraten (Dehnamplitude ca. $2 \cdot 10^{-4}$)

□ ○ △ ◇ ohne US — Regressionsgeraden ohne US
+ * † × mit US - - - Regressionsgeraden mit US

ten den Trend zur "akustischen Entfestigung". Unabhängig von der Deformation nimmt diese Spannungsreduktion mit zunehmender Dehnrates ab. Mehr als diese qualitativen Aussagen kann Abb. 3.3.4 nicht entnommen werden, da die US-Intensität zwischen den einzelnen Versuchen etwas variiert.

Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen US-Intensitäten stellt Abb. 3.3.5 die Spannungsreduktion, bezogen auf die US-Spannungsamplitude (berechnet aus der Probendehnung), über der Dehnrates dar. Jeder dargestellte Punkt entspricht der Differenz zwischen der Regressionsgeraden für die Versuche ohne US in Abb. 3.3.4 und einem Meßwert mit US bei gleicher Dehnrates. Wie in Abschnitt 3.2 festgestellt, sind die Regressionsgeraden der Versuche ohne US mit $\pm 1 \text{ N/mm}^2$ recht genau bestimmbar. Diese Unsicherheit wirkt sich damit bei der gemessenen Spannungsreduktion (etwa 20 N/mm^2) noch mit einer Fehlergrenze von $\pm 0,05$ auf die relative Spannungsreduktion aus.

Im Bereich plastischer Verformung hängt im Rahmen der Streuung in Abb. 3.3.5 die relative Spannungsreduktion nicht von der Dehnung ab. Um den Trend der Messungen aufzuzeigen, ist auch eine mittlere Gerade durch alle Meßpunkte angegeben. Deutlich erkennt man wieder die abnehmende Spannungsreduktion mit zunehmender Dehnrates. Eine lineare Näherung erscheint aber nicht angemessen: Die Spannungsreduktion ändert sich bis zu Dehnrates von 1 s^{-1} nur wenig, verschwindet aber schon bei etwas schnelleren Versuchen vollkommen.

Im mittleren Bereich der Abszisse ($\dot{\epsilon} \approx 0,3 \text{ s}^{-1}$) ist durchweg die Spannungsreduktion nur wenig kleiner als die Spannungsamplitude. Bei sehr niedrigen Dehnrates ($\dot{\epsilon} \approx 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) scheint die Spannungsreduktion etwas abzunehmen. Dieser Trend setzt sich für die nicht dargestellten Versuche mit Dehnrates $3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ fort (vgl. Abb. 3.3.1). Nun wurden alle Experimente bis zu einer Dehnrates von $3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ mit intermittierender Beschallung und alle schnelleren Experimente mit kontinuierlicher Beschallung ausgeführt. Es ist deshalb nicht geklärt, ob die kleinere "akustische Entfestigung" aus der kleineren Dehnrates oder der intermittierenden Beschallung folgt. Möglicherweise ist dieser recht kleine Trend aber auch nur scheinbar vorhanden und ergibt sich aus der großen Meßdatenstreuung.

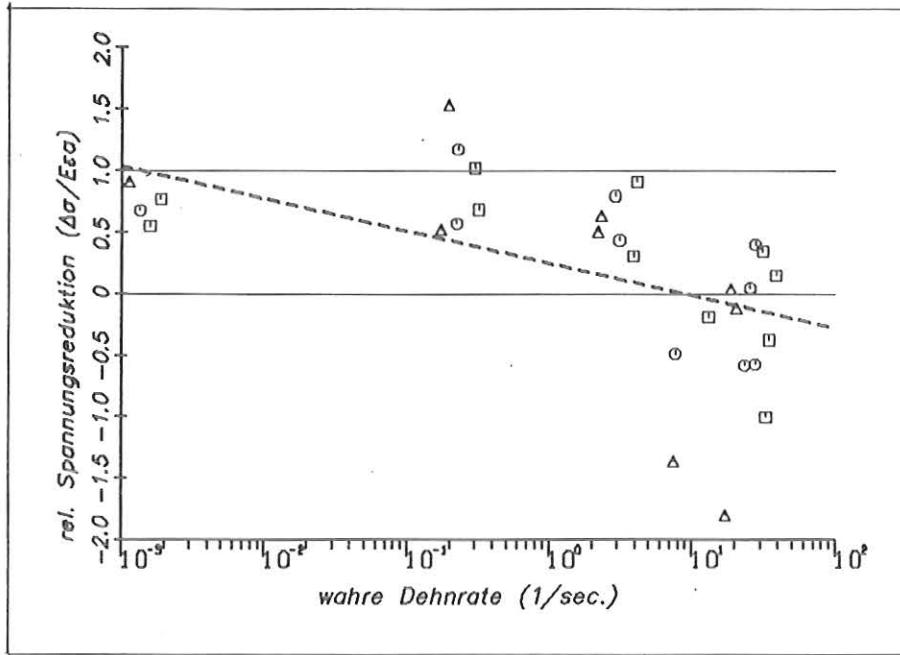


Abb. 3.3.5: Die Abweichung der Fließspannung $\Delta\sigma$ im Versuch mit US von der Regresionsgeraden der Versuche ohne US (vgl. Abb. 3.3.4), bezogen auf die Dehnamplitude ϵ_a und den Elastizitätsmodul E der Probe, abhängig von der Dehnrate.

$\square, \circ, \triangle$ 1 %, 3 %, 6 % wahre Dehnung

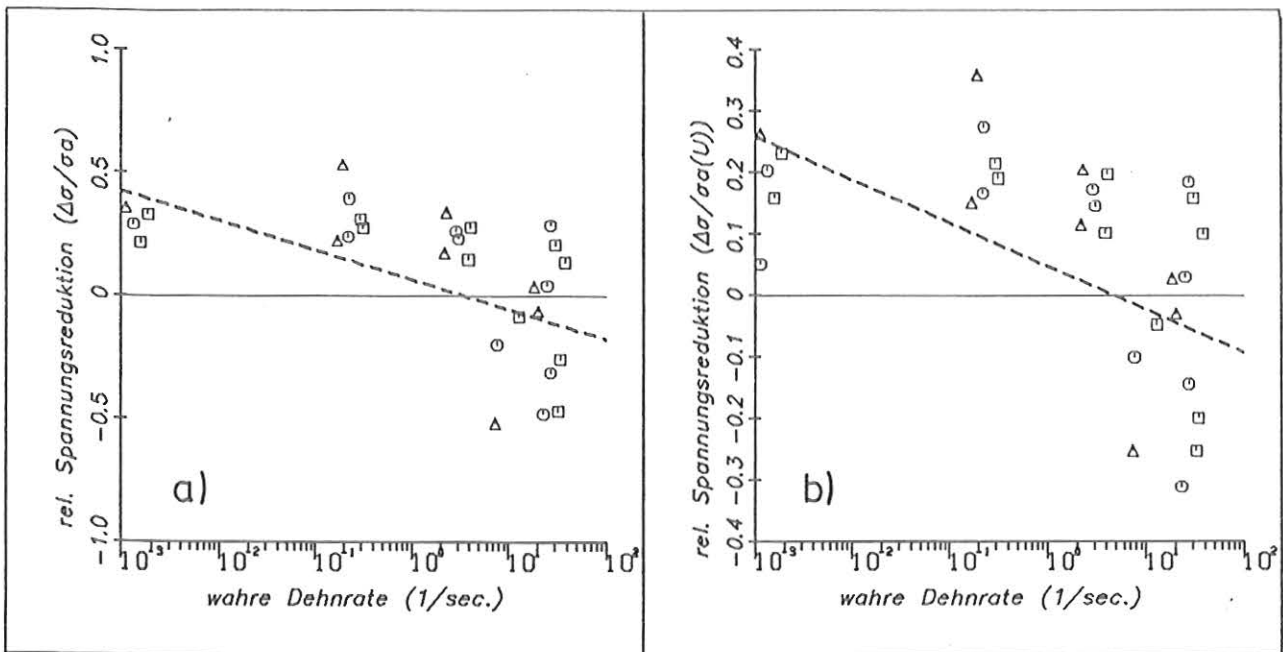


Abb. 3.3.6: Die Spannungsreduktion $\Delta\sigma$, bezogen auf die Spannungsamplitude σ_a , abhängig von der Dehnrate

a) Die Spannungsamplitude ist mit einer elastischen Wellentheorie aus der Dehnungsmessung vor der Probe ohne Verluste berechnet.

b) Die Spannungsamplitude ist aus der elektrischen Spannung am US-Wandler ohne Verluste berechnet.

$\square, \circ, \triangle$ 1 %, 3 %, 6 % wahre Dehnung

Verwendet man zur Bestimmung der Spannungsamplitude in der Probe die Dehnungsmessung an der Kraftmeßstelle oder gar die elektrischen Größen am US-Wandler, wie in Kap. 3.3.1 besprochen, dann ergeben sich wegen vernachlässigter Verluste kleinere relative Spannungsänderungen (Abb. 3.36). Die Abhängigkeit von der Dehnrates ist in allen Fällen aber ähnlich. Qualitativ stützen also die verschiedenen Meßverfahren die Ergebnisse.

Die Korrelation der Meßverfahren zeigt Abb. 3.3.7. Das Verhältnis der unterschiedlich ermittelten Amplituden schwankt in allen Fällen erheblich. Trotzdem ist in Abb. 3.3.7a deutlich zu erkennen, daß die direkt gemessene Dehnamplitude ε_a ab der Dehnrates 5 s^{-1} im Verhältnis zu der elastisch berechneten Amplitude σ_a/E erheblich ansteigt. Wie bereits im Kap. 3.3.1 erwähnt, verlaufen bei solch hohen Dehnrates die Schwingungen nicht mehr größtenteils elastisch, so daß die verwendeten Berechnungsverfahren versagen. Die Spannungsamplitude in der Probe kann deshalb nur bis zur Dehnrates 5 s^{-1} aus der Messung an der Kraftmeßstelle berechnet werden. Aber auch bei kleinen Dehnrates differieren die beiden Meßverfahren in Abb. 3.3.7a. Dieses ist auf die US-Verluste an der Lötverbindung zurückzuführen, die ja bei der Berechnung von σ_a bisher nicht berücksichtigt wurden. Sie betragen nach Abb. 3.3.7a ca. 60 %.

Die starke Streuung des Quotienten aus den beiden unterschiedlich ermittelten Amplituden in Abb. 3.3.7a kann die folgenden Ursachen haben:

Nach der Diskussion in Kapitel 2.6.1 kann man zwar der gemessenen Dehnung des DMS-Gitters auch bei hohen Frequenzen vertrauen, es ist aber nicht geklärt, ob die mittlere Probendehnung mit der DMS-Dehnung übereinstimmt. Wegen kleiner fertigungsbedingter Imperfektionen könnte nämlich die Probe bei einigen Versuchen zu Biegeschwingungen angeregt werden, die die Messung stören. Es handelt sich dabei aber nicht um einen systematischen Meßfehler, da die Imperfektionen bei verschiedenen Proben sicher nicht alle gleich sind. Dieser störende Einfluß könnte folglich nur zu einer verstärkten Streuung der dargestellten Amplituden führen.

Außerdem streut schon wegen der recht groben Auflösung des Meßverfahrens die registrierte Dehnamplitude ε_a erheblich. Bei schnellen Versuchen ent-

spricht ein Digitalschritt des Meßwertspeichers einer Dehnung von ca. 10^{-4} . Die Amplitude kann deshalb in vielen Versuchen nicht wesentlich genauer bestimmt werden. Nur in langsamen Experimenten ($\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ bis 10^{-5} s^{-1}) gewährleistet ein separater Speicher für die Amplitudenmessung eine etwa dreifach größere Auflösung. Diese Registriertechnik ermöglicht die Bestimmung der Dehnamplitude auf der Probe bei schnellen Versuchen auf +15 % und bei langsamen Versuchen auf +5 %.

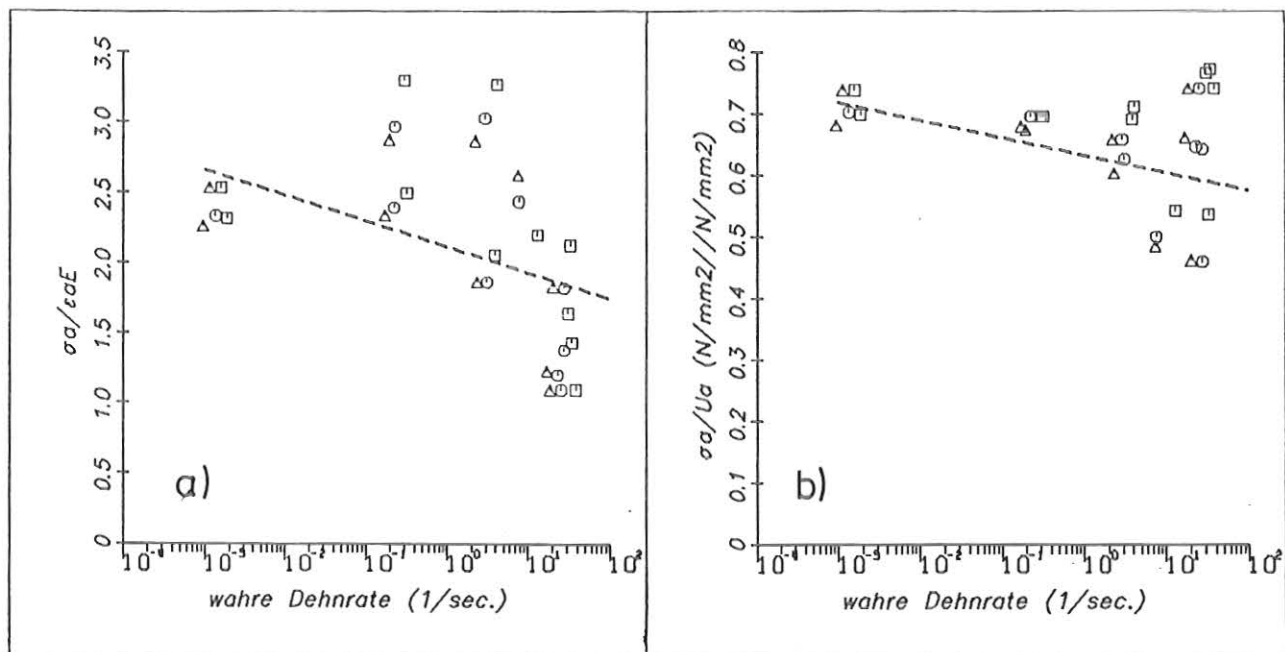


Abb. 3.3.7: Die Korrelation der verschiedenen Amplituden-Meßverfahren:
 Verlustfreie Dehnungsmessung vor der Probe, linear elastisch in die Proben­spannung $\tilde{\sigma}_a$ umgerechnet, bezogen auf
 a) die Dehnungsamplitude ϵ_a und den Elastizitätsmodul E in der Probe,
 b) die elektrische Spannung am US-Wandler, verlustfrei und linear elastisch in die Proben­spannung U_a umgerechnet.

Aus dem Vergleich der Dehnamplitude auf der Probe ϵ_a und der elastisch ermittelten Amplitude σ_a/E (Abb. 3.3.7a) kann man damit Rückschlüsse auf die Qualität der Dehnungsmessung ziehen. Betrachtet man nämlich die Amplitudenberechnung mit einer Wellentheorie ($\tilde{\sigma}_a$) als fehlerfreies Referenzverfahren und berücksichtigt, daß dieses Verfahren für Dehnraten über 5 s^{-1} Dehnraten versagt, stimmen die gemessenen Streuungen etwa mit der angegebenen Registriergenauigkeit ($\pm 15 \%$) überein*. Das bedeutet nicht, daß Biegeschwingungen die Messung nicht beeinflussen, sondern nur, daß ihr Einfluß nicht deutlich größer ist als die ohnehin mäßige Genauigkeit des Registrierungsverfahrens.

Die Korrelation zwischen der Versorgungsspannung am US-Wandler und der elastischen Amplitude $\tilde{\sigma}_a$ zeigt Abb. 3.3.7b. Hier nimmt bei gleicher elektrischer Spannung am US-Wandler die Spannungsamplitude an der Kraftmeßstelle mit steigender Dehnraten ab. Dieses Verhalten ist nicht vollends geklärt, könnte aber aus einer größeren Dämpfung in der Probe bei höherer Zugeschwindigkeit folgen.

* Es soll auch erwähnt werden, daß in einem einzelnen der hier nicht dargestellten, sehr langsamen Versuche ($\dot{\epsilon} = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) das Verhältnis der beiden Meßverfahren um 50 % von den übrigen Versuchen abweicht. Die Ursache könnte, wenn nicht ein defekter DMS, eine stark angeregte Schwingung sein.

4. Diskussion der Versuchsergebnisse

4.1 Allgemeines

In den ausgeführten Zugversuchen mit und ohne Beschallung wurden hauptsächlich Spannungs-Dehnungskurven bei unterschiedlichen Dehnraten registriert. Die Zugrichtung lag längs oder quer zur Walzrichtung. Zusätzlich wurde in einigen Experimenten während des Versuchs auch die Proben temperatur oder die Probenbiegung bestimmt. Ein Teil des verwendeten Test-Materials war schon kurze Zeit mit US vorbeschallt worden.

Dieser Abschnitt (Kap. 4.1) diskutiert die Einflüsse der Walztextur, der Vorbeschallung und der Temperatur. Die Probenbiegung ist bereits in Kap. 2.6.1 untersucht worden und wird hier nicht mehr betrachtet.

4.1.1 Die Walztextur

Die Zugrichtung lag je in etwa der Hälfte der Experimente längs bzw. quer zur Walzrichtung. Die registrierten Spannungs-Dehnungskurven der Proben unterschiedlicher Textur differieren kaum und liegen alle etwa im Bereich der Materialstreuung nominell gleicher Proben. Die Textur hat also keinen wesentlichen Einfluß. Man kann deshalb in guter Näherung von einem isotropen Materialverhalten ausgehen.

4.1.2 Vorbeschalltes Material

Einige Proben wurden vor dem eigentlichen Versuch bis zu 10 s vorbeschallt (Dehnamplitude $2 \cdot 10^{-4}$). In den folgenden Experimenten mit und ohne US verhielten sie sich im Rahmen der Materialstreuung wie die Proben ohne Vorbeschallung. Eine kurzzeitige US-Belastung bis zur genannten Amplitude verändert deshalb den untersuchten Stahl nicht wesentlich. Dieses bestätigen auch die Experimente mit intermittierender Beschallung (Kap. 3.3.1). Im Regelfall verhält sich dort das Material einige Zeit nach einem US-Puls wieder wie vollkommen unbeschallt. Vorbeschallte Proben und Proben unterschiedlicher Textur werden deshalb im folgenden als nominell gleich be-

trachtet.

4.1.3 Die Probertemperatur

Die Probertemperatur interessiert, um eine Erwärmung während des Versuchs und damit eine thermische Entfestigung festzustellen. Speziell in Experimenten mit US ist nicht auszuschließen, daß die Schwingungen das Material stark aufheizen. Eine festgestellte "akustische Materialerweichung" könnte dann auch aus der höheren Temperatur folgen. Zur Abschätzung dieses rein thermischen Effekts wurde in einigen Versuchen mit und ohne Beschallung eine Temperaturmessung durchgeführt.

Schon in Experimenten ohne US wird die Probe bei plastischer Verformung erwärmt. Ein einfaches Modell beschreibt die Situation. Bei einem idealplastischen Material (Fließspannung $\tilde{\sigma}_F$, kein elastischer Bereich vorhanden) erzeugt eine Deformation ε die spezifische Verlustarbeit $\tilde{\sigma}_F \varepsilon$. Im adiabaten Fall erwärmt sich dabei die Probe um die Temperatur ΔT :

$$\Delta T = \frac{1}{\rho \gamma} \tilde{\sigma}_F \varepsilon \quad (4.1.1)$$

ΔT Temperaturänderung

$\tilde{\sigma}_F$ Fließspannung (konstant) = 350 N/mm²

ε Dehnung

ρ Dichte = 7 g/cm³

γ spez. Wärme = 0,5 J/gK

Mit den oben genannten, an das Probenmaterial angepaßten Daten ergibt sich eine lineare Temperatursteigerung entsprechend Abb. 4.1.1. Zum Vergleich enthält das Bild noch drei Messungen aus Experimenten ohne US. Die Dehnraten wurden dabei so hoch (30 s⁻¹) gewählt, damit in guter Näherung adiabates Verhalten vorliegt. Wie Abb. 4.1.1 zeigt, überschätzt die Theorie die Temperatur vor allem bei kleinen Dehnungen. Dieses war aber mit dem sehr einfachen Modell zu erwarten, da bei kleinen Dehnungen die Fließspannung des Materials deutlich niedriger liegt, als im Modell angenommen.

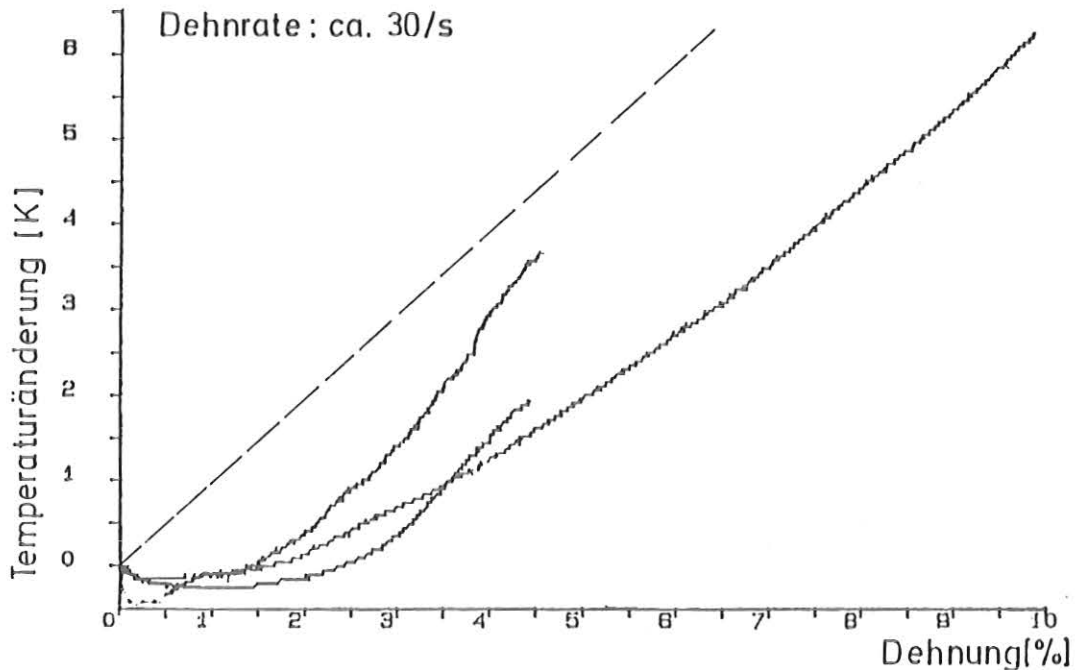


Abb. 4.1.1: Die Temperaturänderung in schnellen Zugversuchen ohne US

~~~~~ Messung  
----- Theorie für idealplastisches Material

Auch die gemessenen Temperaturverläufe weichen voneinander ab. Die Streuung der Spannungs-Dehnungskurven des Probenmaterials erklärt die Differenzen nicht. Allerdings deformiert sich in unmittelbarer Umgebung des aufgeschweißten Thermoelements nicht nur das Probenmaterial, sondern auch das Thermoelement selber. Je nach der Lage des Schweißpunktes verformen sich unterschiedliche Anteile der beiden Meßdrähte mit und beeinflussen so die Messung. Obwohl man deshalb mit erheblichen Fehlern rechnen muß, ist sicher, daß in den betrachteten, schnellen Zugversuchen ohne US die Temperatur nur wenige Kelvin steigt und deshalb keinen wesentlichen Einfluß auf die registrierten Spannungs-Dehnungskurven hat. In langsamen Versuchen ist wegen der Wärmeableitung die Temperaturänderung sogar noch etwas geringer, so daß sie für alle Zugversuche ohne US vernachlässigbar ist.

In Experimenten mit Beschallung erzeugt die Dämpfung der US-Wellen eine zusätzliche Erwärmung. In schnellen Zugversuchen kann allerdings im Rahmen der Meßgenauigkeit mit US kein wesentlich anderer Temperaturverlauf festgestellt werden als ohne US. Die sogar noch kleinere Erwärmung, die die Kurve mit US in Abb. 4.1.2 zeigt, ist aber sicherlich eine Folge der Meßwertstreuung.

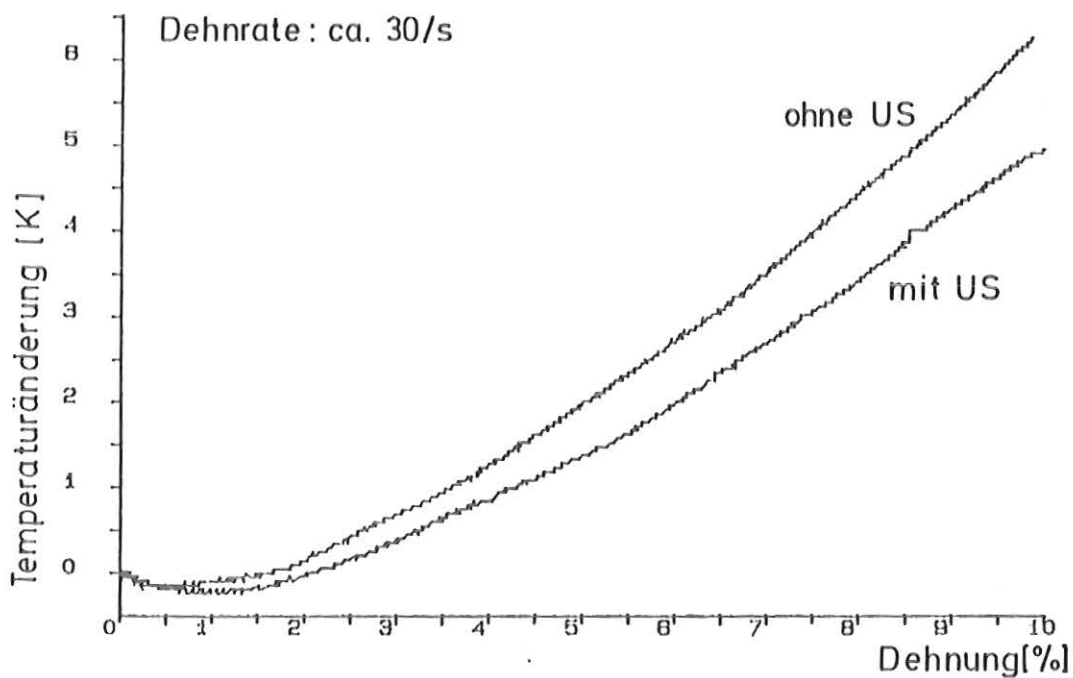


Abb. 4.1.2: Die gemessene Temperaturänderung in schnellen Zugversuchen mit und ohne US

In langsamen Versuchen wirkt der US jedoch wesentlich länger auf die Probe und könnte so zu einer höheren Temperatur führen. Abb. 4.1.3 zeigt deshalb die Temperaturmessung während eines längeren US-Pulses (10 s) im Bereich plastischer Verformung. Während der Beschallung steigt die Probentemperatur gleichmäßig an. Nach der Beschallung sinkt sie aufgrund der Wärmeableitung wieder. Die Erwärmung beträgt jedoch nur wenige Kelvin und ist deshalb vernachlässigbar.

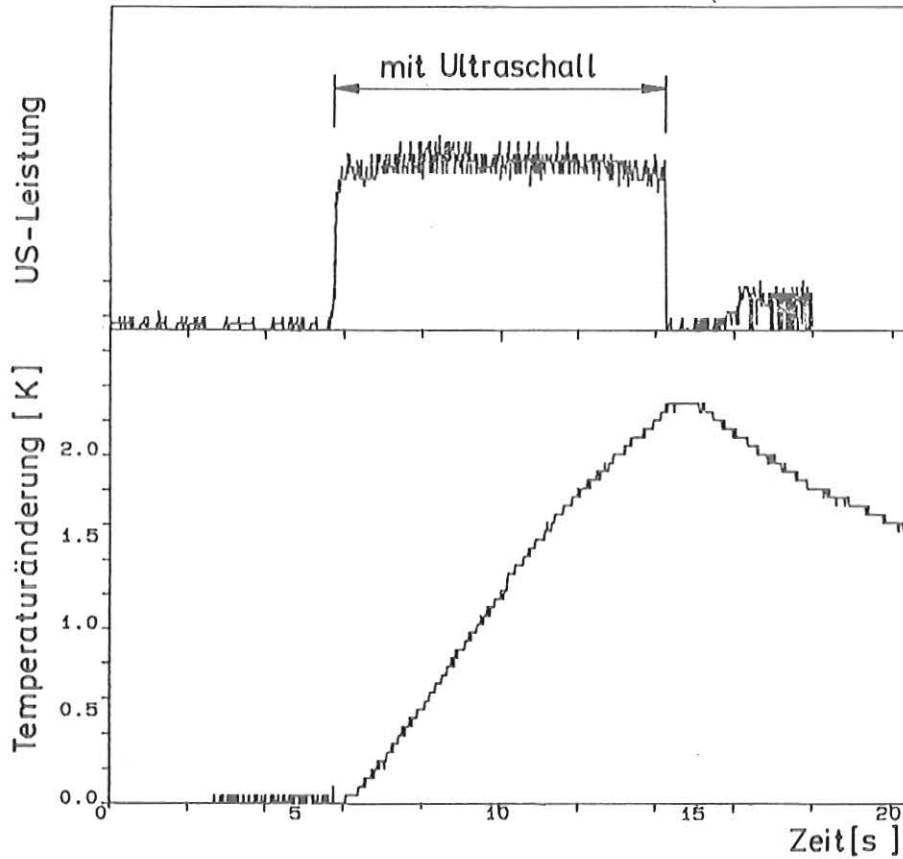


Abb. 4.1.3: Die gemessene Temperaturänderung bei plastischer Probenverformung (Dehnrates  $3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ) und überlagertem US

Zusammenfassend kann man feststellen:

- 1) Das Probenmaterial verhält sich näherungsweise isotrop.
- 2) Vorbeschallte und nicht vorbeschallte Proben verhalten sich gleich, wenigstens solange die hier verwendeten Schallintensitäten und Beschallzeiten nicht überschritten werden.
- 3) Der Einfluß der Temperaturänderung während des Versuchs auf die Spannungs- und Dehnungsmessung ist vernachlässigbar.

#### 4.2 Zugversuche ohne Beschallung (Ein viskoses Stoffmodell)

In den Zugversuchen ohne Beschallung wurde eine mit dem Logarithmus der Dehnrate linear steigende Fließspannung gemessen (vgl. Abb. 3.2.3). Dieses kann natürlich nur ein viskoses Materialgesetz beschreiben. Um die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Fließkurve zu berücksichtigen, wird in der Literatur häufig die Beziehung  $\sigma \sim \dot{\epsilon}^\mu$  verwendet, wobei  $\mu$  konstant ist /126, 127/. Dieser Ansatz eignet sich hier aber nicht zur Beschreibung der beobachteten logarithmischen Abhängigkeit. Auf den ersten Blick bietet sich vielmehr ein Materialgesetz in Exponentialform an, wie es mehrere Autoren, teilweise auch für Kriechvorgänge, verwenden /35, 126/:

$$\dot{\epsilon} = \bar{D} \left[ e^{B(\sigma - \sigma_0)} - 1 \right] \quad (4.2.1)$$

- $\dot{\epsilon}$  gesamte Dehnrate
- $\sigma$  Fließspannung
- $\sigma_0$  dehnratenunabhängige, aber von der Dehnung  $\epsilon$  abhängige statische Fließspannung
- $\bar{D}, B$  dehnratenunabhängige Parameter

In sehr langsamen Versuchen ( $\dot{\epsilon} \approx 0$ ) stellt sich hiernach die statische Fließspannungskurve  $\sigma_0(\epsilon)$  ein. Mit zunehmender Dehnrate steigt die Spannung an. Es handelt sich folglich um ein "overstress" Modell mit der Überschussspannung  $\sigma - \sigma_0$ .

Für große Überschussspannungen geht das Gesetz in die Form

$$\dot{\epsilon} = D e^{B\sigma} \quad (4.2.2a)$$

mit

$$D := \bar{D} e^{-B\sigma_0} \quad (4.2.2b)$$

über und beschreibt damit das beobachtete Verhalten. Allerdings enthält das Gesetz (4.2.1) keine Anteile elastischer Deformation. Bestimmt man nun den Parameter  $1/B$  aus den Steigungen der Regressionsgeraden  $\partial\sigma/\partial(\ln\dot{\epsilon})$  in Abb. 3.2.3, so stellt sich infolge dieser Vernachlässigung kein konstanter Wert ein (Abb. 4.2.1). Besonders bei kleinen Verformungen führt nämlich eine überlagerte elastische und darum dehnungsunabhängige Deformation zu einer kleineren Abhängigkeit der Fließspannung von der gesamten Dehnrate und damit zu einem kleinen Parameter  $1/B$ . Dies wird berücksichtigt, indem Gleichung (4.2.1) nur für die plastischen Dehnungen  $\epsilon_p$  gelten soll:

$$\dot{\epsilon}_p = \bar{D} \left( e^{B(\sigma - \sigma_0(\epsilon_p))} - 1 \right) \quad (4.2.3)$$

mit  $\epsilon_p := \epsilon - \sigma/E$  (4.2.4)

und  $E = 2 \cdot 10^5 \text{ N/mm}^2$

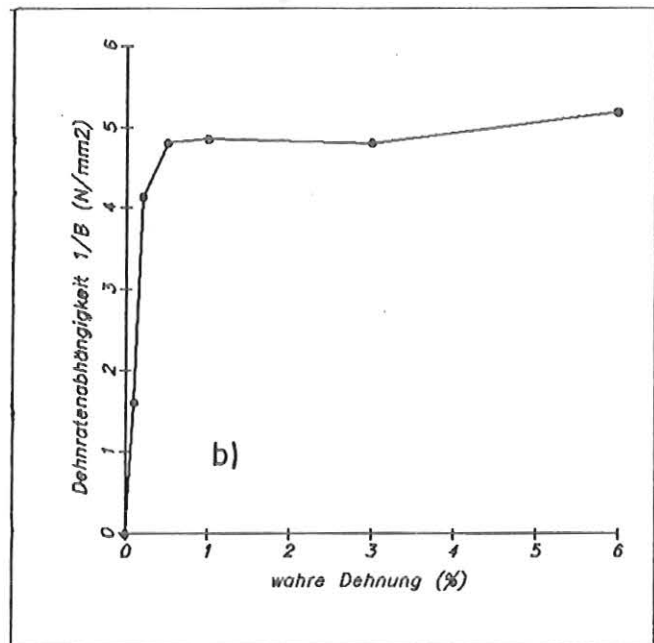


Abb. 4.2.1: Die Dehnratenabhängigkeit  $1/B = \partial\sigma/\partial(\ln\dot{\epsilon})$  der Fließspannung von der gesamten Dehnrate  $\dot{\epsilon}$  für verschiedene wahre Dehnungen

Mit Gleichung (4.2.4) kann man nun die plastische Dehnung aus der gemessenen gesamten Dehnung und aus der Spannung berechnen\*. Für einige vorgegebene plastische Dehnungen ist in Abb. 4.2.2 die gemessene Spannung über der plastischen Dehnrates aufgetragen. Es liegt wieder in guter Näherung eine exponentielle Abhängigkeit nach Gleichung (4.2.3) vor. Die Parameter B und D in Abb. 4.2.3 ergeben sich für große Überschußspannungen unter Vernachlässigung des Subtrahenten "1" in Gl. (4.2.3) aus den Regressionsgeraden der Meßpunkte in Abb. 4.2.2. Die Steigung der Geraden  $\frac{\partial \sigma}{\partial (\ln \dot{\epsilon})}$  entspricht dem Parameter  $\frac{1}{B}$ . Dieser ist jetzt näherungsweise konstant (Abb. 4.2.3b).

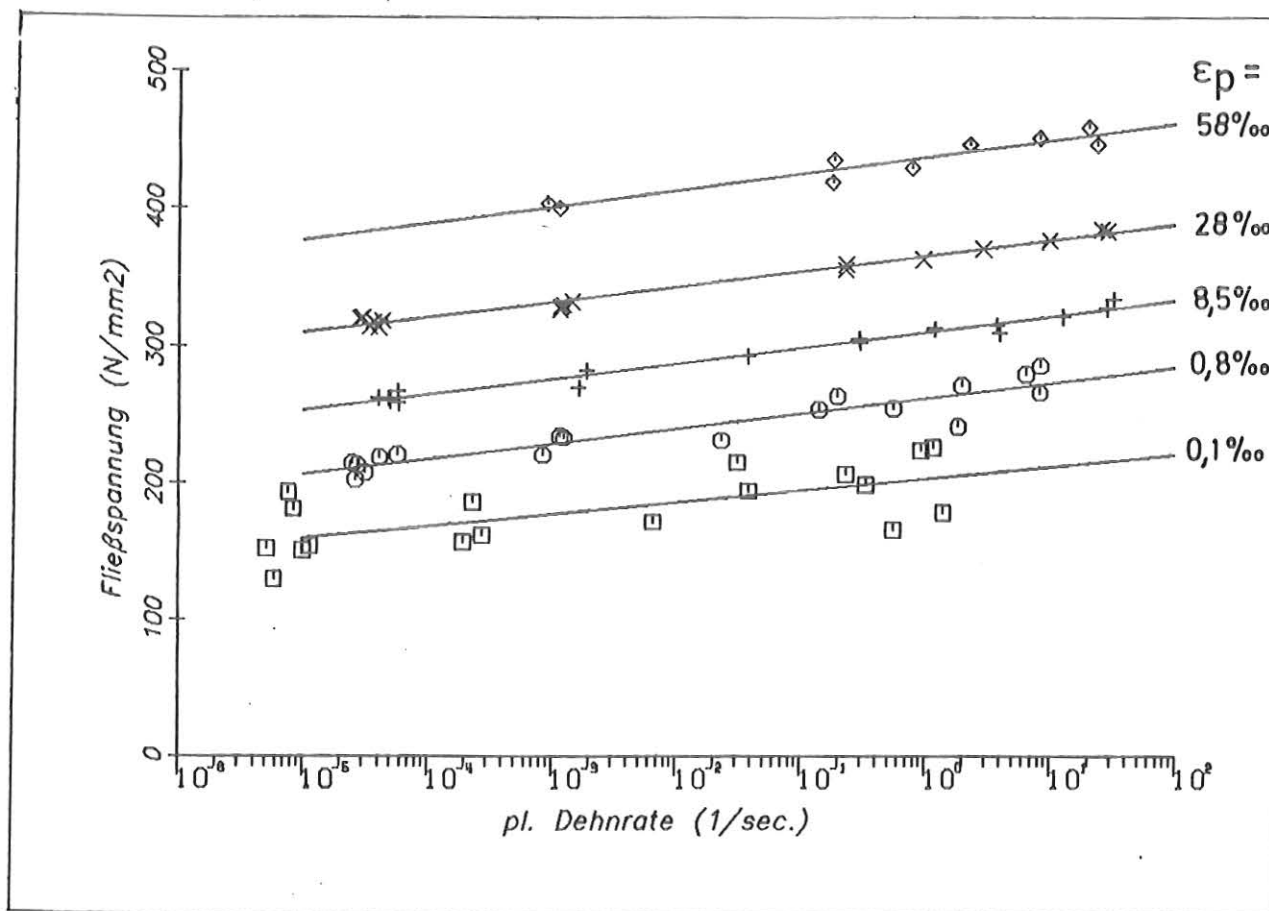


Abb. 4.2.2: Fließspannung des COVA-Tankmaterials ohne Schwingungsüberlagerung bei 0,01 % bis 6 % plastischer Dehnung  $\epsilon_p$  für verschiedene mittlere, plastische Dehnrates

— Regressionsgeraden

\* Dazu werden, genauso wie in Kap. 3.2 besprochen, die Spannungs- und Dehnungs-Zeit-Meßkurven bereichsweise linear angenähert.

Er fällt zwar bei kleiner plastischer Verformung ab, doch weitaus weniger als in Abb. 4.2.1, in der das elastische Verhalten nicht separat behandelt wurde. Der für Gl. (4.2.4) gewählte E-Modul beeinflusst bei sehr kleinen Deformationen diesen Abfall natürlich erheblich. Im Rahmen einer sinnvollen Variation ergibt sich bei sehr kleinen plastischen Deformationen aber immer eine kleine Dehnratenabhängigkeit. Auf plastische Dehnungen über 0,5 % wirkt sich die Variation kaum aus. In diesem Bereich gilt in guter Näherung:

$$B = 0,2 \frac{\text{mm}^2}{\text{N}}$$

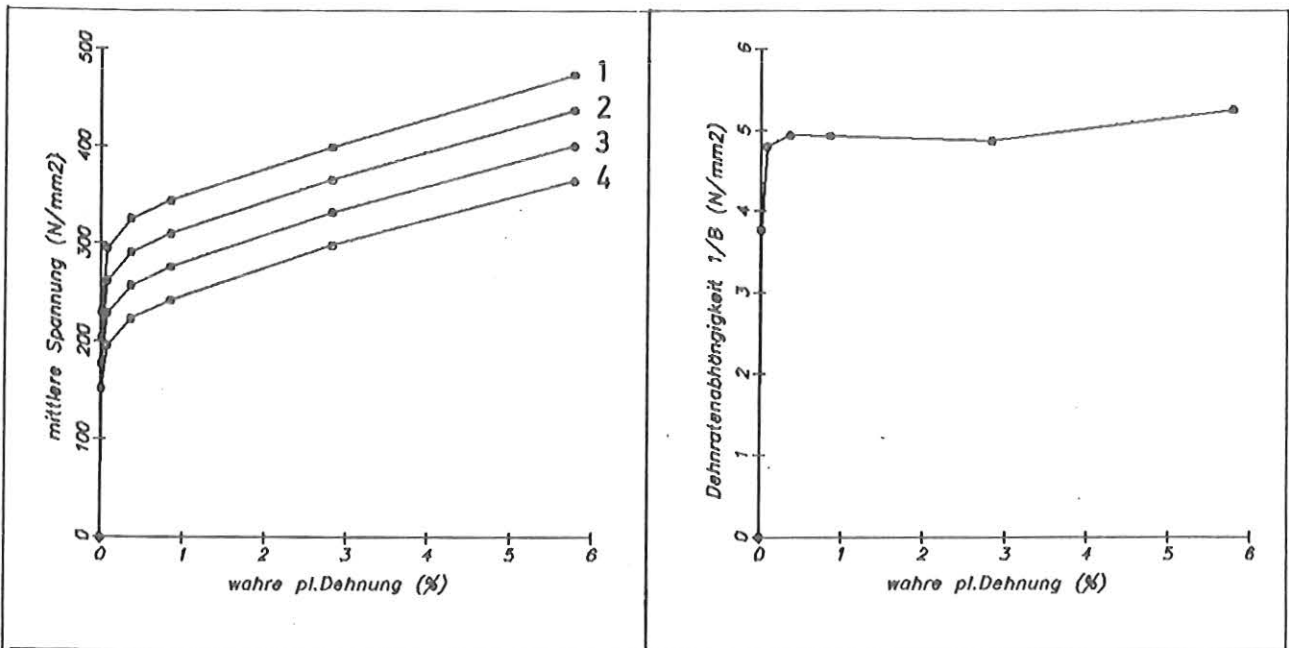


Abb. 4.2.3: Die mittlere, dehnratenabhängige, plastische Verformung der Zugproben

a) mittlere Fließkurven aus  $\sigma = \frac{1}{B} \ln(\dot{\epsilon}_p/D)$  für

| Nr.:                 | 1                     | 2                  | 3                        | 4                        |
|----------------------|-----------------------|--------------------|--------------------------|--------------------------|
| $\dot{\epsilon}_p$ : | $1000 \text{ s}^{-1}$ | $1 \text{ s}^{-1}$ | $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ | $10^{-6} \text{ s}^{-1}$ |

b) Dehnratenabhängigkeit  $1/B = \partial \sigma / \partial (\ln \dot{\epsilon}_p)$  der Fließspannung  $\sigma$  von der plastischen Dehnrates  $\dot{\epsilon}_p$  für verschiedene plastische Dehnungen

Die ermittelte Größe  $B$  bestätigt, daß schon ab relativ kleinen Überschußspannungen ( $\sigma - \sigma_0 > 10 \text{ N/mm}^2$ ) die Vernachlässigung des Subtrahenten "1" in Gleichung (4.2.3) zulässig ist. Diese Bedingung ist anscheinend auch bei sehr kleinen Dehnraten erfüllt, denn in Abb. 4.2.2 ist noch keine Sättigung des abfallenden Trends der Fließspannung erkennbar. Selbst bei solch langsamen Versuchen hat man also die dehnratenunabhängige statische Fließspannung nach Gleichung (4.2.3) noch nicht erreicht, obwohl die Zugversuche bei Raumtemperatur stattfanden, also für austenitischen Stahl bei einer relativ tiefen Temperatur. Die Überschußspannung scheint deshalb in allen durchgeführten Experimenten so groß zu sein, daß in Gl. (4.2.3) der Subtrahent "1" vernachlässigbar ist.

Es soll nun kurz noch auf die Abhängigkeit vor der Dehnung eingegangen werden. Teilweise findet man in der Literatur für die Größe  $D(\epsilon_p)$  einen Potenzansatz /126/:

$$D \sim \epsilon_p^n \quad (4.2.5)$$

Das entspricht einem linearen Zusammenhang in doppelt-logarithmischer Darstellung. Wie Abb. 4.2.4 zeigt, ist diese Annahme aber nur in grober Näherung erfüllt.

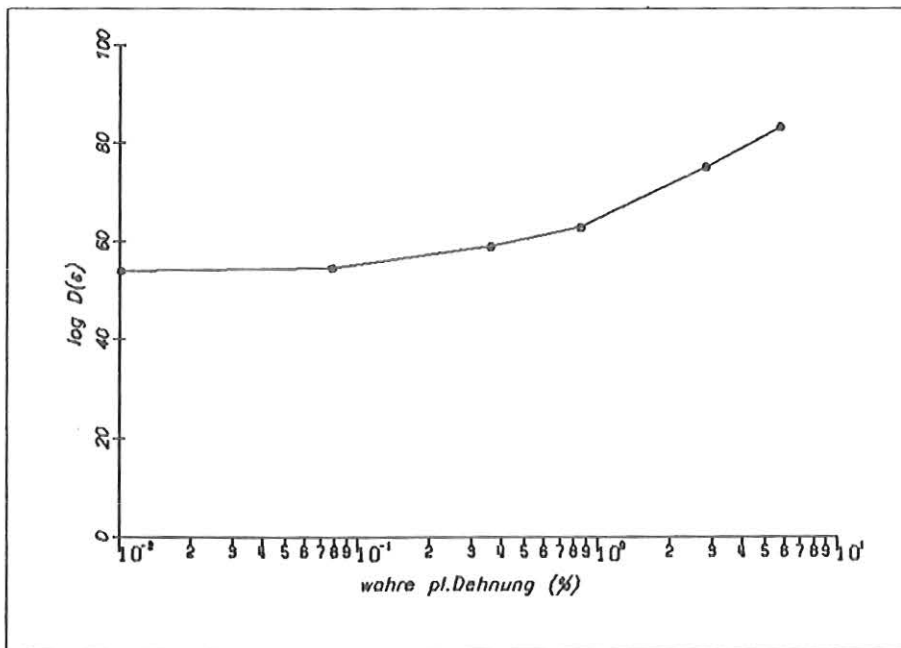


Abb. 4.2.4: Der dehnratenunabhängige Parameter  $D$  für verschiedene Dehnungen in doppelt logarithmischer Darstellung



Zusammenfassend lassen sich die Versuche ohne US durch das folgende dehnratenabhängige Stoffmodell beschreiben:

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + \bar{D} \left[ e^{B(\sigma - \sigma_0(\epsilon_p))} - 1 \right] \quad (4.2.6)$$

In den durchgeführten Experimenten erwies sich die Überschussspannung  $\sigma - \sigma_0$  als so groß, daß das vereinfachte Modell

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + D(\epsilon_p) e^{B\sigma} \quad (4.2.7)$$

im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der Gleichung (4.2.6) übereinstimmt. Deshalb kann aus den Versuchen ohne US zwar die Größe  $D = \bar{D} e^{-B\sigma_0}$  geschätzt werden, aber nicht die einzelnen Größen  $\bar{D}$  und  $\sigma_0$ .

#### 4.3 Die Spannungsreduktion im Zugversuch mit Beschallung

In den meisten durchgeführten Zugversuchen mit US stellt man im Vergleich zu den Versuchen ohne US eine Spannungsreduktion fest. Diese ist etwas kleiner als die zugehörige, elastisch berechnete Spannungsamplitude und nimmt mit steigender Dehnrates ab. Im folgenden soll untersucht werden, wie gut ein nicht-viskoses Materialmodell die Spannungsreduktion beschreibt und welche Verbesserungen das viskose Stoffgesetz des vorhergehenden Abschnitts gestattet.

##### 4.3.1 Der Superpositionsmechanismus bei nicht-viskosem Material

Das Verhalten eines nicht-viskosen Materials im Zugversuch mit überlagerten Dehnungszosillationen ist ausführlich in Kap. 1.1.1 behandelt worden. In langsamen Versuchen verlaufen die Oszillationen größtenteils elastisch. Träge Aufnehmer registrieren dann eine Fließspannung, die etwa um die Spannungsamplitude kleiner ist als im monotonen Zugversuch. Mit zunehmender Dehnrates laufen immer größere Teile einer Schwingung im Bereich nicht-elastischer Verformung ab. Bei konstanter Dehnamplitude nimmt dabei die Spannungsreduktion ab (vgl. Abb. 1.4).

Da diese Theorie eine aufgeprägte Schwingung der Dehnung und nicht der Spannung voraussetzt, eignet sie sich besonders gut zum Vergleich mit schnellen Zugversuchen, da die Dehnungsamplitude direkt auf der Probe gemessen wird. Die Berechnung der Spannungsamplitude erfordert dagegen Modellvorstellungen, die bei hohen Dehnraten ( $\dot{\xi} > 5 \text{ s}^{-1}$ ) unbrauchbar sind.

Abb. 4.3.1a zeigt den Vergleich zwischen Messung und Theorie. Auf der Ordinate ist die relative Spannungsreduktion aufgetragen, definiert als das dimensionslose Verhältnis zwischen der Fließspannungsreduktion  $\Delta \sigma$  (Fließspannungsdifferenz zwischen einem Versuch mit und ohne US) und der aus der Dehnamplitude errechneten Spannungsamplitude  $\bar{E} \epsilon_a$ . Die Abszisse stellt die relative Zuggeschwindigkeit dar, die ein Quotient aus der mittleren Dehnrates  $\dot{\xi}$  und der maximalen Dehnrates bei reiner Schwingungsbelastung  $\epsilon_a \omega$  ist. Nach dieser Theorie sinkt folglich die relative Spannungsreduktion nicht nur bei steigender mittlerer Dehnrates, sondern auch bei abnehmender Amplitude oder Schwingungsfrequenz. Die vorhergesagte Reduktion hängt außerdem etwas vom Verhältnis des E-Moduls zum Tangentenmodul ab. Wie die gemessenen Tangentenmodule aber zeigen (Abb. 4.3.1b), spielt dieser Effekt nur bei sehr kleinen Dehnungen ( $\xi < 0.2 \%$ ) eine Rolle.

Das Modell gibt im Rahmen der Meßwertstreuung die starke Abnahme der relativen Spannungsreduktion oberhalb der relativen Zuggeschwindigkeit  $10^{-2}$  gut wieder. Bei relativen Zuggeschwindigkeiten über 0,7 sagt die Theorie keine Spannungsreduktion voraus. Zugversuche mit wesentlich größeren Dehnrates wurden jedoch nicht ausgeführt, so daß ein Vergleich mit dem Experiment im Bereich  $\dot{\xi} / \epsilon_a \omega \gg 0.7$  nicht möglich ist. Bei kleinen Zuggeschwindigkeiten überschätzt das Modell die Reduktion der Fließspannung jedoch erheblich.

#### 4.3.2 Ein viskoses Stoffmodell

Wie im vorangegangenen Abschnitt dargelegt, überschätzt ein nicht-viskoses Stoffmodell die Spannungsreduktion in langsamen Zugversuchen mit US. Auch die Experimente ohne US konnte nur ein viskoses Materialverhalten erklären. Es soll deshalb hier untersucht werden, wie sich das viskose Stoffgesetz nach Gleichung 4.2.6 im Zugversuch mit Beschallung verhält.

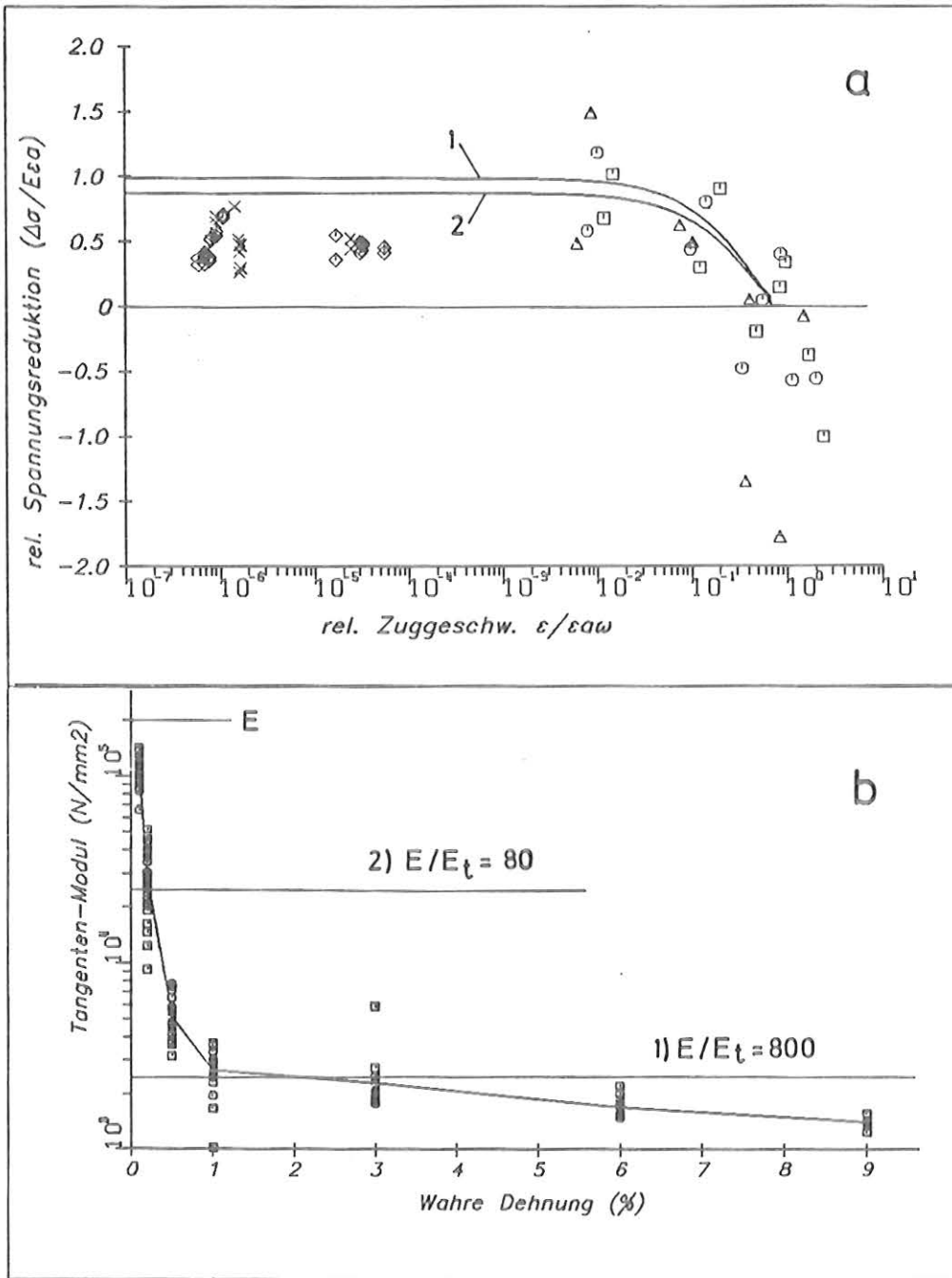


Abb. 4.3.1: Die relative Spannungsreduktion in einem Zugversuch mit Beschallung im Vergleich zur Superpositionstheorie für nicht-viskose Stoffe bei verschiedenen relativen Zuggeschwindigkeiten.

a) Die Abweichung der Fließspannung  $\Delta\sigma$  im Versuch mit US von der Regressionsgeraden der Versuche ohne US (vgl. Abb. 3.3.4), bezogen auf die Dehnamplitude  $\epsilon_a$  und den Elastizitätsmodul  $E$ , abhängig von der aufgeprägten Dehnrates  $\dot{\epsilon}$ , bezogen auf die Dehnamplitude  $\epsilon_a$  und die Kreisfrequenz  $\omega$  der US-Schwingungen.

- $\square, \circ, \Delta$  1 %, 3 %, 6 % wahre Dehnung
- $\diamond, \times$  intermittierende Beschallung ohne Dehnungsspezifikation
- Theorie: 1:  $E/E_t = 800$     2:  $E/E_t = 80$

b) Der Tangentenmodul  $E_t$  bei verschiedenen wahren Dehnungen

In Gleichung (4.2.6) erkennt man sofort, daß die Dehnrates  $\dot{\epsilon}$  nichtlinear und progressiv mit der Spannung  $\sigma$  ansteigt. Bei schwingender Dehnung und deshalb schwingender Dehnrates stellt sich deshalb im Mittel eine kleinere Spannung ein als bei gleicher mittlerer Dehnrates ohne Schwingungen (Abb. 4.3.2a). Bei schwingender Spannung (Abb. 4.3.2b) stellt sich dann im Mittel eine größere Dehnrates ein als bei gleicher mittlerer Spannung ohne Oszillationen. Wird also die Spannungsamplitude und die mittlere Dehnrates vorgegeben, muß auch in diesem Fall die mittlere Spannung kleiner sein als in einem anderen Versuch mit gleicher mittlerer Dehnrates, aber ohne oszillatorische Last.

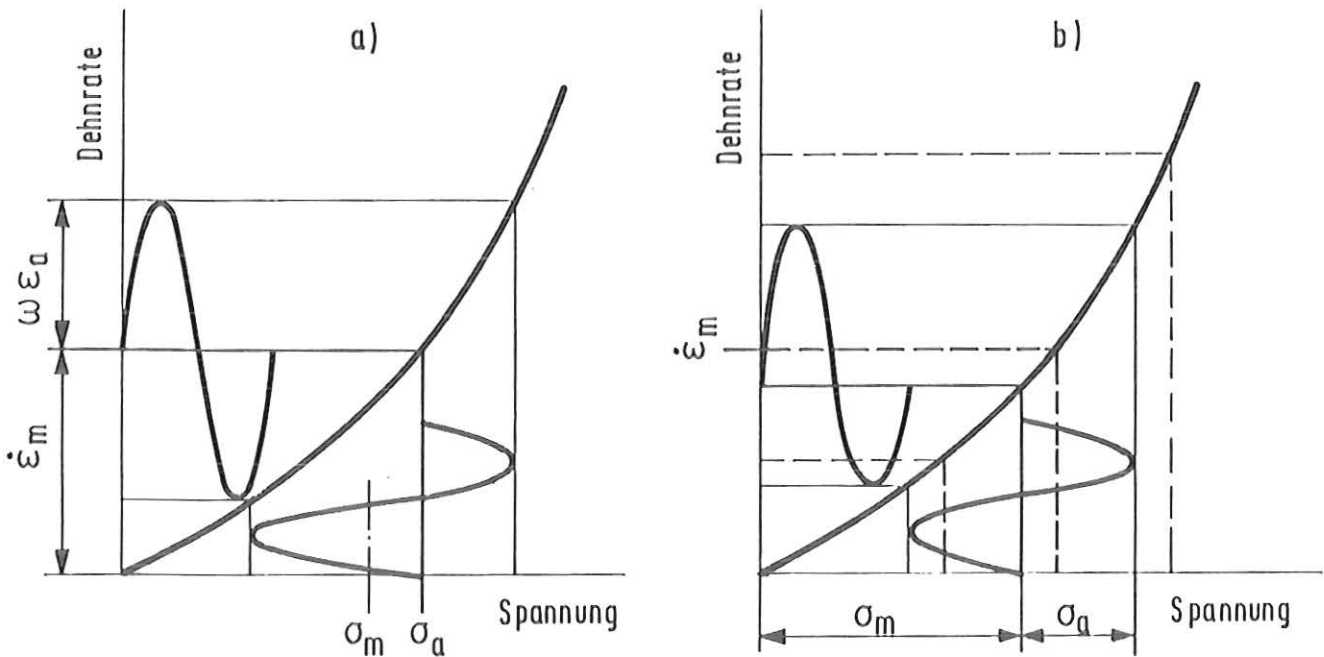


Abb. 4.3.2: Bei nicht-linearem, viskosem Stoffverhalten stellt sich bei gleicher mittlerer Dehnrates  $\dot{\epsilon}_m$  eine kleinere Fließspannung  $\sigma_m$  ein, wenn Oszillationen überlagert werden. Es ist dabei gleichgültig, ob

- a) die Dehnungsamplitude  $\epsilon_a$  bei der Frequenz  $\omega/2\pi$  oder
- b) die Spannungsamplitude  $\sigma_a$  aufgeprägt werden.

Postuliert man analog zum vorhergehenden Kapitel eine aufgeprägte Dehnung der Form  $\epsilon = \dot{\epsilon}_m t + \epsilon_a \cos(\omega t)$ , dann liefert Gleichung 4.2.6 nach entsprechender Substitution eine allgemeine Riccati-Dgl. für die Proben-  
spannung. Man kann sie zwar allgemein integrieren, die Ausführung der Inte-  
gration bereitet aber erhebliche Schwierigkeiten. Auch eine numerische  
Lösung der Dgl. erscheint aufwendig, da die schnell oszillierenden Dehnun-  
gen sehr kleine Zeitschritte erfordern. Auf eine Lösung wird deshalb ver-  
zichtet.

Wesentlich "gutmütiger" erweisen sich die Gleichungen bei vorgegebener Span-  
nungsamplitude  $\bar{\sigma}_a$ . In Anlehnung an die Arbeit von Friedrich et al. /31-  
33/, wird hierbei der Probe die Spannung

$$\sigma = \sigma_m + \bar{\sigma}_a \cos(\omega t) \quad (4.3.1)$$

mit unbekannter Mittelspannung  $\sigma_m$  aufgeprägt. Mit dem Fließgesetz (4.2.6)  
gilt dann für die mittlere Dehnrate  $\dot{\epsilon}$  die Gleichung:

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\dot{\sigma}}{E} + \bar{D} \left[ e^{B\bar{\sigma}_a \cos \tau} e^{B(\sigma_m - \bar{\sigma}_a)} - 1 \right] d\tau \quad (4.3.2)$$

Ist die Spannungsamplitude  $\bar{\sigma}_a$  und die mittlere Dehnrate  $\dot{\epsilon}$  vorgegeben,  
kann hieraus die mittlere Spannung  $\sigma_m$  berechnet werden. Ändert sich wäh-  
rend einer Schwingungsperiode weder die Mittelspannung noch die plastische  
Dehnung wesentlich, dann kann man  $\bar{\sigma}_a, \sigma_m, B$  und  $\bar{D}$  als konstant betrach-  
ten, und die Integration ist ausführbar. Die Betrachtung beschränkt sich  
damit aber auf langsame Zugversuche ( $\bar{\sigma}_a$  konstant) lange nach dem Ein-  
schalten des US ( $\sigma_m$  konstant).

Im Vergleich zur Fließspannung in einem Zugversuch ohne Beschallung mit  
gleicher, konstanter, mittlerer Dehnrate  $\dot{\epsilon}$ , stellt sich eine um  $\Delta\sigma$   
kleinere, mittlere Spannung ein:

$$\Delta\sigma = \frac{1}{B} \ln \left[ \Phi(B\bar{\sigma}_a) \right] \quad (4.3.3a)$$

mit

$$\Phi(2x) := \sum_{i=0}^{\infty} \left( \frac{x^i}{i!} \right)^2 \quad (4.3.3b)$$

Abb. 4.3.3 zeigt diese dimensionslose Spannungsreduktion  $B\dot{\sigma}$ , abhängig von der Spannungsamplitude  $B\sigma_a$  nach Gleichung (4.3.3) im Vergleich zu den Meßwerten mit Dehnraten kleiner  $5 \text{ s}^{-1}$ . Der Faktor  $B = 0,2 \text{ mm}^2/\text{N}$  entspricht der reziproken Dehnratenabhängigkeit. Er wurde aus den Meßergebnissen der dynamischen Versuche ohne US ermittelt (Abb. 4.2.3.b). Offensichtlich ist die Spannungsreduktion kleiner als die Spannungsamplitude. Die beiden Größen nähern sich aber im Verhältnis zu einander mit steigendem Wert an.

Ein gewisses Problem stellt beim viskosen Material die Berechnung der Spannungsamplitude dar, da kein rein elastischer Bereich existiert. Bei kleinen mittleren Dehnraten führen die aufgeprägten Schwingungen allerdings zu hauptsächlich elastischen Deformationen. Nach den Gleichungen (4.2.7) und (4.3.1) setzt sich nämlich die Dehnrate aus dem elastischen Teil

$$\dot{\epsilon}_e = -\frac{\omega \sigma_a}{E} \sin(\omega t) + \frac{\dot{\sigma}_m}{E} \quad (4.3.4)$$

und dem plastischen Teil

$$\dot{\epsilon}_p = D e^{B(\sigma_m + \sigma_a \cos(\omega t))} \quad (4.3.5a)$$

additiv zusammen. Bei kleinen Amplituden  $\sigma_a$  kann man (4.3.5a) linearisieren und  $D e^{B\sigma_m}$  durch die mittlere Dehnrate  $\dot{\epsilon}$  abschätzen:

$$\dot{\epsilon}_p \approx \dot{\epsilon} B \sigma_a \cos(\omega t) + \dot{\epsilon} \quad (4.3.5b)$$

Der Vergleich der harmonisch schwingenden Anteile in (4.3.5b) und (4.3.4) zeigt, daß die Schwingungen dann größtenteils elastisch verlaufen, wenn

$$\dot{\epsilon} \ll \frac{\omega}{EB} \quad (4.3.6)$$

oder mit den bekannten Daten

$$\dot{\epsilon} \ll 6/s$$

gilt. In diesem Fall kann man also die Spannungsamplitude elastisch aus der

gemessenen Dehnungsamplitude berechnen. Im Gegensatz zum nicht-viskosen Material beeinflusst hier die Schwingungsamplitude die Dehnrage nicht, bei der die Berechnungsmethode versagt.

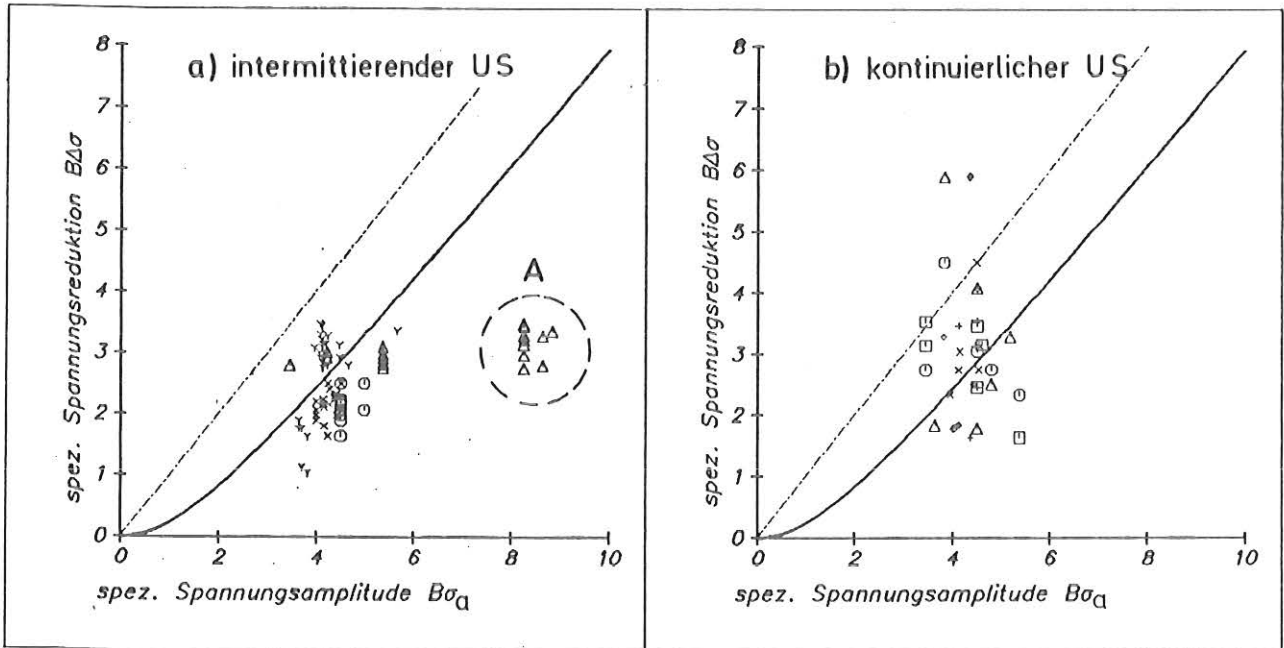


Abb. 4.3.3: Die Abhängigkeit der Spannungsreduktion  $\Delta\sigma$  von der Spannungsamplitude  $\sigma_a$  bei kleiner Dehnrage ( $\dot{\epsilon} < 5 \text{ s}^{-1}$ ).

- · - Superpositionstheorie mit nicht-viskosem Material
- Viskoses Material nach Gleichung (4.3.3)

Meßwerte (Dehnratenabhängigkeit  $1/B = 5 \text{ N/mm}^2$ ):

□ ○ △ Amplitude aus der Probendehnung  $\epsilon_a$  elastisch bestimmt:  $\sigma_a = E \epsilon_a$

+ X Y ◇ Amplitude mit einer elastischen Wellentheorie aus der Messung vor der Probe bestimmt.

Abb. a) intermittierende Beschallung (links)

△ Y Dehnrage  $3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$

○ X Dehnrage  $3 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

Abb. b) kontinuierliche Beschallung (rechts)

□ + Dehnung 1 %

○ X Dehnung 3 %

△ ◇ Dehnung 6 %

Abb. 4.3.3 enthält wegen der vorhergehenden Überlegung nur Meßwerte aus Versuchen mit Dehnraten kleiner als  $5 \text{ s}^{-1}$ . Die Spannungsamplituden sind für elastisches Materialverhalten berechnet worden, entweder aus der Deformation der Probe oder mit einer Wellentheorie aus der Dehnungsmessung an der Kraftmeßstelle unter Berücksichtigung der Verluste an der Lötverbindung (vgl. Kap. 3.3.2).

Trotz der großen Streuung der Meßdaten kann man eine bessere Übereinstimmung des Experimentes mit dem viskosen Materialmodell als mit dem nicht-viskosen Modell feststellen. Bis auf die Ausreißer "A" (Abb. 4.3.3a) variieren die Messungen bei intermittierender Beschallung weniger. Das liegt hauptsächlich daran, daß die Spannungsreduktion bei intermittierender Beschallung jeweils nur an einer Probe gemessen wurde, so daß das Streuband für den Ordinatenwert  $B\Delta\sigma'$  die Streuung der Materialdaten von Probe zu Probe nicht enthält. Das Streuband für den Abszissenwert  $B\sigma'_a$  ist hingegen auf ungenau gemessene Amplituden zurückzuführen und deshalb bei intermittierender und kontinuierlicher Beschallung etwa gleich. Da es sich bei den Ausreißern "A" nur um einen einzigen Zugversuch mit mehreren US-Pulsen handelt, können diese Ergebnisse (Punkte:  $\Delta$ ) auch eine Folge falscher Dehnungsmessung und damit falscher Amplitudenmessung sein. Wird die Amplitude nämlich mit einem anderen Meßverfahren bestimmt (Punkte:  $\gamma$ ), liegen die Messungen nicht so sehr abseits. Bei diesem einen Versuch "A" stimmten jedoch die Bereiche der Meßkurve ohne US gut mit anderen Versuchen ohne jegliche Beschallung überein, so daß eine fehlerhafte Dehnungsmessung vermutlich nur für die US-Oszillationen vorliegt. Das könnte z.B. bei angeregten Biegeschwingungen der Probe auftreten. Gründe für mangelnde Messungen der Dehnungsozillationen sind in Kap. 2.6 diskutiert worden.

In Abb. 4.3.4 ist die relative Spannungsreduktion  $\Delta\sigma/\sigma'_a$  in Abhängigkeit von der spezifischen Spannungsreduktion  $B\Delta\sigma'$  dargestellt. Diese Abbildung veranschaulicht sehr deutlich den Unterschied zwischen der Theorie mit viskosem und nicht-viskosem Material. Wie in Abb. 4.3.3, ergibt sich bessere Übereinstimmung des viskosen Modells mit den Messungen.



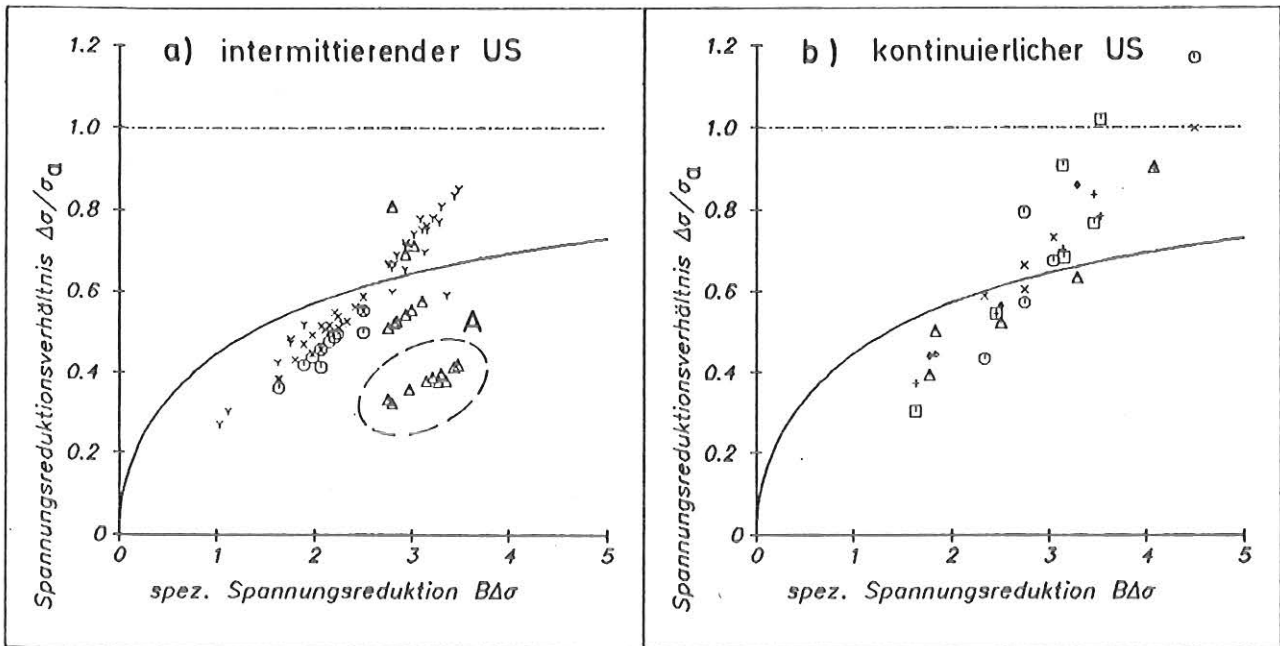


Abb. 4.3.4: Das Verhältnis der Spannungsreduktion  $\Delta\sigma$  zur Spannungsamplitude  $\sigma_a$   
 - • - Superpositionstheorie mit nicht-viskosem Material  
 ——— Viskoses Material nach Gleichung (4.3.3)  
 Meßwerte sind analog zu Abb. 4.3.3 bezeichnet.

Bemerkenswert ist aber, daß bei intermittierender Beschallung die viskose Theorie die relative Spannungsreduktion  $\Delta\sigma/\sigma_a$  immer noch überschätzt, wenn die Spannungsamplitude  $\sigma_a$  aus der Probendehnung berechnet wird ( $\sigma_a = E \epsilon_a$ ) (Abb. 4.3.4a, Punkte: o, Δ). Das ist jedoch nicht so deutlich ausgeprägt, wenn man die Spannungsamplitude aus der Messung vor der Probe bestimmt und die Verluste an der Lötverbindung nach Kap. 3.3.2 berücksichtigt (Punkte: x, y). Im Mittel berechnet man nämlich in der langsamen Versuchen aus der Probendehnung eine etwas größere Spannungsamplitude als mit dem anderen Verfahren, wie dies Abb. 4.3.3a recht deutlich zeigt.

Diese unterschiedlichen Ergebnisse für die Spannungsamplitude können zwei Ursachen haben: Erstens wurden die zur Berechnung verwendeten Verluste an der Probenverlötung in relativ schnellen Experimenten bestimmt. Es liegt also die Vermutung nahe, daß die Verluste der US-Schwingungen in langsamen Zugversuchen zunehmen. Da die Weichlötverbindung auch bei Raumtemperatur erheblich kriecht, könnten sich dort z.B. Risse bilden, die diesen Effekt hervorrufen. Da aber bei hohen Dehnraten keine Abhängigkeit der US-Verluste

von der Versuchszeit festgestellt wurden (vgl. Kap. 3.3.2), erscheint dem Autor diese Erklärung unwahrscheinlich.

Zweitens wurden weniger Versuche mit direkter Messung der Dehnungszillationen durchgeführt als mit dem anderen Verfahren. Da nun gerade die gemessenen Dehnamplituden stark streuen, könnte der beobachtete Unterschied bei so wenigen Experimenten auch rein zufällig sein.

Weiterhin fällt in beiden Abb. 4.3.4 auf, daß die Neigung der berechneten Kurve nicht mit dem Trend der Meßpunkte übereinstimmt. Diese Diskrepanz kann aber sehr einfach mit der Meßdatenstreuung erklärt werden. Beide Koordinatenwerte sind nämlich proportional zur Spannungsreduktion  $\Delta\sigma$ , so daß eine Änderung nur dieser Größe einer Verschiebung entlang einer Ursprungsgeraden entspricht. Da nun selbst in Versuchen mit gleicher Spannungsamplitude die gemessene Spannungsreduktion wegen der Meßfehler und der Materialdatenstreuung variiert, streuen die Meßpunkte für fast gleiche Amplitude in Abb. 4.3.4 um einen Mittelwert entlang dieser Ursprungsgeraden. In den durchgeführten Experimenten variiert die Spannungsamplitude nun nur wenig, so daß der Trend der Meßpunkte hauptsächlich durch die Streuung von  $\Delta\sigma$  bestimmt wird. Er stimmt deshalb eher mit der Steigung der Geraden durch den Ursprung überein als mit der Neigung der berechneten Kurve.

Da bei intermittierender Beschallung die Spannungsreduktion  $\Delta\sigma$  ja deutlich weniger streut als bei kontinuierlicher, ist der Trend der Meßpunkte, der von der Neigung der berechneten Kurve abweicht, in Abb. 4.3.4b deutlicher ausgeprägt als in Abb. 4.3.4a.

Das betrachtete viskose Modell beschreibt somit im Rahmen der (recht großen) Meßdatenstreuung die Spannungsreduktion in langsamen Zugversuchen mit US (Abb. 4.3.4) und die Ergebnisse der monotonen Zugversuche unterschiedlicher Dehnrates (Abb. 4.2.3). Das Verhalten dieses Stoffmodells in sehr schnellen Versuchen mit US ( $\dot{\epsilon} > 5 \text{ s}^{-1}$ ) wurde nicht untersucht. Ein nicht-viskoses Material überschätzt die Spannungsreduktion in langsamen Zugversuchen mit US erheblich (Abb. 4.3.4). In schnellen Experimenten gibt dieses Stoffmodell aber das Verschwinden der Spannungsreduktion ab einer bestimmten Dehnrates gut wieder.

#### 4.4 Der Zeitverlauf der Spannung beim Ein- und Ausschalten des Ultraschalls

In den Experimenten mit intermittierender Beschallung wird der Abfall der Spannung nach dem Einschalten des US und der erneute Anstieg nach dem Ausschalten beobachtet. Wie die Abb. 3.3.2 zeigt, ändert sich wegen mangelnder Maschinensteifigkeit nicht nur die Spannung, sondern auch die Dehnrates. Die Dehnratesänderung soll hier aber zunächst vernachlässigt werden. Die Spannung fällt beim Einschalten nicht spontan um den maximalen Wert, sondern sinkt erst schnell und dann immer langsamer ab, so daß sich in etwa ein exponentiell abnehmender Wert ergibt. Nach dem Ausschalten des US steigt die Spannung langsam wieder an und strebt asymptotisch der ungestörten Materialkurve zu. Wie läßt sich nun dieses Verhalten erklären?

Die Spannungsreduktion bei Beschallung wurde für ein nicht-viskoses Materialmodell in Kap. 1.1.1 analysiert. Prägt man diesem Modell bei konstanter Dehnrates plötzlich eine konstante Schwingung auf, so stellt sich schon nach einer Schwingungsperiode die kleinste mittlere Fließspannung, also die maximale Spannungsreduktion ein. In den ausgeführten Experimenten erreicht zwar die US-Amplitude ihren konstanten Wert nicht sofort, aber spätestens nach ca. 2 ms. Danach dürfte somit die Spannung nicht mehr fallen.

Gemessen wird aber teilweise ein fast 20 s langer Abfall. Die Spannungsabsenkung geschieht also um den Faktor  $10^4$  langsamer als das nicht-viskose Stoffmodell voraussagt. Es ist folglich nicht geeignet, den Spannungs-Zeitverlauf bei intermittierender Beschallung zu beschreiben.

Anders verhält es sich bei einem viskosen Stoffgesetz nach Gleichung 4.2.7. Wird diesem Material, wie im Kap. 4.3.2 besprochen, bei konstant gehaltener mittlerer Dehnrates  $\dot{\epsilon}$  plötzlich eine schwingende Spannung  $\sigma = \sigma_m + \sigma_a \cos(\omega t)$  mit vorgegebener Amplitude  $\sigma_a$  aber noch unbekannter Mittelspannung  $\sigma_m$  aufgeprägt, so wird diese Mittelspannung  $\sigma_m$  wegen der Nichtlinearität des Stoffgesetzes absinken. Während nun im voraus gegangenen Kapitel von schon erreichter maximaler Absenkung der Spannung und damit fast verschwindender Spannungsrate ausgegangen wurde, muß hier zu Bestimmung des Spannungsüber-

ganges natürlich mit einer raschen Absenkung, also einer großen Spannungsrate, gerechnet werden.

Unter Berücksichtigung dieser veränderten Voraussetzung kann die Mittelspannung  $\bar{\sigma}_m$ , diesmal aber zeitabhängig, wieder aus der Integral-Gleichung (4.3.2) ermittelt werden. Da jetzt aber die mittlere Spannung  $\bar{\sigma}_m$  nicht mehr als konstant betrachtet werden darf, ist die Integration der Gl. (4.3.2) nicht direkt möglich. Es bietet sich das folgende Vorgehen an:

Während einer US-Periode kann man wegen des sehr kurzen Zeitintervalls die mittlere Spannung  $\bar{\sigma}_m$  und die Probendehnung  $\epsilon$  als fast konstant betrachten, allerdings darf man nicht die Spannungsrate  $\dot{\bar{\sigma}}_m$  vernachlässigen. Im ersten Schritt wird deshalb  $\bar{\sigma}_m, \sigma_0, B$  und  $\bar{D}$  für die Integration der Gleichung (4.3.2) über nur eine US-Periode als konstant angenommen und  $\dot{\bar{\sigma}}_m$  als von  $\bar{\sigma}_m$  unabhängige, nicht verschwindende Größe betrachtet. Integriert man nun mit diesen Annahmen die Gleichung (4.3.2), ergibt sich aus  $\dot{\bar{\sigma}}_m$  die mittlere Spannungsänderung  $\Delta \bar{\sigma}_m$  pro US-Periode  $\Delta t$ , also die durchschnittliche Spannungsrate. Die integrierte Gleichung hat deshalb die Form einer Differenzgleichung für die Mittelspannung  $\bar{\sigma}_m$ :

$$\dot{\epsilon} = \frac{\Delta \bar{\sigma}_m}{E \Delta t} + \bar{D} \left[ \Phi(B\sigma_0) e^{B(\bar{\sigma}_m - \sigma_0)} - 1 \right]$$

In diesem zweiten Schritt wird nun die Absenkung der Spannung in wesentlich längeren Zeiten berechnet, so daß  $\bar{\sigma}_m$  nicht mehr konstant ist. Sind die jetzt betrachteten Zeiten viel länger als eine US-Periode, so kann man den Grenzübergang von der gefundenen Differenzgleichung zur Differentialgleichung vollziehen und erhält eine Dgl. für  $\bar{\sigma}_m$ . Dabei ist zu erwähnen, daß die Spannungsrate  $\dot{\bar{\sigma}}_m$  nun natürlich den über eine US-Periode gemittelten Wert darstellt.

$$\dot{\bar{\sigma}}_m = \frac{\dot{\bar{\sigma}}_m}{E \bar{D}} + \Phi(B\sigma_0) e^{B(\bar{\sigma}_m - \sigma_0)} - 1 \quad (4.4.1)$$

Sind  $\sigma_0, B$  und  $\bar{D}$  auch für die ganze Zeit des Spannungsabfalls konstant, sinkt damit die mittlere Fließspannung  $\bar{\sigma}_{+US}$  beim Einschalten des US auf den Wert  $\bar{\sigma}_{+US}^\infty$  nach der Gleichung

$$B \sigma_{+us}^{\circ}(t) = B \sigma_{+us}^{\infty} - \ln \left[ \left( \frac{1}{\Phi} - 1 \right) e^{-\alpha t} + 1 \right] \quad (4.4.2)$$

$$\text{mit } \alpha := (\dot{\epsilon} + \bar{D}) B E \quad (4.4.3)$$

und  $\Phi$  nach Gleichung (4.3.3b).

Den asymptotischen Wert  $\sigma_{+us}^{\infty}$  legen die Spannungsreduktion  $\Phi(B\sigma_0)$  und die Anfangsbedingung  $\sigma_m^{\circ}(t=0)$  fest. In der Darstellungsform von Gleichung (4.4.2) erkennt man, daß eine Änderung der Amplitude und damit der Größe  $\Phi$ , einer Nullpunkt-Verschiebung der Zeitachse entspricht. Die Form des Spannungsverlaufes hängt also nur von dem Faktor  $\alpha$  ab. In den betrachteten Versuchen ist die Dehnrate weiterhin wesentlich größer als  $D$ , so daß die Geschwindigkeit des Abfalls umgekehrt proportional zur Dehnrate zunimmt. In langsamen Versuchen fällt also auch die Spannung langsam ab.

Analog zum bisherigen Vorgehen bestimmt man den Spannungsanstieg  $\sigma_{-us}$  nach dem Ausschalten des US auf den Wert  $\sigma_{-us}^{\infty}$  zu:

$$B \sigma_{-us}^{\circ} = B \sigma_{-us}^{\infty} - \ln \left[ (\Phi - 1) e^{-\alpha t} + 1 \right] \quad (4.4.4)$$

Auch hier entspricht eine Änderung der US-Amplitude nur einer Zeitverschiebung, so daß die Anstiegskurven bei gleicher Dehnrate ähnlich sind. In langsamen Versuchen steigt ebenfalls die Spannung langsam an. Der Vergleich der Gleichungen (4.4.2) und (4.4.4) zeigt, daß der Anstieg länger dauert als der Abfall.

Aus den gemessenen Zeitverläufen der Spannung können leicht die Parameter  $\Phi$  und  $\alpha$  bestimmt werden, wenn die Größe  $\alpha$  konstant bleibt: Direkt nach dem Einschalten des US stellt sich die Spannungsrate

$$B \dot{\sigma}_{+us}^{\circ} = -\alpha (\Phi - 1) \quad (4.4.5a)$$

und nach dem Ausschalten die Spannungsrate

$$B \dot{\sigma}_{-us}^{\circ} = \alpha \left( 1 - \frac{1}{\Phi} \right) \quad (4.4.5b)$$

ein. Für die Versuche gilt sogar  $\bar{\Phi} \gg 1$ , so daß sich  $\alpha$  direkt aus dem Anstieg (4.4.5b) und damit  $\bar{\Phi}$  aus dem Abfall (4.4.5a) ergibt. Da weiterhin  $\dot{\epsilon} \gg D$ , erkennt man an der Definition von  $\alpha$  (Gl. (4.4.3)), daß die Spannung anfangs rein elastisch steigt:

$$\dot{\sigma}_{-us}^0 = E \dot{\epsilon} \quad (4.4.6).$$

Im Spannungs-Dehnungsdiagramm verhält sich also gleich nach dem Abschalten des US das viskose Stoffmodell wie das nicht-viskose Modell. Erst nach längerer Zeit sagt die viskose Theorie eine kleinere Spannung vorher.

Für den Vergleich der Theorie mit dem Experiment muß man nun zur Bestimmung von  $\alpha$  aus Gl. (4.4.3) berücksichtigen, daß nicht eine konstante Probendehnung, sondern eine konstante Kolbengeschwindigkeit der Zugmaschine aufgebracht wird. Das bedeutet vor allem, daß die Nachgiebigkeit der Anlage Einfluß auf die Probendehnung und damit auf den Spannungsverlauf hat. Abb. 4.4.1 veranschaulicht den Sachverhalt.

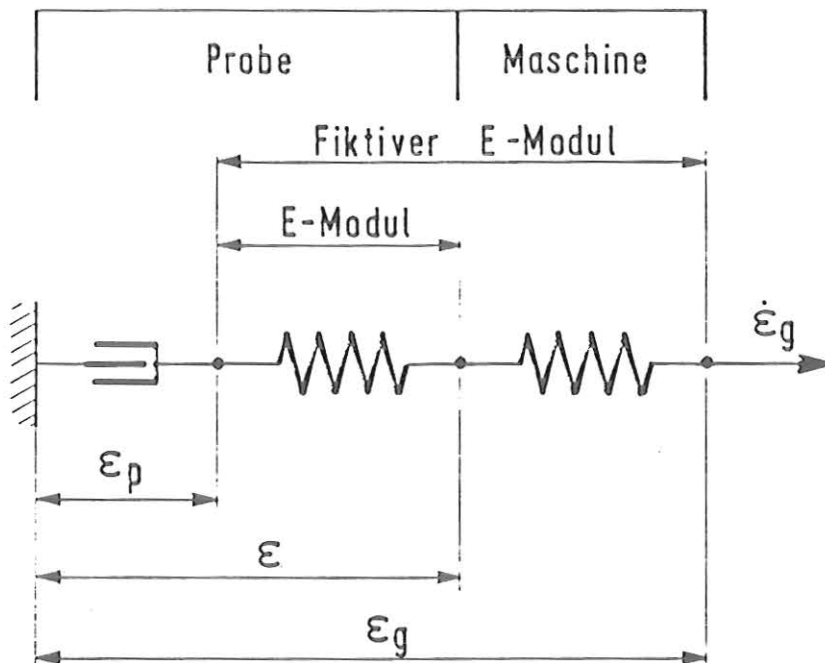


Abb. 4.4.1: Für die Bestimmung des Spannungsüberganges beim Ein- und Ausschalten des US muß die Nachgiebigkeit der Prüfmaschine durch einen fiktiv erhöhten Elastizitätsmodul der Probe berücksichtigt werden.

In einem monotonen Zugversuch ändert sich nun im Bereich plastischer Dehnung die Zugkraft nur wenig, so daß die ganze Dehnrates  $\dot{\epsilon}_g$  des Modells (Abb. 4.4.1) in etwa der Proben-Dehnrates  $\dot{\epsilon}$  entspricht, die vor und nach einer Beschallung gut meßbar ist. Bei schwingender Belastung ist das nicht mehr erfüllt. Dann kann aber die Maschinennachgiebigkeit durch eine erhöhte Probennachgiebigkeit, also einen kleineren, fiktiven E-Modul berücksichtigt werden. Dieser E-Modul muß dann natürlich auch zur Bestimmung von  $\alpha$  in der Gleichung (4.4.3) und deshalb auch in (4.4.6) verwendet werden, wenn die konstante Dehnrates  $\dot{\epsilon}_g$  dem Modell aufgeprägt wird.

Zur Abschätzung der Maschinennachgiebigkeit sind deshalb in Abb. 4.4.2 die gemessenen Spannungsrates  $\dot{\sigma}_{us}^0$  direkt nach dem Abschalten des US, bezogen auf den E-Modul des Probenmaterials, über den mittleren Dehnrates  $\dot{\epsilon}_g$  aufgetragen. Nach Gleichung (4.4.6) ist im linearen Maßstab (Abb. 4.4.2a) die

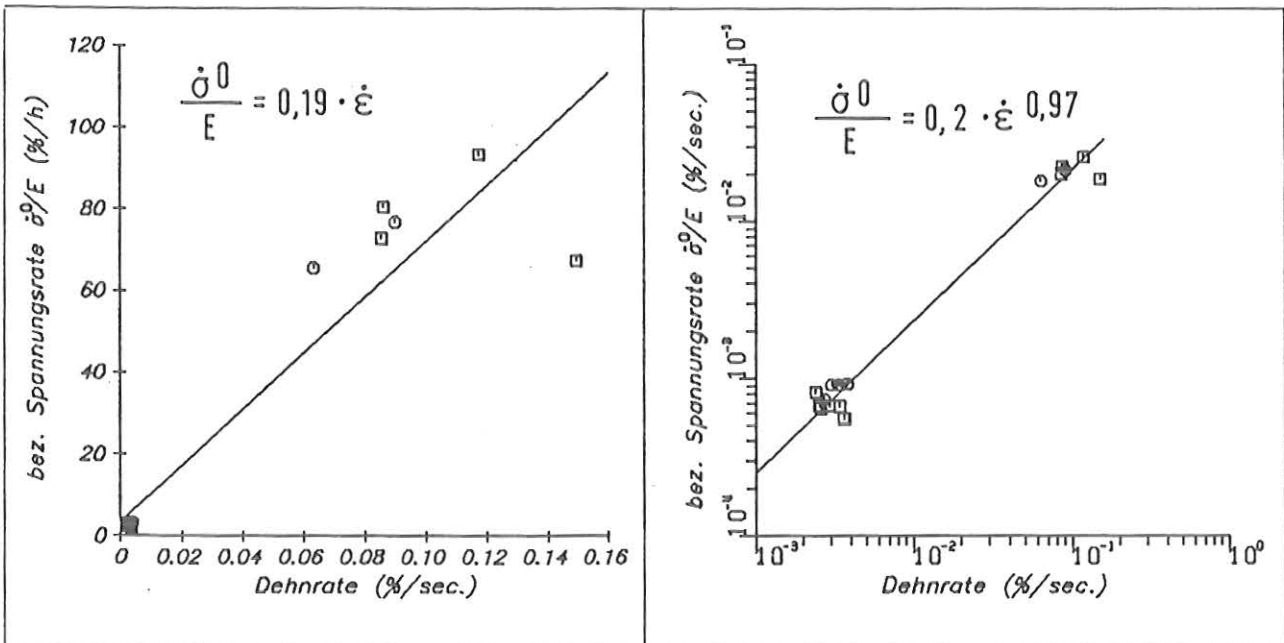


Abb. 4.4.2: Die Geschwindigkeit der Spannungsänderung  $\dot{\sigma}$  beim Ausschalten des US, abhängig von der mittleren Dehnrates  $\dot{\epsilon}$  vor und nach der Beschallung (E Elastizitätsmodul der Probe)

- längs zur Walzrichtung
- quer zur Walzrichtung
- Regressionsgeraden

Steigung der mittleren Gerade durch die Meßpunkte, entsprechend der fiktiven Erniedrigung des E-Moduls, kleiner als 1. Die Maschinensteifigkeit ist somit etwa fünfmal kleiner als die Probensteifigkeit. Der fiktive E-Modul wird zu  $E = 4 \cdot 10^4 \text{ N/mm}^2$  abgeschätzt.

Der so ermittelte fiktive E-Modul dient nun zur Bestimmung der Spannungs-Zeitverläufe nach den Gleichungen (4.4.2) und (4.4.4), die Abb. 4.4.3 zeigt. Auf der Ordinate ist die spezifische Spannungsreduktion aufgetragen. Die asymptotischen Werte  $\sigma^\infty$  sind zu 0 angesetzt, so daß ansteigende und abfallende Kurve gegen die Abszisse streben. In der positiven Halbebene liegt die Spannungskurve nach dem Einschalten des US, in der negativen Halbebene die nach dem Abschalten des US. Die Abszisse entspricht der relativen Zeit  $\alpha t$ . Die Größe  $\phi$  als Maß für die Schwingungsamplitude ist in dieser Darstellung nebensächlich, da eine Änderung von  $\phi$  nur einer Zeitverschiebung entspricht. Die Meßkurven werden also durch Parallelverschiebung in Abszissenrichtung der Modellkurve angepaßt. Die Lage in Ordinatenrichtung ist durch die asymptotischen Werte gegeben. Ein gewisses Problem dabei stellt speziell bei kleinen plastischen Dehnungen die Materialverfestigung dar. Sie führt dazu, daß sich die gemessene Mittelspannung nicht mehr asymptotisch einem konstanten Wert nähert. Im betrachteten viskosen Modell tritt dieser Effekt nicht auf, da ja  $\sigma_0$  als konstant angenommen wurde. Abb. 4.4.2b zeigt diesen Einfluß: Nachdem sich die Meßkurve schon fast der Abszisse angeschmiegt hat, steigt sie stetig wieder an. Für die Positionierung dieser Kurve im Koordinatensystem ist man auf eine Schätzung der fiktiven Asymptote ohne Materialverfestigung angewiesen.

Abgesehen von diesem überlagerten Spannungsanstieg liegt wenigstens für die Meßkurven nach dem Ausschalten des US (jeweils unten) gute Übereinstimmung mit der Theorie vor. Dazu sei besonders betont, daß sich in den beiden dargestellten Experimenten die Dehnraten um den Faktor 40 unterscheiden, die Zeitmaßstäbe also auch um 40 gedehnt sind. Der Spannungsabfall nach dem Einschalten des US (jeweils oben) geschieht in der Regel schneller als die Theorie vorhersagt; der gemessene Kurvenverlauf ähnelt aber dem berechneten.



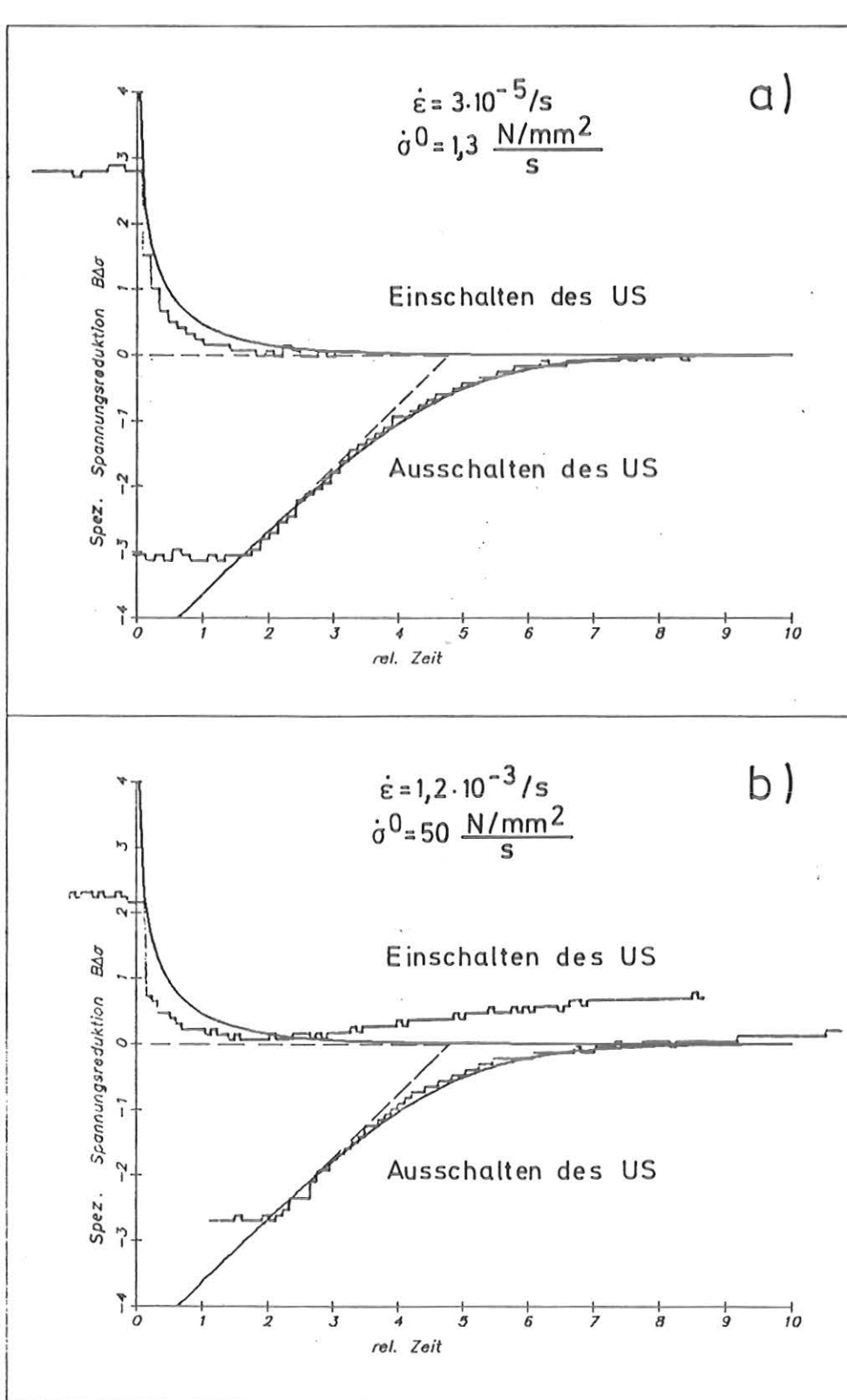


Abb. 4.4.3: Die Spannungsänderung beim Ein- und Ausschalten des US

Obere Halbebene: Nach dem Einschalten des US

Untere Halbebene: Nach dem Ausschalten des US

— viskoses Modell

- - - nicht-viskoses Modell

— Messung

Ursache für die Differenz könnte eine Überlagerung von viskosem und plastischem Verhalten sein. Die Spannungsmaxima der Schwingungen führen dann nämlich am Anfang der Beschallung zu einer plastischen Dehnung und einem fast spontanen Spannungsabfall. (Das erklärt auch den sprunghaften Anstieg der Dehnung beim Einschalten des US.) Anschließend sinkt die Spannung noch wegen des viskosen Materialverhaltens weiter ab. Insgesamt fällt sie also schneller, als das rein viskose Modell voraussagt.

Zusammenfassend soll folgendes festgehalten werden: Ein nicht-viskoses Materialmodell kann den gemessenen Zeitverlauf der Spannung nicht erklären. Besonders den sehr langsamen Abfall bei kleinen Dehnraten und den mit der Zeit kleiner werdenden Anstieg sagt diese Theorie auch qualitativ nicht voraus. Ein viskoses Materialmodell nach Gleichung (4.2.7) beschreibt hingegen dieses Verhalten näherungsweise. Kleine Abweichungen zwischen Rechnung und Messung sind vermutlich auf die einfache Form der Theorie zurückgeführt, die im betrachteten Zeitmaßstab nur zeitabhängige und keine plastische Deformation berücksichtigt.

#### 4.5 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

##### 4.5.1 Allgemeine Ergebnisse

Es wurden Zugversuche ohne und mit überlagerten Ultraschall-Oszillationen bei Raumtemperatur durchgeführt. Die Proben bestanden aus austenitischem, rostfreiem Stahl vom Typ 321, der ähnlich dem Stahl X10CrNiTi18-9 ist. Mit nur kleiner Änderung der Versuchsanlage konnten mittlere Dehnraten zwischen  $3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  und  $30 \text{ s}^{-1}$  erzielt werden. Die gleichzeitig aufgeprägten Oszillationen erreichten nach spätestens 2 ms ihren Nennwert bis zur Dehnungsamplitude von 0,02 % in der Probe.

In den Versuchen ohne Ultraschall nahm die Fließspannung in guter Näherung linear mit dem Logarithmus der Dehnrate linear zu. Dieses Verhalten kann ein nicht-viskoses Materialmodell nicht beschreiben. Dagegen modelliert das viskose, nicht-lineare Stoffgesetz

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + \bar{D} \left[ e^{B(\sigma - \sigma_0)} - 1 \right] \quad (4.5.1)$$

$\dot{\epsilon}$  Dehnrate

$\sigma$  Spannung

$\sigma_0$  dehnratenunabhängige, statische Fließspannung

$\bar{D}, B$  dehnratenunabhängige Parameter

dieses experimentelle Resultat. Ähnliches Materialverhalten haben auch andere Experimentatoren für mehrere Metalle gefunden. Meist werden aber die Versuche bei sehr unterschiedlichen Dehnraten mit verschiedenen Prüfmaschinen, jeweils für einen kleinen Dehnratenbereich, ermittelt. So liegen auch für das hier verwendete Material schon bekannte Daten vor, die in zwei verschiedenen Zugmaschinen bei kleinen und großen Dehnraten bestimmt wurden, ohne daß sich die Geschwindigkeitsbereiche überlappen. Bei kleinen Dehnraten ( $2,7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ) stimmen die neuen Ergebnisse gut mit den Messungen einer standardmäßigen Prüfmaschine überein. Bei hohen Dehnraten ( $8,5 \text{ s}^{-1}$  und  $52,5 \text{ s}^{-1}$ ) liegen die gemessenen Fließspannungen dagegen etwa 20 % unter den bekannten Werten, die mit einer speziellen Hochgeschwindig-

keits-Zugvorrichtung ermittelt wurden.

In den Versuchen mit Oszillationen wurde meist eine kleinere Fließspannung registriert als in den Versuchen ohne Oszillationen. Bei kurzzeitiger Beschallung sinkt die Spannung nach dem Einschalten des Ultraschalls exponentiell um einen kleinen Wert ab und steigt nach dem Abschalten langsam auf den alten Wert wieder an. Die Geschwindigkeit der Spannungsänderung nimmt mit der mittleren Dehnrates zu. Bei kontinuierlicher Beschallung verläuft die Fließkurve in der Regel unterhalb der Kurve ohne Schwingungen. Der Abstand der beiden Messungen vermindert sich aber im Mittel bei zunehmender mittlerer Dehnrates.

Im Gegensatz zu den bekannten Zugversuchen mit Ultraschall an rostfreiem Stahl (Typ 302) /20/ ist bei den hier durchgeführten Versuchen die Reduktion der Fließspannung durch Ultraschall klein. Näherungsweise ergibt schon ein einfaches plastisches Stoffmodell den Wert der beobachteten Reduktion, sagt ihn aber etwas zu groß voraus. Bei kleinen Dehnrates beschreibt die nicht-lineare, viskose Stoffgleichung (4.5.1) die beobachteten Effekte besser. Sie überschätzt die Spannungsreduktion nicht und deutet vor allem den dehnratesabhängigen Spannungsübergang nach dem Ein- und Ausschalten des Ultraschalls. Den allmählichen Spannungsabfall kann ein rein plastisches Modell prinzipiell nicht erklären.

Bei hohen Dehnrates wurde die viskose Stoffgleichung (4.5.1) nicht untersucht. Im Experiment nimmt dort im Durchschnitt die Spannungsreduktion oberhalb einer bestimmten Dehnrates schnell ab und streut schließlich um den Wert 0. Obwohl ein rein plastisches Materialverhalten die beobachteten Effekte im langsamen Versuch nur teilweise beschreibt, gibt es das Verschwinden der Spannungsänderung bei hohen Dehnrates recht gut wieder.

#### 4.5.2 COVA-relevante Ergebnisse

Die Zugversuche mit Oszillationen dienen der Aufklärung von Diskrepanzen, die zwischen Sprengversuchen an wassergefüllten Behältern (COVA-Versuche) und den entsprechenden Vergleichsrechnungen aufgetreten sind. Die Rechnung

unterschätzt systematisch die gemessenen Umfangsdehnungen der Behälterwände um 30 - 40 %. Nahe der Innenfläche dieser Behälter wurden Druckoszillationen registriert, die Spannungsozillationen - wenn auch kleine - ebenfalls in den Behälterwänden erwarten lassen. Zur Erklärung der Dehnungsunterschätzung vermutete man deshalb, daß die hochfrequenten Spannungsozillationen eine "akustische Entfestigung" erzeugen, ähnlich wie in dem aus der Literatur bekannten "Blaha-Effekt" /7/. Zur Überprüfung dieser Vermutung wurden die Zugversuche mit Oszillationen bei niedrigen, insbesondere aber auch bei hohen Dehnrate durchgeführt. Das Probenmaterial stammt aus der gleichen Charge wie das Material der COVA-Tanks.

Da die Spannung in der COVA-Behälterwand nicht gemessen wurde, kann man über die Spannungsamplitude nur Vermutungen anstellen. Nach einer Abschätzung erscheint es jedoch sicher, daß die Amplitude in den durchgeführten Zugversuchen größer ist als in den Sprengversuchen. Nun ist in beiden Versuchen die Versuchstemperatur etwa gleich, und auch die Ultraschall-Frequenz entspricht etwa der der Druckoszillationen. Weiterhin wurden die Zugversuche bei verschiedenen mittleren Dehnraten, auch im Bereich der COVA-Dehnrate, ausgeführt, so daß die Versuchsbedingungen durchaus vergleichbar mit den COVA-Experimenten sind. Dennoch zeigte sich bei allen Dehnraten keine ausgeprägte "akustische Entfestigung" in Form einer Spannungsreduktion. Bei den besonders interessierenden, schnellen Zugversuchen war der Einfluß der Schwingungen sogar noch geringer als in langsamen Experimenten.

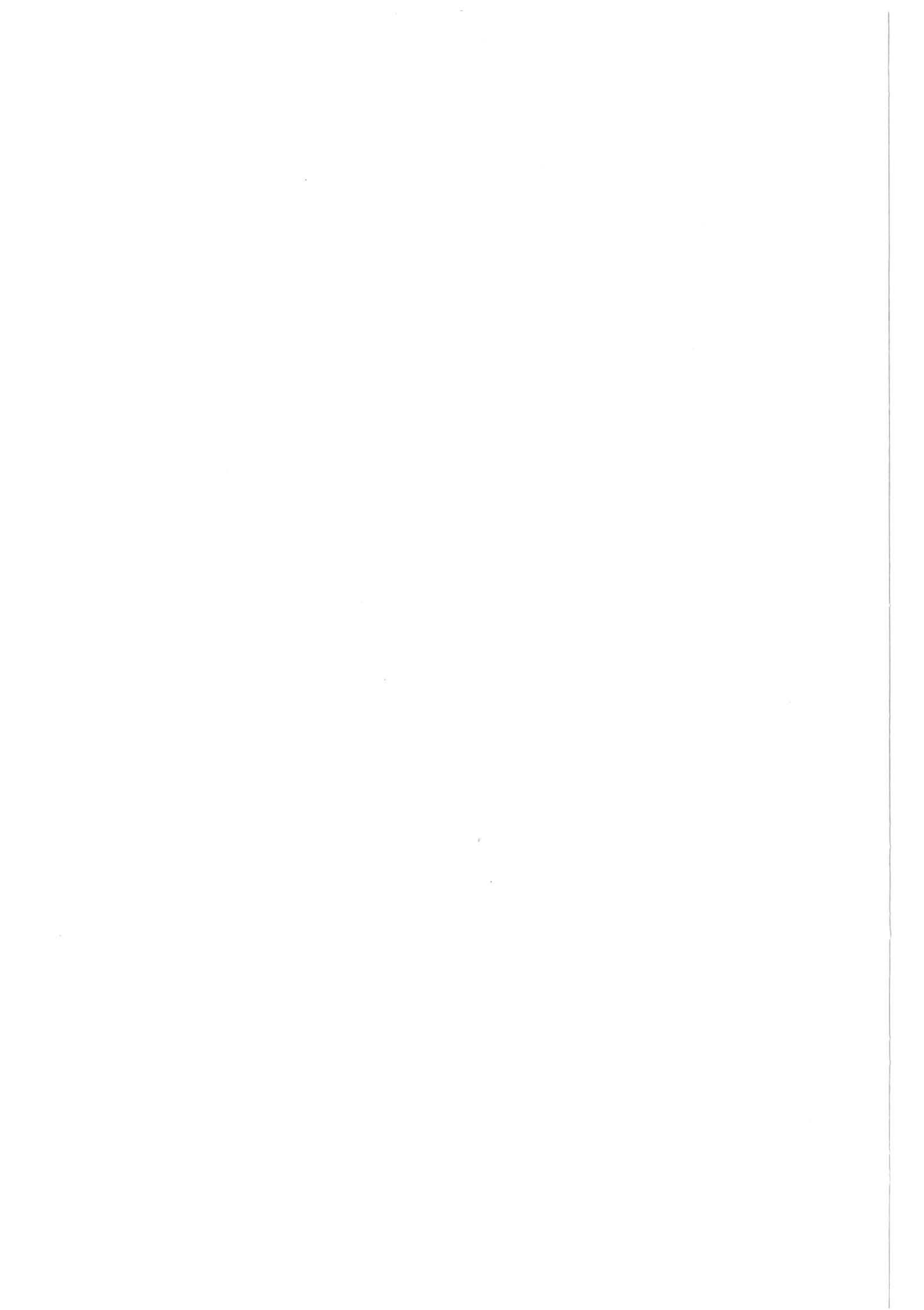
Neben diesem kleinen Ultraschall-induzierten Effekt bestätigen aber schon die Experimente ohne Oszillationen die bisher angenommenen Materialdaten bei großen Dehnraten nicht, sondern liefern eine deutlich kleinere (20 %) Fließspannung. Diese Diskrepanz der Meßergebnisse ist deutlich größer als die Fließspannungsänderung durch Ultraschall. Nun führt im plastischen Bereich eine kleine Verminderung der Fließspannung bei vorgegebener Last zu großen zusätzlichen Dehnungen, so daß die neuen Materialdaten, mit einer zusätzlichen kleinen "akustischen Erweichung", wesentlich größere Dehnungen auch in den COVA-Nachrechnungen erwarten lassen, als bisher angenommen. Allerdings wurde schon mit den alten Materialdaten in einer Sensitivitätsrechnung die Fließspannung bis zu 20 % variiert. Es traten dabei die alten

Diskrepanzen zwar deutlich vermindert auf, doch waren sie immer noch vorhanden. Außerdem stimmten jetzt die berechneten und gemessenen mittleren Impulse an der Behälterwand nicht mehr überein.

In den Nachrechnungen zu den COVA-Versuchen wurde allerdings ein rein plastisches (zeitunabhängiges) Materialmodell verwendet, dessen Parameter aus Zugversuchen bei entsprechender Dehnrates ermittelt wurden. Wie die neuen Experimente nun gezeigt haben, kann ein plastisches Modell zwar einige beobachtete Effekte näherungsweise beschreiben, andere Phänomene, wie z.B. den Zeitverlauf der Spannung beim Einschalten des Ultraschalls, gibt es aber vollkommen falsch wieder. Es besteht deshalb die Möglichkeit, daß das viskose Verhalten der Behälterwand die Ergebnisse der Sprengversuche erheblich beeinflußt.

Nun wurde aber schon das Dehnungsverhalten eines Ringes unter schwingendem Innendruck ohne Fluid-Struktur-Wechselwirkung für elastisch-viskoplastisches und rein plastisches (Prandtl-Reuss) Materialverhalten untersucht /128/. Die Voraussetzungen waren dabei sowohl für den Innendruck als auch für die Materialparameter ähnlich wie die für die COVA-Behälter. Aus dem Dehnungsverhalten dieser beiden Materialmodelle kann man nun schließen, daß das viskose Verhalten der Behälterwand vermutlich nicht ausreicht, die Dehnungsunterschätzung der COVA-Nachrechnung zu erklären.

Damit reicht weder die Auswirkung der US-Oszillationen auf die Fließspannungskurve des Versuchsmaterials, noch die Erweiterung des Stoffgesetzes auf die betrachtete viskose Theorie aus, alleine die Diskrepanzen in den COVA-Experimenten zu beschreiben.



Literatur

- / 1 / T. Malmberg, Y.S. Hoang, B. Baltes, K. Schäfer: Abschlußbericht zum Vorhaben "Verifizierung von Rechenprogrammen für Tank und Tankeinheiten in Verbindung mit dem englischen COVA-Programm"  
Teil 1: Zusammenfassender Vergleich von ARES-Rechnungen mit COVA-Versuchen (dickwandige Tanks), persönliche Mitteilung, KfK, 1981
- / 2 / T. Malmberg, Y.S. Hoang, B. Baltes, K. Schäfer: Abschlußbericht zum Vorhaben "Verifizierung von Rechenprogrammen für Tank und Tankeinheiten in Verbindung mit dem englischen COVA-Programm"  
Teil 2: Zusammenfassender Vergleich von ARES-Rechnungen mit COVA-Versuchen (dünnwandige Tanks), persönliche Mitteilung, KfK, 1981
- / 3 / N.E. Hoskin, M.J. Lancefield: The COVA-Programme for the Validation of Computer Codes for Fast Reactor Containment Studies, Nuclear Eng. Design 46, p. 17, 1978
- / 4 / H. Holtbecker, N.E. Hoskin, N.J.M. Rees, R.B. Tattersall, G. Verzeletti: Int. Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics, Beitrag 76-14, Chicago (Oct. 1976)
- / 5 / T. Malmberg, Y.S. Hoang, K.C. Kendall: Discussion of Code Predictions for COVA Experiments, paper E4/7, Trans. 7th Int. Conf. SMIRT, Chicago, Aug. 22-26, 1983
- / 6 / T. Malmberg, Y.S. Hoang: Sprengversuche an wassergefüllten Tankmodellen: Vergleich Theorie - Experiment, KfK-Nachrichten, Jhg. 15, 4/83, S. 319-327, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1983
- / 7 / T. Malmberg: On the Search for Explanations of COVA Discrepancies - Review of the Deformation Behavior of Metals under Cyclic Loading - persönliche Mitteilung, KfK, 1982



- / 8 / J.D. Morrow: Cyclic Plastic Strain Energy and Fatigue in Metals, in Internal Friction, Damping and Cyclic Plasticity, ASTM STP 378, p. 45-87, 1965
  
- / 9 / L.F. Coffin, A.E. Carden, S.S. Manson, L.K. Severud: Time-dependent fatigue of structural alloys, A General Assessment (1975), Report ORNL-5073, 1977
  
- / 10 / E. Schmid: Verfahren zur Erleichterung spanloser Zielverformung durch Ultraschall, Patentschrift Nr. 246082, Österreichisches Patentamt, 1966
  
- / 11 / N. Atanasiu: The wire drawing process with axial ultrasonic vibration of the die, Ultrasonics, March 1976
  
- / 12 / G. Gentzsch: Anwendung von Ultraschallschwingungen bei Umformverfahren, Bänder Bleche Rohre 9, Nr. 6, Düsseldorf, 1968
  
- / 13 / V.P. Severdenko, V.V. Klubovich, A.V. Stepanenko: Ultraschall und Plastizität, Nauka i Tekhnika, Minsk, 1976 (in Russ.)
  
- / 14 / F. Blaha, B. Langenecker: Dehnung von Zink-Kristallen unter Ultraschalleinwirkung, Die Naturwissenschaften 20, p. 556, 1955
  
- / 15 / F. Blaha, B. Langenecker: Plastizitätsuntersuchungen von Metallkristallen im Ultraschallfeld, Acta Metall. 7, p. 93-100, 1959
  
- / 16 / F. Blaha, B. Langenecker, D. Oelschlagel: Zum plastischen Verhalten von Metallen unter Schalleinwirkung, Zeitschrift für Metallkunde, 51, p. 636-638, 1960
  
- / 17 / D. Oelschlagel: Die Verformung von Zinkeinkristallen bei Ultraschalleinwirkung, Zeitschrift für Metallkunde 53, p. 367-371, 1962

- / 18 / B. Langenecker: Work hardening of zinc crystals by high amplitude ultrasonic waves, Proc. Am. Soc. Test. Mat. 62, p. 602-609, 1962
  
- / 19 / B. Langenecker, W.H. Frandsen, S. Colberg: Kinking in Zinc Crystals by Ultrasonic Waves, Techn. Note, The J. of the Inst. of Metals 91, p. 316-317, 1962-63
  
- / 20 / B. Langenecker: Effect of sonic und ultrasonic radiation on safety factors of rockets und missiles, Am. Inst. Aeron. Astron. J. 1, p. 80-83, 1963
  
- / 21 / B. Langenecker, W.H. Frandsen, G.W. Fountain, S.R. Colberg, J.A.M. Langenecker: Effects of ultrasound on deformation characteristics of structural metals, US Naval Ordnance Test Station, China Lake, Calif., NAVWEPS Rept. 8482, NOTS TP 3447, March 1964
  
- / 22 / B. Langenecker: Inverse magnetostrictive effect of ultrasonic stress waves in steel, J. Acoust. Soc. Am. 38, p. 234-238, 1965
  
- / 23 / B. Langenecker: Effects of Ultrasound on deformation characteristics of metals, IEEE Trans. Sonics Ultrasonics SU-13, p. 1-8, 1966
  
- / 24 / B. Langenecker: Metal deformation in macrosonic fields, S.A.E. Trans. 74, p. 499, 1966
  
- / 25 / B. Langenecker et al.: A critical look at ultrasonic metal-working processes, Tech. Rept. No. C6-26, 1, 1966
  
- / 26 / B. Langenecker, V.O. Jones, J. Illiwich: Metal plasticity in macrosonic fields, from /27/, p. 83-87, 1970
  
- / 27 / A.H. Crawford (Ed.): Proc. of the First International Symposium on High-power Ultrasonics, Graz, Austria, 17-19 Sept. 1970, IPC Science and Technology Press Ltd., Guildford, UK

- / 28 / V.P. Severdenko, V.V. Klubovich, A.V. Stepanenko: Ultrasonic Rolling and Drawing of Metals, Consultants Bureau, New York - London, 1972
- / 29 / G.E. Nevill, F.R. Brotzen: The Effect of Vibrations on the Static Yield Strength of a Low-Carbon Steel, Am. Soc. Test. Matl. 57, p. 751-758, 1957
- / 30 / A. Lehfeldt: Beeinflussung der inneren Reibung durch Ultraschall bei der plastischen Verformung metallischer Werkstoffe, VDI-Zeitschrift 111, 6, p. 359-363, 1969
- / 31 / R. Friedrich, G. Kaiser, W. Pechhold: Zeitschrift für Metallkunde 59, p. 910, 1968
- / 32 / R. Friedrich, G. Kaiser, W. Pechhold: Einfluß mechanischer Schwingungen auf das plastische Verhalten von Metallen, Zeitschrift für Metallkunde 60, p. 390-398, 1969
- / 33 / R. Friedrich, U. Engel: Influence of mechanical vibrations on tensile and creep tests, from /27/, p. 72-77, 1970
- / 34 / I.S. Mshana, A.S. Krauze: Constitutive Equation of Cyclic Softening, J. of Engineering Materials and Technology, Vol 107/7, 1985
- / 35 / G. Backhaus: Deformationsgesetze, Akademie-Verlag, Berlin, 1983
- / 36 / J.D. Campbell: Dynamic Plasticity: Macroscopic and Microscopic Aspects, Materials Science and Engineering, 12, p. 3-21, 1973
- / 37 / A.J. Holzer, P.K. Wright: Dynamic Plasticity: A comparison between results from mechanical testing and machining, Materials Science and Engineering, 51, p. 81-92, 1981

- / 38 / T. Endo et al.: On the Decrease in static flow stress by superimposition of ultrasonics. Bulletin of the Faculty of Engineering, Yokohama Nat. Univ., Vol 27, 1978
- / 39 / T. Endo et al.: Effects of Superimposed ultrasonic oscillatory stress on the deformation of Fe and Fe-3%Si alloy, Trans. JIM, Vol. 20, 1979
- / 40 / T. Endo et al.: High temperature deformation of an Al-5 at % Mg alloy under combined high frequency stresses, Trans. JIM, Vol 23, 1982
- / 41 / H.O.K. Kirchner et al.: Plastic deformation under simultaneous cyclic and unidirectional loading at low and ultrasonic frequencies, Materials Science and Engineering, 68, p. 197-206, 1984-85
- / 42 / A. Puskar: The use of high-intensity ultrasonics, Materials Science Monographs 13, Elsevier, 1982
- / 43 / R.E. Green: Non-linear effects of high-power ultrasonics in crystalline solids, Ultrasonics, p. 117-127, May 1975
- / 44 / G.R. Dawson, G.E. Winsper, D.H. Sansome: Application of high- and low-frequency oscillations to the plastic deformation, Metal Forming 37, p. 234-238, p. 254-261, 1970
- / 45 / N. Hansen et al.: Metallumformung unter Anwendung von Schwingungen, Bänder Bleche Rohre, Vol. 9, 10, p. 573-584, 1968
- / 46 / P.H. West: Deformable COVA Vessels: Fabrication and Material Data, unveröffentlichter Int. Bericht der United Kingdom Atomic Authority, AWRE/44/91/117, 1978
- / 47 / I.I. Kristoffy, R.L. Kegg, R.R. Weber: Final Report No. AFML-TR-65-211, US Air Force 1965, zitiert in /26/, Original nicht erhältlich

- / 48 / G.S. Baker, S.H. Carpenter: Simultaneous Deformation and Internal Friction Measurements, *The Review of Scientific Instruments* 36, 1, p. 29-31, 1965
  
- / 49 / G.S. Baker, S.H. Carpenter: Deformation under combined static and vibratory stresses. *Transactions of the Metallurgical Society of Aime*, Vol 236, 1, 1966
  
- / 50 / G.S. Baker, S.H. Carpenter: Dislocation mobility and motion under combined stresses, *J. Applied Physics*, Vol 38, 4, 1967
  
- / 51 / R. Pohlman, F. Lehfeldt: Influence of ultrasonic vibration on metallic friction, *Ultrasonics* 4, p. 178-185, 1966
  
- / 52 / N. Atanasiu: Untersuchungen zum Einfluß des Ultraschalls auf das viskoplastische Verhalten bei der Verformung von Metallen und Legierungen, *Metalurgia* 28, Nr. 10, 1976 (in Rumänisch)
  
- / 53 / C.E. Winsper, D.H. Sansome: The Influence of Oscillatory Energy on the Stresses during Plastic Deformation, *J. Inst. of Metals* 96, p. 353-357, 1968
  
- / 54 / C.E. Winsper, D.H. Sansome: Fundamentals of Ultrasonic Wire Drawing, *The J. of the Inst. of Metals* 97, p. 274-280, 1969
  
- / 55 / C.E. Winsper, D.H. Sansome: Application of Ultrasonic Vibrations to the Plug Drawing of Tube, *Metal Forming*, p. 71-75, March 1971
  
- / 56 / R.B. Mignogna, R.E. Green: Effects of high frequency loading on materials, *Ultrasonic fatigue*, Editor J.M. Wells et al., 1982
  
- / 57 / V.V. Ivashenko et al.: Deformationsverfestigung und Strukturänderungen in Molybden bei Dehnungsbelastung mit überlagerten Ultraschallschwingungen, *Problemy procnosti*, Kiew, 1985 (in Russisch)

- / 58 / O. Izumi, E. Oyama, Y. Suzuki: On the Superimposing of Ultrasonic Vibrations during Compressive Deformation of Metals, Trans. Japan Inst. of Metals 7, 3, p. 158-162, 1966
- / 59 / O. Izumi, K. Oyama, Y. Suzuki: Effects of superimposed ultrasonic vibration on the compressive deformation of metals, Trans. Japan Inst. of Metals 7, 3, p. 162-167, 1966
- / 60 / A.L. Skripinichenko: Using ultrasound to test metals under tension, Industrial Labs., 32(8), p.1188, 1966
- / 61 / D. Oelschlägel, B. Weiß: Verfestigung durch intensiven Ultraschall in Einkristallen, Berg- und Hüttenmännische Monatshefte 3, 1966
- / 62 / R. Siegel: Der Einfluß von Ultraschall auf das Kriechen von Kupferfedern, Ann. Phys. 5, p. 107-112, 1959
- / 63 / R. Siegel: Der Einfluß von Ultraschall auf das Kriechen von Silberfedern, Acta Metallurgica, Vol 10, 169, Febr. 1962
- / 64 / A.H. Meleka, A.V. Evershed: The Dependence of Creep Behaviour on the Duration of a Superimposed Fatigue Strers, J. Inst. Metals, p. 411-414, Vol. 88, 1960,
- / 65 / E.G. Konovalov, I.G. Dovgyallo: The Application of Ultrasound in Machinery (in Russian), Nauka i Tekh., Minsk, 1964
- / 66 / E.G. Konovalov, V.M. Drozdov, G.M. Babaev: Proc. Application of Ultrasound in Industry and Scientific Research (in Russian), Byul. NIINIT, Minsk, 1969
- / 67 / A.V. Kulemin: Ultrasound and Diffusion in Metals (in Russian), Metallurgica, Moscow, 1978

- / 68 / J. Herbertz: The influence of mechanical vibrations on plastic deformation of metals, Ultrasonics International, Conference Proc., IPC Science and Technology Press Ltd., p. 323-328, 1977
- / 69 / I.A. Gindin et al.: Fiz. Tverdogo Tela (in Russian) 11, p. 3236, 1969
- / 70 / I.A. Gindin, I.M. Neklyudov, G.N. Malik, O.I. Bolchok: The Plastic Strain of Polycrystalline Aluminium under the Influence of Ultrasonic Pulses, Soviet Physics - Solid State vol 11, 1, p. 2623-2627, May 1970
- / 71 / U.S. Lindholm, in R.F. Bunshah (Ed.): Techniques in Metals Research, Vol. 5, part 1, Interscience, New York, 1971
- / 72 / J.A. Zukas: Impact dynamics, John Wiley & Sons, New York (1982)
- / 73 / T. Nicholas (1982): Material behavior at high strain rates, p. 277, in /72/
- / 74 / J. Harding (Ed.): Mechanical properties at high rates of strain, 1984, Institute of Physics, London
- / 75 / L.E. Malvern: Experimental and theoretical approaches to characterisation of material behaviour at high rates of deformation, p. 1-20, 1984, in /74/
- / 76 / L.W. Meyer: Werkstoffverhalten hochfester Stähle unter einsinnig dynamischer Belastung, Dissertation, Universität Dortmund, 1982
- / 77 / A.J. Holzer, P.K. Wright: Dynamic Plasticity: A Comparison between result from mechanical testing and machining, Materials Science and Engineering, 51, p. 81-92, 1981

- / 78 / J.D. Campbell: Dynamic Plasticity: Macroscopic and microscopic aspects, Materials Science and Engineering, 12 (1973), p. 3-21
- / 79 / P.C. Johnson et al.: Measurement of dynamic plastic flow properties under uniform stress, Special Technical Publication, American Society for Testing Materials, Philadelphia (1963)
- / 80 / W. Hermann: Nonlinear stress waves in metals, in: Wave propagation in solids, J. Miklowitz (Ed.), ASME, New York, 1969, p. 129-183
- / 81 / H.G. Hopkins: Dynamic anelastic deformation of metals, Applied Mechanics Review, Vol. 14, No. 6, 1961, p. 417-431
- / 82 / J.S. Rinehart: Historical perspective: metallurgical effects of high strain-rate deformation and fabrication, in: Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals: Concepts and Applications; Albuquerque, N.M., 22-26 June 1980, Plenum Press, 227 W. 17th St., New York, N.Y. 10011, 1981, 8110-72 0433, 3-20
- / 83 / T. Malmberg: Dynamisch plastisches Verhalten Metallen, Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe, 1974
- / 84 / L. Chin-Ho: A pressure-shear experiment for studying the dynamic plastic response of metals at shear-strain rates of  $10^5 \text{ s}^{-1}$ , Dissertation, Brown-University, 1982
- / 85 / P.G. Shewmon, V.F. Zackay: Response of metals to high velocity deformation, Interscience Publishers, New York, 1960
- / 86 / N.J. Huffington, Jr. (Ed.): Behavior of Materials Under Dynamic Loading, Winter Annual Meeting of the AMSE, Chicago, Ill., Nov. 9, 1965
- / 87 / U.S. Lindholm (Ed.): Mechanical Behavior of Materials Under Dynamic Loads, Springer Verlag, New York, 1968



- / 88 / J. Harding, (Ed.): Mechanical Properties at High Rates of Strain, The Institute of Physics, London, 1974
- / 89 / K. Kawata, J. Shiori (Eds.): High Velocity Deformation of Solids, Springer Verlag, Berlin, 1978
- / 90 / J. Harding, (Ed.): Mechanical Properties at High Rates of Strain, The Institute of Physics, London, 1979
- / 91 / J. Mescall, V. Weiss (Ed.): Material behavior under high stress and ultrahigh loading rates, Plenum Press, New York
- / 92 / U.S. Lindholm: Dynamic Deformation of Metals, aus Behavior of Materials under Dynamic Loading, 1965, in /86/
- / 93 / D.S. Clark: Behavior of Metals under Dynamic Loading, Trans ASM, 46, p. 34-62, 1954
- / 94 / J.F. Bell: The Dynamic Plasticity of Metals at High Strain Rates: An Experimental Generalisation, in /86/
- / 95 / L.W. Meyer: Dynamic tension studies of strength and formability characteristics of a high alloyed steel with respect to thermal activation, p. 81-88 (1984), in /74/
- / 96 / J. Dorsey et al.: High-speed tension testing machine for plastics. ASTM Bulletin, Jan. 1956
- / 97 / A.L. Austin, R.F. Steidel: A Method for determining the tensile properties of metals at high rates of strain. Experimental Stress Analysis, Vol. 17, No. I, p. 99-114, 1959
- / 98 / J.M. Krafft: Instrumentation for High Speed Strain Measurement, p. 9-49, 1960, in /85/

- / 99 / T. Isozaki, T. Oba: High velocity tensile test of austenitic stainless steel at elevated temperatures. Nuclear Engineering and Design 55 (1979), p. 375-387
- / 100 / K.J. Marsh, J.D. Campbell: The Effect of Grain Size on the Delayed Yielding of Mild Steel, Phil. Mag., 7, 933 (1962)
- / 101 / R.H. Coop, J.D. Campbell: Testing of materials at medium rates of strain, Mechanical Engineering Science, Vol. 9, No. 4, p. 278-284, 1967
- / 102 / C.J. Maiden, S.J. Green: Compressive Strain-Rate Tests on Six Selected Materials at Strain Rates from  $10^{-3}$  to  $10^{-4}$  in/in/sec, J. Appl. Mech., 33, 496 (1966)
- / 103 / U.S. Lindholm, L.M. Yeakley: A Dynamic Biaxial Testing Machine, J. Exptl. Mech., 7, 1 (1967)
- / 104 / C. Albertini, M. Montagnani: Dynamic material properties of several steels for fast breeder reactor safety analysis, Joint Research Centre, Ispra Establishment, 1977
- / 105 / D.S. Clark, D.S. Wood: The Time Delay for the Initiation of Plastic Deformation at Rapidly Applied Constant Stress, Am. Soc. Testing Mater. Proc., 49, 717 (1949)
- / 106 / A.F. Conn: On the Use of Thin Wafers to Study Dynamic Properties of Metals, J. Mech. Phys. Sol. 13, p. 311-327, 1965
- / 107 / M.E. Kassner, R.D. Breithaupt: The yield stress of type 21-6-9 stainless steel over a wide range of strain rate ( $10^{-5}$  -  $10^4$  s<sup>-1</sup>) and temperature, p. 47-54, 1984, in / 74 /
- / 108 / J. Shioiri, K. Satoh: An ultrasonic study of the behaviour of dislocations at very high rates of strain, p. 89-96, 1984, in / 74 /

- / 109 / P.S. Follansbee, G. Regazzoni, U.F. Kocks: The transition of drag-controlled deformation in copper at high strain rates, p. 71-80, 1984, in / 74 /
- / 110 / J.F. Bell: The Dynamic Plasticity of Metals at High Strain Rates: An Experimental Generalization, Behavior of Materials Under Dynamic Loading, ASME, New York (1965)
- / 111 / H. Kolsky: Stress waves in solids, Dover Publications, Inc., New York, 1963
- / 112 / R.J. Roak, C.Y. Warren: Formulas for Stress and Strain, Mc Graw-Hill, 1975
- / 113 / K. Klotter: Technische Schwingungslehre, 2. Band, Springer-Verlag, Berlin, 1960
- / 114 / K. Fink: Eine dynamische Eichung von Dehnungsmußstreifen, Archiv f.d. Eisenhüttenwesen, 21, 137 (1950)
- / 115 / D.M. Cunningham, W. Goldsmith: Short Time Impulses Produced by Longitudinal Impact, SESA Proc. XVI (2), 153 (1959)
- / 116 / E.A. Ripperger, L.M. Yeakley: Measurement of particle velocities associated with wave propagating in bars, Experimental Mechanics, Vol. 3, p. 47-56, 1963
- / 117 / K. Oi: Transient Response of Bonded Strain Gages, Experimental Mechanics, 6 (9), 463-469 (1969)
- / 118 / J.S. Nisbet, J.N. Brennan, H.I. Tarpley: High-frequency Strain Gage and Accelerometer Calibration, J. Acoust. Soc. Am. 35 (1), 71 (1960)

- / 119 / J.F. Bell: Discussion of Instrumentation for High Speed Strain Measurement, by. J.M. Krafft, 1961, in / 85 /
- / 120 / J.F. Bell: Diffraction grating strain gauge, Experimental Stress Analysis, Vol. 17, No. 2, 1960
- / 121 / J.L. Chiddister, L.E. Malvern: Compression-impact Testing of Aluminium at Elevated Temperatures, Experimental Mechanics, 3, (4), 81-90 (1963)
- / 122 / W.N. Sharp, Jr.: The Interferometric Strain Gage, Experimental Mechanics, 8 (4), 164-170 (1968)
- / 123 / W.N. Sharpe, Jr.: Dynamic Strain Measurements with the Interferometric Strain Gage, Experimental Mechanics, 10 (2), 89-92 (1970)
- / 124 / W.N. Sharpe, Jr.: Applications of the Interferometric Strain Displacement Gage, Optical Engineering, Vol. 21, No. 3, p. 483-488, 1982
- / 125 / D. Hood: COVA Material Origin Studies and Materials Testing, unveröffentlicher Int. Bericht der United Kingdom Atomic Authority, AWRE/44/97/12, 1981
- / 126 / P. Gummert: Materialgesetze des Kriechens und der Relaxation, Fortschritt-Bericht der VDI-Zeitschriften, Reihe 5, Nr. 38, Juli 1978
- / 127 / H. Böhm: Einführung in die Metallkunde. Bibliographisches Institut, Mannheim 1968
- / 128 / Y.S. Hoang, T. Malmberg: The Dynamic Response of a thin Ring under COVA Type Pressures - A Sensitivity-Study, persönliche Mitteilung, KfK, 1982