

**Dämpfungspotential
der Magnesiumlegierung AZ91
bei Raumtemperatur**

(Vom Promotionsausschuß der Technischen Universität
Hamburg-Harburg als Dissertation angenommene Arbeit)

Autor:

J. Göken

**Dämpfungspotential
der Magnesiumlegierung AZ91
bei Raumtemperatur**

(Vom Promotionsausschuß der Technischen Universität
Hamburg-Harburg als Dissertation angenommene Arbeit)

Autor:

J. Göken

(Institut für Werkstofforschung)

Die Berichte der GKSS werden kostenlos abgegeben.
The delivery of the GKSS reports is free of charge.

Anforderungen/Requests:

GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH
Bibliothek/Library
Postfach 11 60
D-21494 Geesthacht
Germany
Fax.: (49) 04152/871717

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

ISSN 0344-9629

GKSS-Forschungszentrum Geesthacht GmbH · Telefon (04152)87-0
Max-Planck-Straße · D-21502 Geesthacht/Postfach 11 60 · D-21494 Geesthacht

GKSS 2003/5

Dämpfungspotential der Magnesiumlegierung AZ91 bei Raumtemperatur

(Vom Promotionsausschuß der Technischen Universität Hamburg-Harburg als Dissertation angenommene Arbeit)

Jürgen Goeken

127 Seiten mit 54 Abbildungen und 5 Tabellen

Zusammenfassung

Bei der Dämpfung von Festkörpern wird mechanische Energie in Wärmeenergie umgewandelt. Die Umwandlung wird von verschiedenen Einflussgrößen wie der Frequenz, Mikrostruktur und Dehnung bestimmt. Um den Einfluss dieser Größen auf das Dämpfungspotential der kommerziellen Magnesiumlegierung AZ91 zu untersuchen, wurde eine computerunterstützte, selbstanregende Dämpfungsapparatur entwickelt. Die Probe wurde bis zur Resonanzfrequenz angeregt und die Dämpfung als logarithmisches Dekrement frei abklingender Biegeschwingungen in Abhängigkeit von der maximalen Dehnungsamplitude gemessen.

Damping potential of the magnesium alloy AZ91 at room temperature

Abstract

The damping of solids is caused by the transformation of mechanical into heat energy. This transformation can be influenced by the frequency, microstructure and strain. In order to investigate their influence on the damping potential of the commercial magnesium alloy AZ91 an experimental computer-aided and self-exciting damping apparatus was developed. The sample was excited to mechanical resonance and the damping measured as logarithmic decrement of free bending vibrations as a function of the maximum strain amplitude.

Manuskripteingang in TDB: 3. März 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Anelastisches Verhalten von Festkörpern	5
2.2	Experimentelle Methoden zur Bestimmung der Dämpfung	9
2.2.1	Messung der Phasenverschiebung	9
2.2.2	Messung der reziproken Güte	11
2.2.3	Messung des logarithmischen Dekrements	12
3	Aufbau einer experimentellen Dämpfungsapparatur	15
3.1	Funktionsprinzip der Meßanlage	15
3.2	Aufbau der Meßanlage	17
3.3	Dehnungsabhängige Dämpfungsmessungen	21
3.3.1	Dehnungsbestimmung	22
3.3.2	Dämpfungsmessung	24
3.3.3	Auswertung	29
3.3.4	Typische Dämpfungskurven	33
3.3.5	Apparaturbedingte Beeinflussung der Dämpfungsmessung	34
4	Dämpfungsmechanismen	43
4.1	Thermoelastischer Effekt	43
4.2	Versetzungsbewegung	46
4.2.1	Versetzungsdämpfung	46
4.3	Rißbeeinflusste Dämpfung	52
4.3.1	Rißwachstum	52
4.3.2	Dämpfung durch Rißöffnung	53
5	Meßergebnisse	59
5.1	Transversaler Wärmefluß in Biegeproben der Metalle AZ91 und DISPAL	59

5.1.1	Experimentelle Durchführung	59
5.1.2	Meßergebnisse und Diskussion	60
5.2	Isochrone Wärmebehandlung von AZ91 und faserverstärktem AZ91	68
5.2.1	Experimentelle Durchführung	68
5.2.2	Meßergebnisse und Diskussion	69
5.3	Verformungsverhalten von AZ91	78
5.3.1	Bestimmung der Wechselfestigkeit von AZ91	78
5.3.2	Dämpfung von AZ91 mit wachsender Schwingspielzahl	80
5.3.3	Dämpfung von AZ91 durch Risse	84
5.4	Dämpfungserhöhung durch Beschichtung	91
5.4.1	Experimentelle Durchführung	91
5.4.2	Meßergebnisse und Diskussion	92
6	Bewertung der Meßergebnisse	97
7	Zusammenfassung	101
7.1	Ausblick	103
	Literaturverzeichnis	105
	Abbildungsverzeichnis	115
	Tabellenverzeichnis	119

Kapitel 1

Einleitung

Mangel an fossilen Rohstoffen und zunehmende verkehrstechnisch bedingte Luftverschmutzung zwingen dazu, den Energieverbrauch drastisch zu senken und Recyclingsysteme aufzubauen. Magnesium besitzt gegenüber Eisen eine um ca. 78 % sowie gegenüber Aluminium eine um ca. 36 % kleinere Dichte und scheint damit ein geeignetes Konstruktionsmaterial zu sein, die Forderung der Energiereduktion zu erfüllen. Ebenso wie die Automobilindustrie ist die Luft- und Raumfahrtindustrie an der Verwendung des Leichtmetalls Magnesium interessiert. Diese Industriezweige streben an, Konstruktionen aus den genannten Metallen Aluminium und Eisen durch entsprechende Magnesiumbauteile zumindest teilweise zu ersetzen. Die grundlegenden Werkstoffeigenschaften von Reinmagnesium sind:

Vorteile

- + geringe Dichte
- + hohe spezifische Festigkeit
- + große Dämpfungskapazität
- + hohe thermische Leitfähigkeit
- + gute maschinelle Verarbeitbarkeit

Nachteile

- eingeschränkte Hochtemperatureigenschaften
(Warmfestigkeit, Kriechbeständigkeit)

- geringe Kaltverformbarkeit und Zähigkeit
- hohe chemische Reaktionsfähigkeit
- eingeschränkte Korrosionsbeständigkeit
- hohe mechanische Relaxation

Die fortschreitende Legierungsentwicklung auf dem Gebiet der Magnesiumforschung verfolgt vorrangig das Ziel einer Erhöhung der spezifischen Festigkeit und Duktilität sowie der Reduktion des Kriechvermögens [1, 2]. Als weitere mechanische Eigenschaft gewinnt die Dämpfung an Bedeutung. Bei Anwendungen in der Luft- und Raumfahrtindustrie ist eine hohe Dämpfung bestimmter Konstruktionswerkstoffe erstrebenswert, damit auf zusätzliche aktive Dämpfungselemente, die eine dynamische Stabilität herstellen sollen aber auch weitere Transportkosten verursachen würden, verzichtet werden kann [3]. Im Automobilbau sollen in erster Linie Fahrgeräusche gedämpft werden [1].

Reinmagnesium weist gegenüber üblichen Konstruktionswerkstoffen eine hohe Dämpfungskapazität auf [4]. Bei Magnesiumlegierungen ist diese dagegen relativ unbekannt und für die meisten Einsatzgebiete nicht ermittelt. Das Dämpfungsverhalten wird von verschiedenen Einflußgrößen wie der Mikrostruktur, Dehnung, Temperatur und Frequenz bestimmt [5]. Ziel dieser Arbeit ist es, das Dämpfungspotential der derzeit verbreitetsten kommerziellen Magnesiumlegierung AZ91 [1] (9 gew.% Al, 1 gew.% Zn, Rest Mg) bei Raumtemperatur in unterschiedlichen Dehnungsbereichen zu bestimmen.

Die vorliegende Arbeit verfügt über zwei Schwerpunkte:

Entwicklung einer experimentellen Dämpfungsapparatur

Für die Dämpfungsmessung an AZ91 soll ein Meßaufbau mit einer geringen Eigendämpfung entwickelt werden, so daß die Messung kleiner Materialdämpfungen bzw. Dämpfungseffekte möglich ist. Während die maximal erzielbare Dehnung der meisten Dämpfungsmesser in der Regel zwischen 10^{-8} und 10^{-4} liegt (siehe z.B. [6]), sollen mit diesem Versuchsaufbau dehnungsabhängige Dämpfungsmessungen sowohl für kleine Dehnungen als auch für Dehnungen bis über 10^{-3} hinaus durchgeführt werden können, um die dehnungsabhängige Dämpfung von AZ91 nach Rißwachstum zu untersuchen.

Messung unterschiedlicher Dämpfungsmechanismen

Aufgrund des großen linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von AZ91 ist bei geeigneter Proben dimension und bestimmter Schwingfrequenz eine Dämpfungserhöhung durch den thermoelastischen Effekt [7] zu erwarten. Es soll versucht werden, diesen Effekt

zu messen und weitere thermische Eigenschaften aus dem frequenzabhängigen Dämpfungspeak (Debyepeak) zu bestimmen.

Mikrostrukturelle Änderungen und Defekte (z.B. Versetzungen) können die Dämpfung beeinflussen. Ein weiterer Bestandteil der vorliegenden Arbeit ist, Dämpfungsmessungen an AZ91 und faserverstärktem AZ91, das durch die verstärkende Phase über eine höhere Versetzungsdichte verfügt [6], nach isochronen Wärmebehandlungen durchzuführen.

In der Literatur liegen bisher nur vereinzelt Informationen über die rißbeeinflusste Dämpfung bzw. deren Mechanismus vor [8]. Der Einfluß von Rissen auf das Dämpfungsverhalten von AZ91 nach Beanspruchung der Probe mit einer Dehnung über 10^{-3} soll bestimmt werden.

Oberflächenbeschichtungen können dazu beitragen, Konstruktionsmaterialien vor Korrosion zu schützen. Die Änderung der Dämpfung von AZ91 durch Oberflächenbeschichtung soll gemessen und die Dämpfung des Beschichtungsmaterials berechnet werden.

Kapitel 2

Grundlagen

Die Dämpfung mechanischer Schwingungen in Festkörpern ist auf innere Reibung zurückzuführen und stellt eine Materialeigenschaft dar, die auf einer zeitabhängigen Elastizität beruht [6]. Ebenso wie beispielsweise der Elastizitätsmodul, die Fließgrenze, die Dauerfestigkeit und die Reißfähigkeit das Verhalten von festen Stoffen bei mechanischer Belastung charakterisieren, tragen die Dämpfungskapazität und Relaxationsstärke zu der Materialcharakterisierung bei. Dämpfung ist die Umsetzung der mechanischen Energie in Wärme.

2.1 Anelastisches Verhalten von Festkörpern

Beim anelastischen Verhalten eines Materials erfolgen im Gegensatz zu elastischem Verhalten Spannungs- und Dehnungsänderungen nicht mehr gleichzeitig. Abhängig vom Experiment tritt bei einer von außen vorgegebenen Spannungsänderung eine zeitlich verzögerte Dehnungsänderung auf. Dieses wechselseitige Verhalten kann im Falle eines realen Festkörpers durch das von Zener [9] eingeführte rheologische Dreiparametermodell, bestehend aus einer Feder mit parallel geschaltetem Maxwell-Element, wiedergegeben werden (Abb. 2.1). Wird zum Zeitpunkt $t = 0$ eine plötzliche Spannung σ aufgegeben, reagiert das Dämpfungsglied, das durch die Viskosität η charakterisiert wird, im Gegensatz zu den beiden Federelementen mit einer zeitlichen Relaxation, wobei in dem vereinfachten Modell von nur einer diskreten Zeitkonstante ausgegangen wird. Diese Relaxation ist erst dann beendet, wenn die gesamte Spannung auf das parallele Federelement übertragen und das Maxwell-Element daher spannungsfrei ist.

Dynamische Experimente erlauben einen guten Einblick in das durch das Dreiparametermodell (Abb. 2.1) beschriebene anelastische Verhalten eines Festkörpers. In dynamischen Experimenten wird das System einer periodischen Spannung (oder Dehnung)

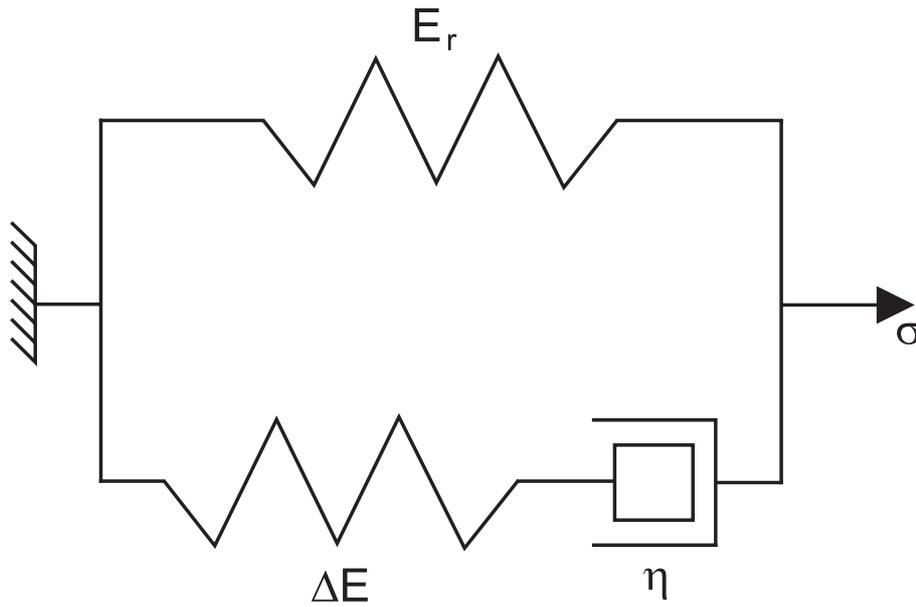


Abbildung 2.1: Dreiparametermodell zur Beschreibung des Relaxationsverhaltens von Festkörpern.

ausgesetzt. In der mathematisch bequemen komplexen Form ist die Spannung gegeben als

$$\sigma = \sigma_0 \exp(i\omega t), \quad (2.1)$$

wobei σ_0 die Spannungsamplitude, ω die Kreisfrequenz ($\omega = 2\pi f$, $f = \text{Frequenz}$) und i die imaginäre Einheit mit $i^2 = -1$ ist. Die resultierende Dehnung kann beschrieben werden durch

$$\epsilon = \epsilon_0 \exp[i(\omega t - \phi)]. \quad (2.2)$$

ϵ_0 ist dabei die Dehnungsamplitude und ϕ der Phasen- oder Verlustwinkel zwischen anregender Spannung und Dehnung. Das Verhältnis $\frac{\sigma}{\epsilon}$ ergibt einen komplexen, von der Kreisfrequenz ω abhängigen Elastizitätsmodul ($E^*(\omega)$), mit

$$E^*(\omega) = \frac{\sigma}{\epsilon} = \frac{\sigma_0}{\epsilon_0} \exp(i\phi(\omega)) = \frac{\sigma_0}{\epsilon_0} [\cos(\phi(\omega)) + i \sin(\phi(\omega))], \quad (2.3)$$

wobei

$$\begin{aligned} E^*(\omega) &= E'(\omega) + iE''(\omega), \\ \text{mit } E'(\omega) &= |E^*(\omega)| \cos(\phi(\omega)), \\ E''(\omega) &= |E^*(\omega)| \sin(\phi(\omega)). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Nach Abb. 2.2 ist der Tangens des Phasenwinkels gegeben durch den Quotienten aus Imaginärteil und Realteil des komplexen Elastizitätsmoduls. $\tan(\phi(\omega))$ charakterisiert die

Dämpfungskapazität des Festkörpers. Für diesen gilt

$$\tan(\phi(\omega)) = \frac{E''(\omega)}{E'(\omega)}. \quad (2.5)$$

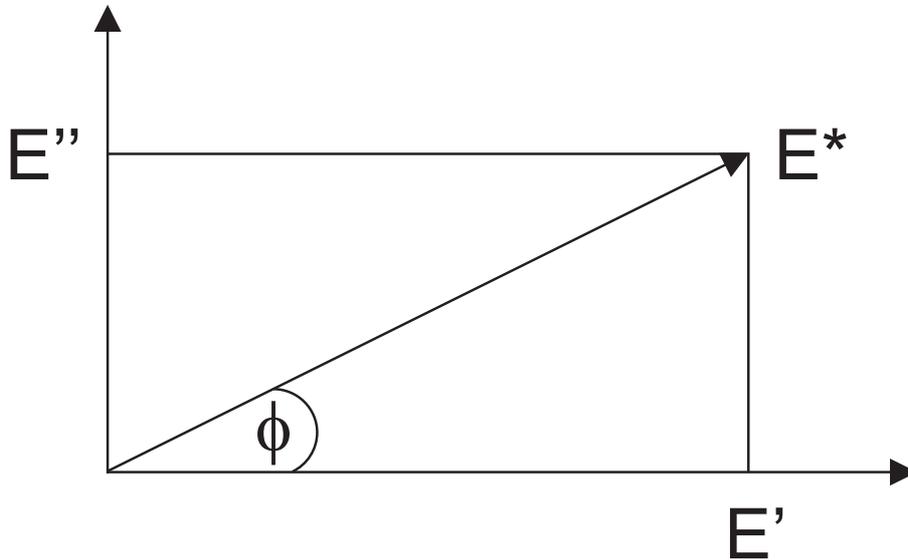


Abbildung 2.2: Vektordarstellung von E^* zur Darstellung der Materialdämpfung.

Die Bewegungsgleichung des Dreiparametermodells lautet [10]

$$\sigma + \tau_\epsilon \dot{\sigma} = E_r(\epsilon + \tau_\sigma \dot{\epsilon}), \quad (2.6)$$

wobei τ_ϵ die Relaxationszeit bei konstanter Dehnung, τ_σ die Relaxationszeit für konstante Spannung und E_r der relaxierte Elastizitätsmodul ist. Setzt man die harmonische Spannung σ und die Dehnung ϵ in Gl. (2.6) ein, erhält man

$$\sigma(1 + i\omega\tau_\epsilon) = E_r(1 + i\omega\tau_\sigma)\epsilon. \quad (2.7)$$

Mit Gl. (2.3) ergibt sich folgender komplexer Elastizitätsmodul,

$$E^*(\omega) = E_r \frac{1 + i\omega\tau_\sigma}{1 + i\omega\tau_\epsilon}, \quad (2.8)$$

mit dem Realteil $E'(\phi(\omega))$

$$E'(\omega) = E_r \frac{1 + \omega^2\tau_\sigma\tau_\epsilon}{1 + \omega^2\tau_\epsilon^2} \quad (2.9)$$

und dem Imaginärteil $E''(\phi(\omega))$

$$E''(\omega) = E_r \frac{\omega(\tau_\sigma - \tau_\epsilon)}{1 + \omega^2\tau_\epsilon^2}. \quad (2.10)$$

Die Dämpfung $\tan(\phi(\omega))$ ist damit

$$\tan(\phi(\omega)) = \frac{E''(\omega)}{E'(\omega)} = \frac{\omega(\tau_\sigma - \tau_\epsilon)}{1 + \omega^2\tau_\sigma\tau_\epsilon}. \quad (2.11)$$

Aus dem Verhältnis [11]

$$E_u\tau_\epsilon = E_r\tau_\sigma, \quad (2.12)$$

wobei E_u der unrelaxierte Elastizitätsmodul ist, und der aus geometrischen Überlegungen folgenden mittleren Relaxationszeit $\tau = \sqrt{\tau_\sigma\tau_\epsilon}$ kann Gl. (2.11) umgeschrieben werden zu

$$\tan(\phi(\omega)) = \frac{\Delta}{(1 + \Delta)^{1/2}} \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}. \quad (2.13)$$

Hierbei ist Δ die Relaxationsstärke mit $\Delta = \frac{\Delta E}{E_r}$ und $\Delta E = (E_u - E_r)$. Die innere Reibung ergibt einen Debyepeak mit einem Maximum an der Stelle $\omega\tau = 1$. Dieses ist

$$[\tan(\phi(\omega))]_{\max} = \frac{\Delta}{2(1 + \Delta)^{1/2}}. \quad (2.14)$$

Für $\Delta \ll 1$ läßt sich Gl. (2.13) schreiben als [12]

$$\tan(\phi(\omega)) \approx \phi(\omega) \approx \Delta \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}. \quad (2.15)$$

In Abb. 2.3 ist $\phi(\omega)$ für $\Delta = 0.1$ als Funktion von $\omega\tau$ dargestellt. Man erkennt bei logarithmischer Skalierung den symmetrischen Verlauf des Debyepeaks, dessen Maximum sich an der Stelle $\omega\tau = 1$ befindet.

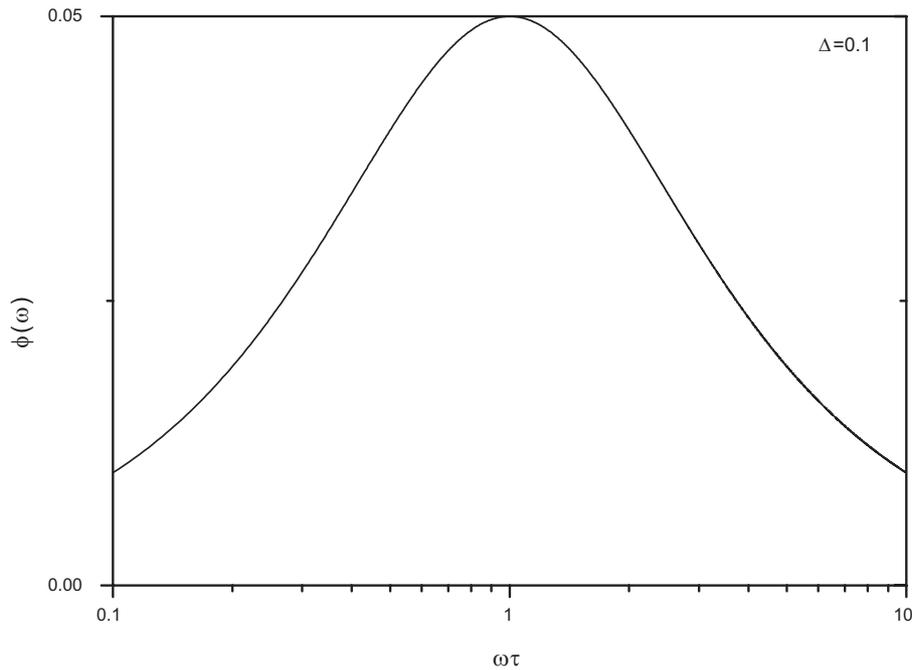


Abbildung 2.3: Debyepeak nach Gl. (2.15).

2.2 Experimentelle Methoden zur Bestimmung der Dämpfung

2.2.1 Messung der Phasenverschiebung

Die durch die innere Reibung verursachte Phasenverschiebung kann, wie in Abb. 2.4 verdeutlicht, direkt abgelesen werden, wenn man die Spannung mit Amplitude σ_0 und die Dehnung mit Amplitude ϵ_0 gegen die Zeit aufträgt.

Die bei dynamischer Schwingungsanregung eines Materials aufgrund seiner Anelastizität auftretende Phasenverschiebung führt zu einer Hysterese im Spannungs-Dehnungs-Diagramm (Abb. 2.5). Die grundlegende Meßgröße ist die spezifische Dämpfungskapazität $\frac{\Delta W}{W}$. Hierbei ist ΔW die während einer Schwingungsperiode dissipierte Energie mit [7]

$$\Delta W = \oint \sigma \, d\epsilon = \pi E'' \epsilon_0^2. \quad (2.16)$$

Für die Gesamtenergie gilt [7]

$$W = \int_{\omega t=0}^{\frac{\pi}{2}} \sigma \, d\epsilon = \frac{1}{2} E' \epsilon_0^2. \quad (2.17)$$

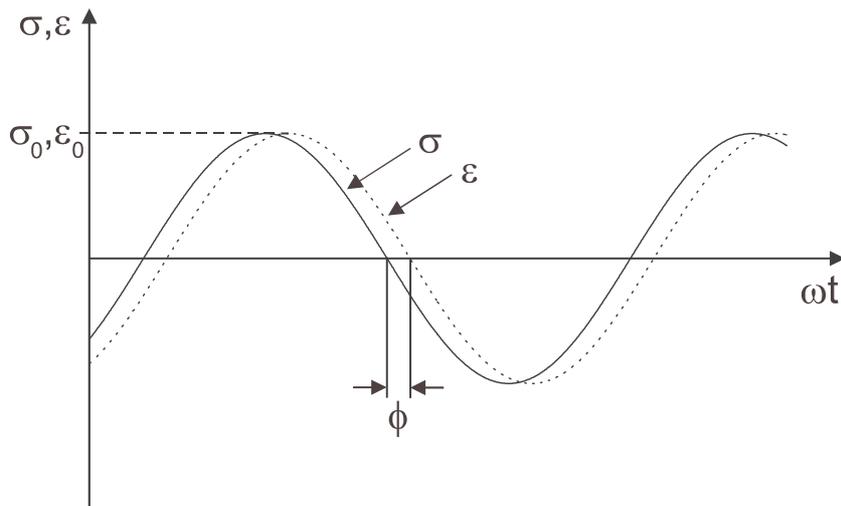


Abbildung 2.4: Zeitabhängigkeit der Spannung σ und der Dehnung ϵ eines Materials mit Dämpfung bei harmonischer Spannungsanregung.

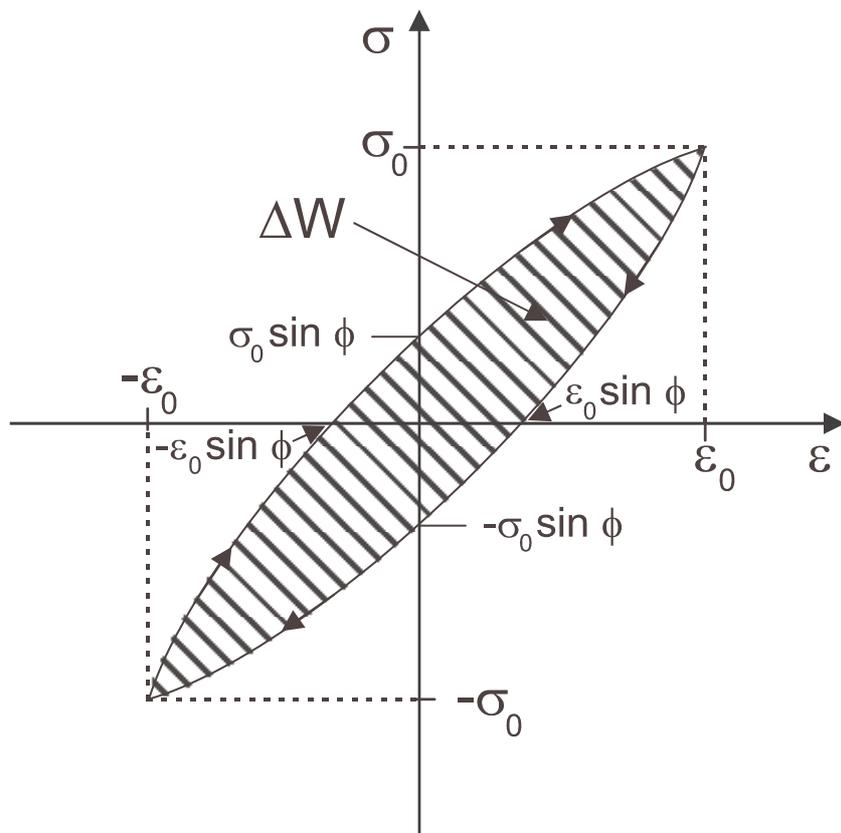


Abbildung 2.5: Hysteresekurve des Materials mit innerer Reibung aus Abb. 2.4 im Spannungs-Dehnungs-Diagramm (schematisch).

Nach Gl. (2.5) gilt daher

$$\frac{\Delta W}{W} = 2\pi \frac{E''}{E'} = 2\pi \tan(\phi). \quad (2.18)$$

2.2.2 Messung der reziproken Güte

Im Falle eines schwingfähigen mechanischen Systems, bestehend aus einer einseitig fest eingespannten Feder mit Federkonstante D , an dessen Ende ein Körper mit der Masse m angebracht ist, kann die Dämpfung über die Güte Q bestimmt werden. Wird ein solches System von außen mit einer anregenden periodischen Kraft $F = F_0 \sin \omega t$ zu harmonischen Schwingungen der Kreisfrequenz ω angeregt, gilt ausgehend von der Bewegungsgleichung dieses Systems für das stationäre Amplitudenquadrat X_0^2 [7]

$$X_0^2 = \frac{\left(\frac{F_0}{m}\right)^2}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega_r^4 \tan^2(\phi)}, \quad (2.19)$$

wobei ω_r die dämpfungsabhängige Resonanzfrequenz des schwingenden Systems ist, die für kleine Dämpfungen näherungsweise der Kreisfrequenz des ungedämpften harmonischen Oszillators entspricht. Für den Phasenwinkel θ zwischen anregender Kraft F und der Wegauslenkung X gilt

$$\tan(\theta) = \frac{\omega_r^2 \tan(\phi)}{\omega_r^2 - \omega^2} \approx \frac{\omega_r \tan(\phi)}{2(\omega_r - \omega)}. \quad (2.20)$$

Sowohl Gl. (2.19) als auch Gl. (2.20) können zur experimentellen Bestimmung des Verlustwinkels ϕ herangezogen werden. In Abb. 2.6 ist das Amplitudenquadrat (Gl. (2.19)) zwischen anregender Kraft und Wegamplitude gegen die Kreisfrequenz auf die Resonanzfrequenz normiert aufgetragen. ω_1 und ω_2 sind die Frequenzen, bei denen das Amplitudenquadrat auf die Hälfte seines Maximalwertes gesunken ist. Hierbei ist Q^{-1} die relative Halbwertsbreite des Resonanzpeaks. Aus Gl. (2.19) und Gl. (2.20) folgt [12]

$$\tan(\phi) = Q^{-1} \sqrt{1 - \frac{1}{4}(Q^{-1})^2}, \quad \text{mit} \quad Q^{-1} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_r}. \quad (2.21)$$

Nach Gl. (2.21) läßt sich die Dämpfung eines mechanischen Systems mit Eigenfrequenzen durch Ausmessen des Resonanzpeaks sehr genau bestimmen. Aufgrund des meist sehr kleinen Phasenwinkels ϕ zwischen der Spannung und Dehnung des Federwerkstoffes ist es experimentell leichter, den Phasenwinkel zwischen anregender Kraft F_0 und der Auslenkung X_0 zu messen.

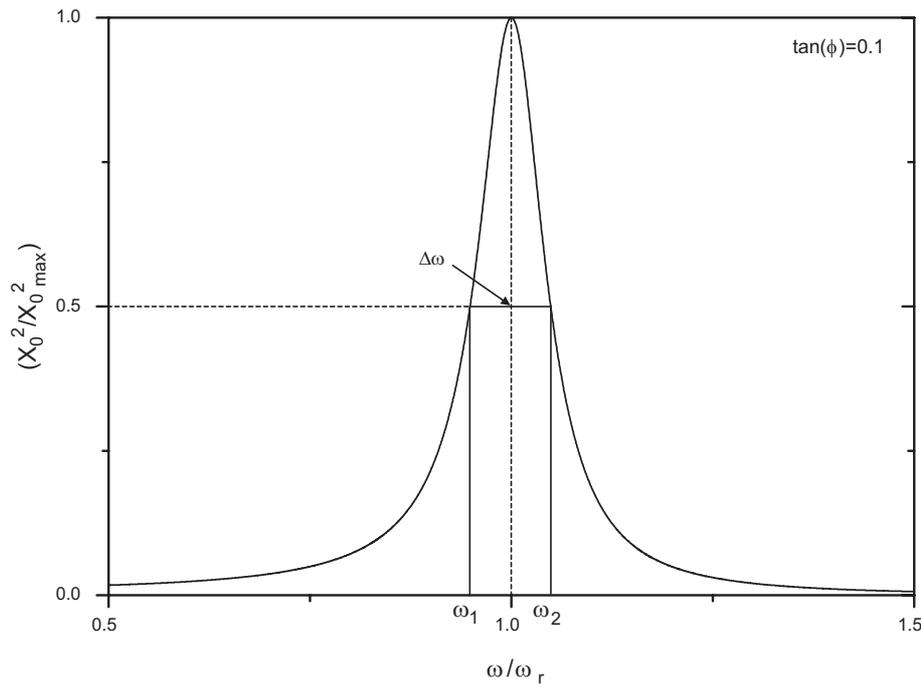


Abbildung 2.6: Resonanzpeak nach Gl. (2.21) einer erzwungenen mechanischen Schwingung eines mechanischen Schwingkreises der Güte Q .

2.2.3 Messung des logarithmischen Dekrements

Die wohl älteste und am meisten verwendete Methode zur Bestimmung der Materialdämpfung ist die Messung der Amplituden einer freien gedämpften Schwingung eines mechanischen Masse-Feder-Systems mit Masse m und Federkonstante D . Die Lösung der Bewegungsgleichung ist [13]

$$\begin{aligned}
 x &= x_0 \exp\left(-\frac{\delta\omega t}{2\pi}\right) \exp(i\omega t) \equiv A(t) \exp(i\omega t), \\
 \text{mit } \omega^2 &= \frac{D}{m} \left(1 - \left(\frac{\delta}{2\pi}\right)^2\right),
 \end{aligned}
 \tag{2.22}$$

wobei $A(t)$ die Einhüllende der abfallenden Kurve mit der konstanten Dämpfung δ beschreibt. Nach Gl. (2.22) ergibt sich als Maß der Stärke des Abfalls das logarithmische Dekrement δ als

$$\delta = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{A_n}{A_{n+k}}\right).
 \tag{2.23}$$

A_n ist dabei die Amplitude zum Zeitpunkt nT (T =Periodendauer) und A_{n+k} die Amplitude k Perioden später zum Zeitpunkt $(n+k)T$ (Abb. 2.7), wobei n und k ganze Zahlen sind.

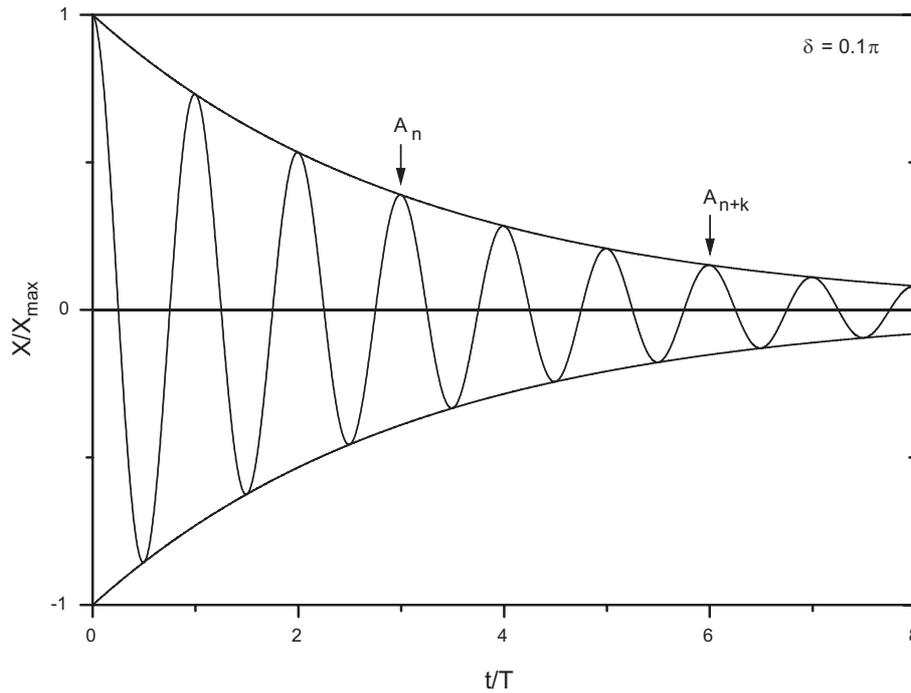


Abbildung 2.7: Freie gedämpfte harmonische Schwingung.

In dieser Arbeit wird die Dämpfung als logarithmisches Dekrement frei abklingender Biegeschwingungen gemessen. Die zeitlich äquidistante Aufnahme der abklingenden Biegeschwingungsamplituden ermöglicht dabei nach Gl. (2.23) eine dehnungsamplitudenabhängige Messung des logarithmischen Dekrements mit der apparativen Voraussetzung, daß die zeitlichen Meßintervalle klein sind und damit in guter Näherung von einem konstanten δ innerhalb dieses Zeitfensters ausgegangen werden kann.

Im Falle kleiner Dämpfung ($\tan(\phi) \ll 1$) lassen sich die durch unterschiedliche Meßmethoden erhaltenen Dämpfungswerte ineinander umrechnen [10],

$$\tan(\phi) \approx \phi = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta W}{W} \approx Q^{-1} \approx \frac{\delta}{\pi}. \quad (2.24)$$

In Abb. 2.8 ist die Dämpfung in der weniger üblichen Notation η (mit $\eta = Q^{-1} = \tan(\phi)$) für verschiedene Materialien dargestellt. Metalle zeigen ein großes Dämpfungspotential, dessen Grenzen stark von der plastischen Deformation oder der Möglichkeit der Legierungsbildung geprägt sind. So erstreckt sich das Dämpfungspotential von Magnesiumlegierungen über mehr als drei Dekaden und kann entsprechend der Legierungszusammensetzung als niedrig- oder hochdämpfender Werkstoff eingesetzt werden.

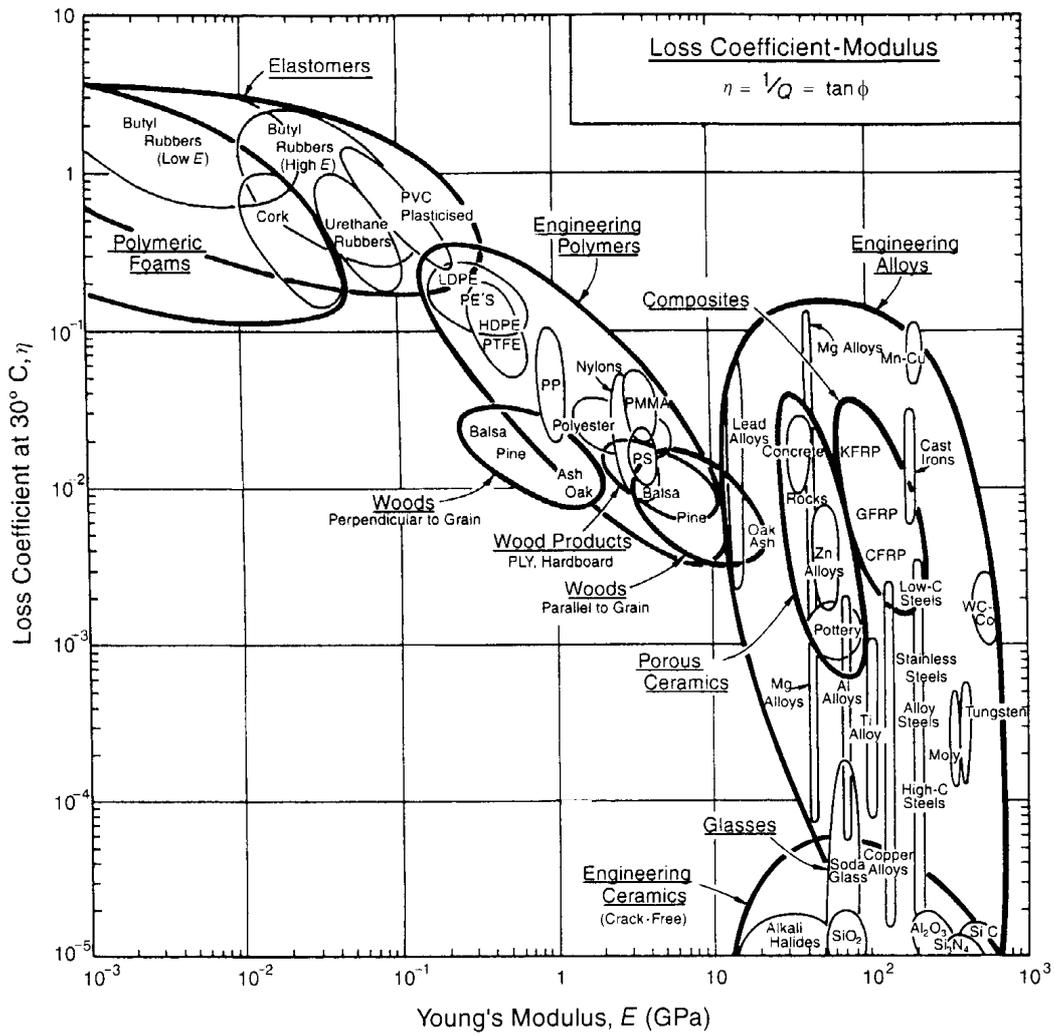


Abbildung 2.8: Dämpfungskapazität unterschiedlicher Materialien. Nach [14].

Kapitel 3

Aufbau einer experimentellen Dämpfungsapparatur

Eine sehr elegante Variante der Schwingungsanregung, die hier genauer beschrieben werden soll, wird durch einen mechanisch resonanten Schwingkreis realisiert, der auf elektromagnetischer Rückkopplung basiert [15]. Die Resonanzfrequenz hängt dabei von der Dimension der Probe, ihrer Masse, der Masse des am Ende der Biegeprobe befestigten Körpers und der angeregten Schwingungsmode ab. Die dehnungsabhängige Dämpfungsmessung kann in einem Dehnungsbereich von 10^{-5} bis über die der Streckgrenze entsprechenden Dehnung hinaus durchgeführt werden, einem Bereich, der aufgrund der Möglichkeit plastischer Effekte als auch Effekten der Rißentstehung und des Rißwachstums von großer technischer Bedeutung ist.

3.1 Funktionsprinzip der Meßanlage

Die Dämpfung soll durch das logarithmische Dekrement frei abklingender Biegeschwingungen gemessen werden. In Abb. 3.1 ist die prinzipielle Funktionsweise der zu beschreibenden Dämpfungsapparatur dargestellt. Die Werkstoffprobe ist dabei ein einseitig fest eingespannter Biegebalken, dessen elastische Eigenschaften durch die abgebildete Feder mit der Federkonstante D beschrieben werden. An ihrem freien Ende befindet sich ein Permanentmagnet, der zusammen mit der Probenmasse im wesentlichen die effektive Masse des mechanisch schwingenden Systems bestimmt.

Der Permanentmagnet taucht in ein Meßspulensystem ein, das aus einer Induktionsspule und einer darüber gewickelten Feldspule besteht. Ein identisch aufgebautes Kompensationsspulensystem ist mit dem Meßspulensystem so geschaltet, daß die beiden Feldspulen miteinander und die beiden Induktionsspulen gegeneinander in Reihe verdrahtet sind. Da-

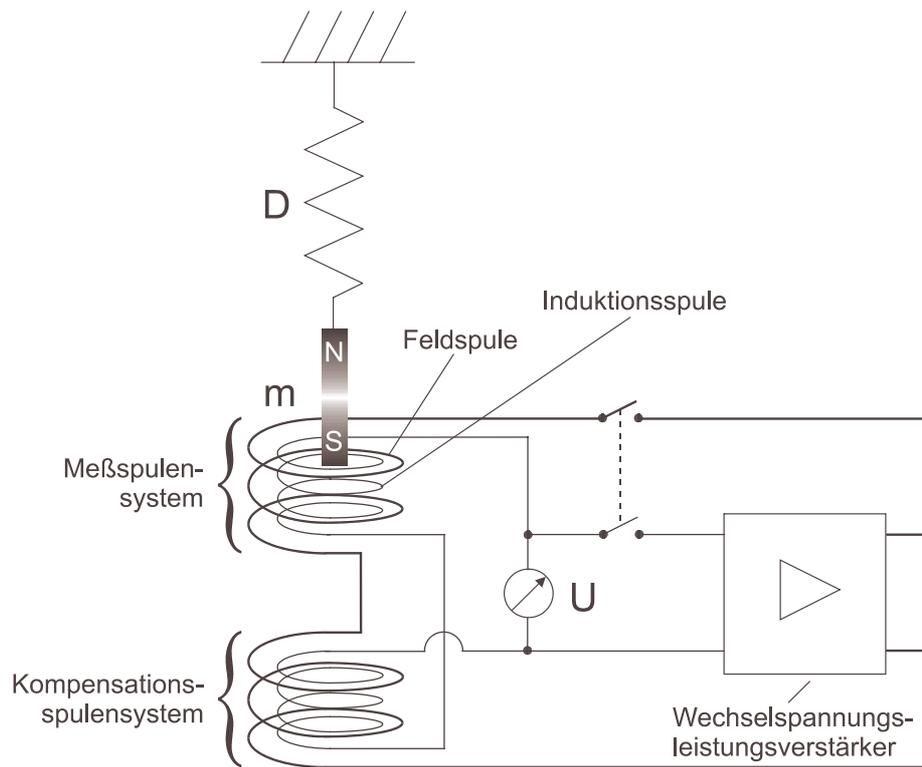


Abbildung 3.1: Schematisches Meßprinzip der Schwingungsanregung mittels elektromagnetischer Rückkopplung.

durch wird die elektrodynamische Rückkopplung, die zwischen jeweils nur einer Feld- und Induktionsspule auftreten würde, minimiert. Darüber hinaus werden auch Spannungen kompensiert, die durch zeitlich veränderliche äußere homogene Wechselfelder in beiden Induktionsspulen induziert werden.

Jede kleinste elektrische oder mechanische Störung führt zu einer Anregung des in Abb. 3.1 gezeigten elektromechanischen Schwingkreises. Die mittels des harmonisch schwingenden Permanentmagneten induzierte Spannung wird auf den Eingang eines Wechselspannungsleistungsverstärkers gegeben. Die verstärkte Wechselspannung führt in der Feldspule zu einem Wechselstrom und damit zu einem Wechselfeld mit der Resonanzfrequenz des mechanischen Oszillators. Dessen anfangs nur geringe Amplitude steigt durch die elektromagnetische Rückkopplung so lange kontinuierlich an, bis die während einer Schwingungsperiode entstehenden Dämpfungsverluste durch die in derselben Zeit durch den Verstärker zugeführte Energie ausgeglichen werden. Ist eine vorbestimmte Wechselspannung und damit eine definierte Amplitude der mechanischen Schwingung erreicht, werden gleichzeitig sowohl der Feld- als auch der Induktionskreis durch Relais unterbrochen. Danach wird der mechanischen Schwingung keine Energie mehr von außen zugeführt und die abklingen-

de induzierte effektive Wechselfspannung zwischen den beiden Enden der Induktionsspulen durch ein digitales Wechselfspannungsmeßgerät gemessen, an einen Personalcomputer übermittelt und dort zur dehnungsabhängigen Dämpfung umgerechnet.

3.2 Aufbau der Meßanlage

Abb. 3.2 zeigt eine schematische Übersicht über den verwendeten und in Kap. 3.1 vorgestellten Aufbau der Komponenten zur Dämpfungsmessung an Biegebalken. Damit even-

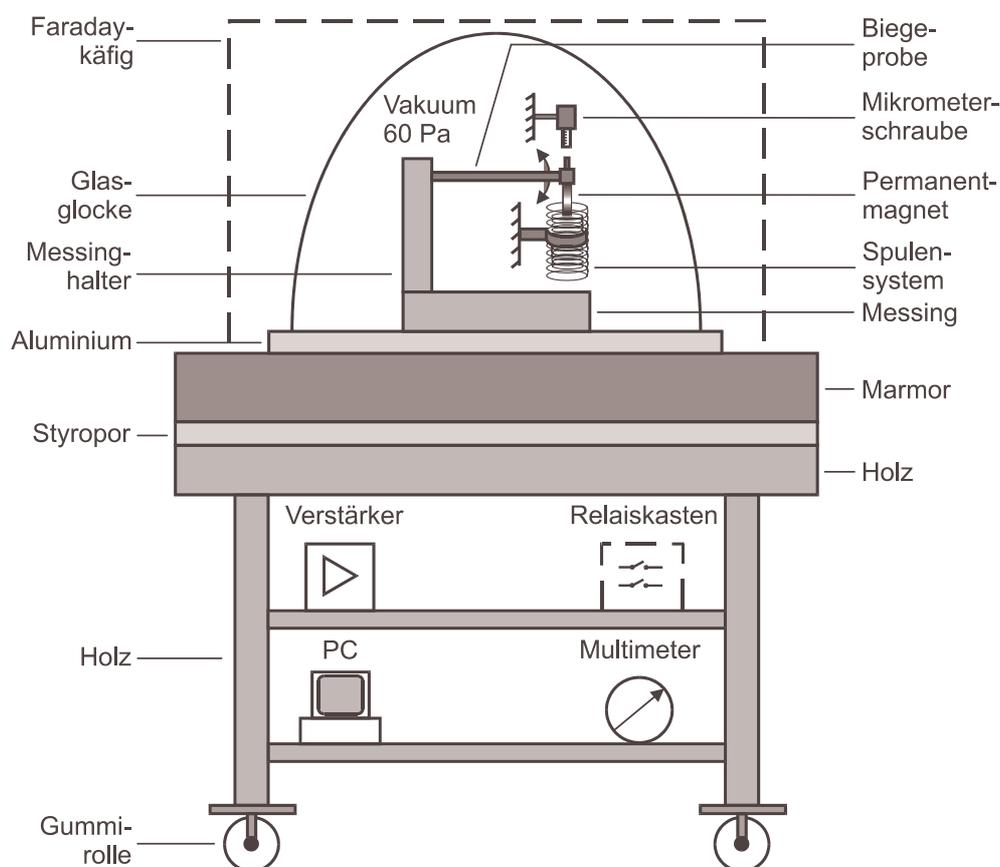


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des verwendeten Meßaufbaues.

tuell von außen eingekoppelte mechanische Schwingungen gedämpft werden, befindet sich die Anlage auf einem Holztisch, der auf Gummirollen steht. Auf der Platte des Holztisches sind übereinander eine dämpfende Styroporschicht, eine Marmorplatte sowie eine mit der Marmorplatte verschraubte Aluminiumplatte angebracht. Auf die Oberfläche der Aluminiumplatte ist ein Messingblock geschraubt, auf dessen Oberseite sich der Probenhalter befindet. Dieser Halter ist ebenfalls aus Messing und besitzt eine Führungsnut, in

die das verdickte Ende der Biegeprobe eingeführt und anschließend mit einer Messingplatte unter Verwendung von zwei M8-Inbusschrauben flächig angedrückt wird. Damit soll die Einleitung mechanischer Spannungen aus der Oberfläche der Probe in den Probenhalter verringert werden, um die Oberflächenreibung im Probenhalter zu minimieren. Diese Probenbefestigung wurde bereits erfolgreich bei Spannungsrelaxationsmessungen an Biegeproben getestet, die die gleiche Form wie die hier verwendeten aufweisen [16]. Die Gesamtmasse aller Komponenten dieser Sandwichstruktur beträgt ca. 250 kg [17]. Diese hohe Masse reduziert die Kopplung mechanischer äußerer Schwingungen (z.B. Gebäudeschwingungen) mit dem Versuchsaufbau und minimiert eine Schwingungsanregung der Dämpfungsapparatur durch die schwingende Probe.

Aus den Gesetzen der Strömungslehre folgt, daß der Strömungswiderstand der Luft nach der Bernoullischen Gleichung, aus der der sogenannte Staudruck eines Mediums auf ein Hindernis hergeleitet werden kann, für die Biegeschwingung neben der Querschnittsfläche der Probe dem Quadrat der Schwingfrequenz proportional ist [18]. Daher muß die Messung der Dämpfung insbesondere für gering dämpfende Werkstoffe, Präzisionsmessungen oder hohe Schwingfrequenzen unter Vakuum (60 Pa) erfolgen, um den Einfluß der Luftdämpfung zu reduzieren. Die Probe, deren Einspannvorrichtung und die Spulensysteme sind von einer auf einer Viton[®]-Vakuumdichtung (Leybold Vakuum GmbH[®], Köln) ruhenden Glasglocke umschlossen, damit optische Beobachtungen der Probenschwingung unter Vakuum möglich sind (siehe Abb. 3.2 und Abb. 3.3). Die Vakuumdichtung ist 4 mm dick und besitzt einen Innendurchmesser von 355 mm. Das angestrebte Vakuum von 60 Pa im Probenraum wird durch eine Drehschieber-Vakuumpumpe (Modell RV5, Edwards[®], West Sussex, England) innerhalb von ca. 20 Minuten erzeugt und mittels einer Vakuum-Meßröhre mit analogem Anzeigergerät (PRE10K + Pirani 501, Edwards[®], West Sussex, England) gemessen. Die den Probenraum begrenzende Glasglocke ist von einem geerdeten Faradaykäfig umgeben, um äußere elektromagnetische Felder von den beiden Spulensystemen abzuschirmen.

In Abb. 3.3 ist eine detailliertere Darstellung des evakuierten Probenraumes und der elektromagnetischen Rückkopplung gezeigt. Die Amplitude der einseitig fest in einen Messinghalter eingespannten schwingenden Biegeprobe, die mechanisch als Feder mit der Federkonstante D fungiert, wird mit einer Mikrometerschraube gemessen. Durch Änderung der Masse am Ende der Feder bzw. der Federkonstante, die beispielsweise durch verschiedene Probendicken vorgenommen werden kann, läßt sich die Resonanzfrequenz gezielt in einem weiten Frequenzbereich variieren, so daß frequenzabhängige Dämpfungsmessungen desselben Werkstoffes durchgeführt werden können.

Das Luftspulensystem, das aus zwei Feld- und zwei Induktionsspulen besteht, die über-

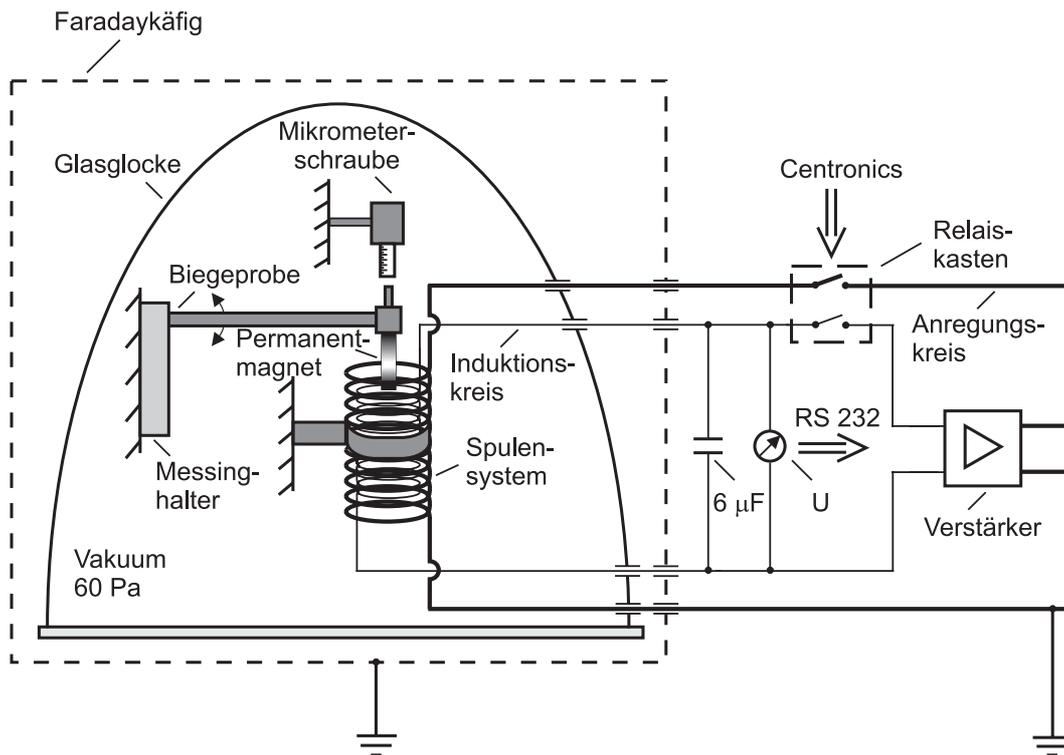


Abbildung 3.3: Experimenteller Aufbau der Anlage zur Dämpfungsmessung.

einander auf einen Spulenkörper aus Trovidur[®] (Hart-PVC-Werkstoff, Röchling Trovidur KG[®], Troisdorf, Deutschland) gewickelt sind (siehe Abb. 3.4), bildet zusammen mit dem Permanentmagneten und dem ab einer Eingangsspannung von etwa 10 mV linear verstärkenden Wechselspannungsleistungsverstärker (Typ CV 1150, Dual[®], St. Georgen, Deutschland) die Basis für die elektromagnetische Rückkopplung. Um eine große mechanische Kraft zwischen dem Permanentmagneten und der Feldspule zu erreichen, wurde ein Dauermagnet (25 x 6 x 6 mm) aus Neodymium-Eisen-Bor gewählt, ein Magnetmaterial, das sich durch eine sehr große Remanenz (ca. 1 T) und eine hohe Koerzitivfeldstärke (J_{HC} (20 °C) $\geq 1300 \text{ kAm}^{-1}$) auszeichnet und ein ca. sechsfach höheres maximales Energieprodukt als der Magnetwerkstoff AlNiCo aufweist [19]. Zur Erzeugung einer großen Kraft am Permanentmagneten muß in der Feldspule eine hohe magnetische Feldstärke H erzeugt werden. Für die Feldstärke im Inneren der zylindrischen Feldspule mit n_F Windungen und der Länge l bei dem in der Spule fließenden Strom I gilt

$$H \propto \frac{n_F}{l} I. \quad (3.1)$$

Daraus wird ersichtlich, daß bei konstanter Spulenlänge eine hohe Feldstärke und damit eine große Kraft zwischen Permanentmagnet und Feldspule durch eine hohe Windungs-

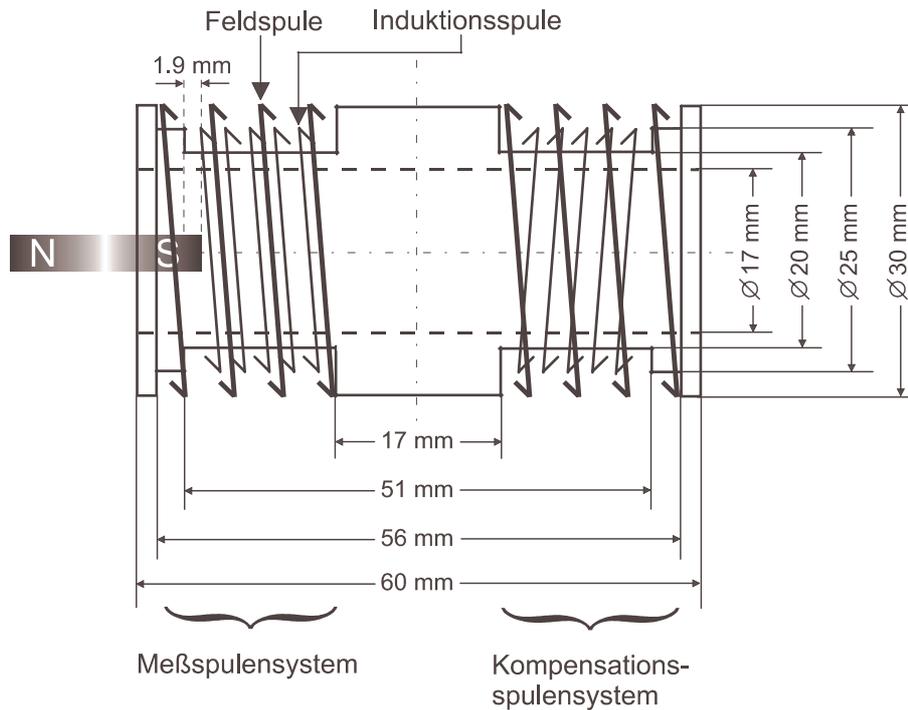


Abbildung 3.4: Luftspulensystem, bestehend aus Feld- und Induktionsspulen mit einem 1.9 mm in die Induktionsspule eintauchenden Permanentmagneten (schematisch).

zahl n_F und durch eine große Stromstärke I erreicht werden kann. Um bei einem großen Feld also die Erwärmung der Feldspule zu begrenzen, muß diese einen geringen ohmschen Widerstand besitzen, was einen großen Drahtdurchmesser verlangt.

Die Schwingung des im Ruhezustand von der äußersten Kante des Spulenkörpers 6.4 mm tief in das Spulensystem eintauchenden Permanentmagneten ruft einen sich zeitlich ändernden magnetischen Fluß $\dot{\Phi}$ in der Induktionsspule mit n_I Windungen hervor, in die es im schwingungslosen Zustand 1.9 mm hineinragt (siehe Abb. 3.4). Nach dem Induktionsgesetz gilt für die in der Spule induzierte Spannung U

$$U = n_I \dot{\Phi}. \quad (3.2)$$

Um eine hohe Induktionsspannung, die mit einem digitalen Multimeter (DMM 5017 SC, PREMA®, Mainz, Deutschland) zwischen den beiden freien Enden der Induktionsspulen gemessen wird (siehe Abb. 3.3), zu erzeugen, sind daher nach Gl. (3.2) eine große Windungszahl der Induktionsspule, ein starker Magnet mit großem Querschnitt und hoher Remanenz sowie eine große Schwingfrequenz erforderlich. Die bei der in Abb. 3.4 dargestellten Spulenkörpergeometrie gewählten Dicken der verwendeten Kupferdrähte und die daraus resultierenden Spuleneigenschaften sind in Tab. 3.1 zusammengefaßt. Die Eigenin-

duktivität der beiden Spulen wurde mit einer Meßbrücke (Universalbridge 4260 A, Hewlett Packard[®], Böblingen, Deutschland) gemessen. Wie in Abb. 3.3 gezeigt, werden höherfre-

Spulensystem	Feldspule	Induktionsspule
Windungszahl	2 x 250	2 x 880
Drahtquerschnitt [mm]	0.4	0.2
elektr. Widerstand [Ω]	6.4	71.2
Eigeninduktivität [mH]	2.95	25.0

Tabelle 3.1: Spuleneigenschaften.

quente Störfrequenzen durch einen zum Multimeter parallel geschalteten Kondensator der Kapazität $C = 6\mu\text{F}$ unterdrückt.

Nach Erreichen einer vorgegebenen Induktionsspannung werden sowohl der Erreger als auch der Induktionskreis durch Öffnen der im Relaiskasten befindlichen Relais unterbrochen. Das Öffnen und Schließen der im Relaiskasten befindlichen Relais wird über die parallele Schnittstelle des Computers gesteuert. Sie ist über einen 25-poligen Sub-D-Stecker mit einem kommerziellen achtkanaligen Relaisinterface (RTA 1000, Conrad Electronic[®], Hirschau, Deutschland) verbunden, deren Relais jeweils einen Umschalter besitzen. Um mit einem Steuersignal des Computers gleichzeitig sowohl die Feld- als auch die Induktionsspule vom resonanten elektromechanischen Schwingkreis zu trennen, wurde diese Karte durch zusätzliche Relais mit jeweils zwei Umschaltern (Typ JW2SN, Matsushita[®], Holzkirchen, Deutschland) erweitert, die von den ursprünglich vorhandenen Relais gesteuert werden. Durch die gleichzeitige Trennung sowohl der Feld- als auch der Induktionsspule von dem Verstärker soll einerseits vermieden werden, daß mögliche Störsignale aus dem Verstärker die Induktionsspannung beeinflussen, andererseits soll der nicht sehr hochohmige Ein- bzw. Ausgang des Wechselspannungsverstärkers die Induktions- bzw. Feldspule nicht belasten, was zu einem stärkeren Abklingen der mechanischen Schwingung und damit zu einer scheinbar höheren Dämpfung führen würde. Die induzierten Wechselspannungssignale werden als gemittelte Echteffektivwerte lückenlos im 100 ms-Takt im Digitalmultimeter gemessen und zu Beginn jeder Anzeige per RS 232-Schnittstelle an den Personalcomputer übertragen, gespeichert und dort weiterverarbeitet.

3.3 Dehnungsabhängige Dämpfungsmessungen

Die Steuerung der Anlage und Messung der Dämpfung erfolgen mit Hilfe eines Personalcomputers über ein eigens für diese Apparatur entwickeltes Programm (TurboPascal 6.0,

Borland®). Genauere Angaben zum Ablauf des Meßprogrammes sind im Kapitel 3.3.2 dokumentiert und dort in einem Flußdiagramm dargestellt.

3.3.1 Dehnungsbestimmung

Dehnungsabhängige Dämpfungsmessungen sind bei diesem Meßaufbau in einem Dehnungsbereich von 10^{-5} bis einige 10^{-3} , d.h. bis über die der Streckgrenze des Materials entsprechenden Dehnung hinaus möglich. Für die Berechnung der maximalen Probendehnung,

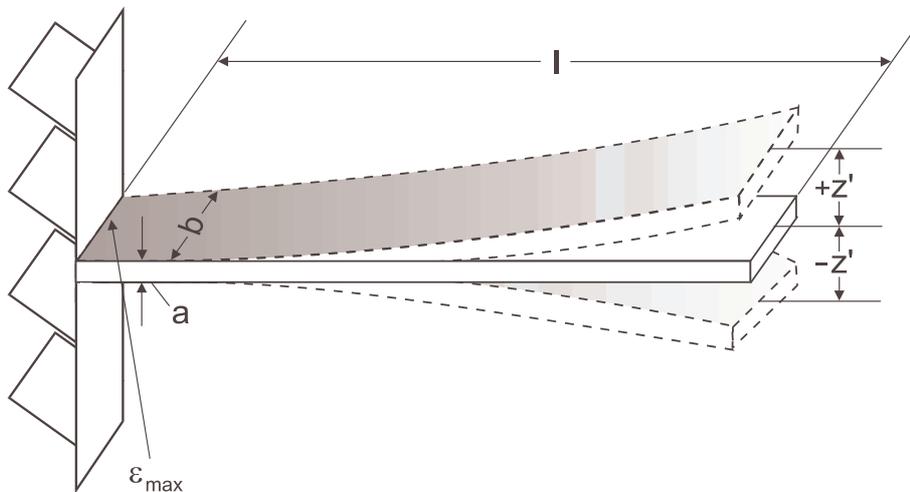


Abbildung 3.5: Einseitig eingespannter, am freien Ende um z' ausgelenkter quaderförmiger Biegebalken mit Dicke a , Breite b und Länge l und maximaler Dehnungsamplitude ϵ_{\max} am Einspannungsort.

die am Einspannungsort der Probe gemessen werden soll, geht man von grundlegenden mechanischen Betrachtungen aus, in denen die Biegeprobe als Feder mit Federkonstante D fungiert. In Abb. 3.5 ist die mechanische Belastung und die Geometrie der Biegeprobe gezeigt. Für den Zusammenhang zwischen einer externen, senkrecht zur Probenbreite angreifenden Kraft F und der resultierenden Auslenkung z' des freien Probenendes gilt

$$F \equiv Dz'. \quad (3.3)$$

Dabei ist die Federkonstante D für einen einseitig fest angebrachten quaderförmigen Biegekörper [12, 20]

$$D = \frac{E a^3 b}{4 l^3}, \quad (3.4)$$

wobei E der Elastizitätsmodul des untersuchten Materials ist. Aus Gl. (3.3) und Gl. (3.4) errechnet sich die Kraft F als

$$F = \frac{E a^3 b}{4 l^3} z'. \quad (3.5)$$

Die maximale Dehnungsamplitude am Ort der Einspannung ist [12]

$$\epsilon_{\max} = \frac{6l}{a^2 b E} F. \quad (3.6)$$

Mit Gl. (3.5) folgt aus Gl. (3.6)

$$\epsilon_{\max} = \frac{3 a}{2 l^2} z'. \quad (3.7)$$

Nach Wahl der maximalen Dehnungsamplitude am Einspannungsort der Biegeprobe, ab der die frei abklingende Schwingung des Biegebalkens nach Öffnen des elektromagnetischen Schwingkreises gestartet werden soll, wird die dieser Dehnungsamplitude entsprechende Auslenkung z' des freien Endes der Biegeprobe nach Gl. (3.7) errechnet. Ist die maximale Auslenkung bekannt, bietet das Meßprogramm eine Auslenkungskalibrierungsmessung an. Ausgehend von kleinen Schwingungsamplituden, die mit der Mikrometerschraube ermittelt werden, werden die Auslenkung des Endes der Biegeprobe (siehe Abb. 3.3) und die entsprechende am Digitalmultimeter angezeigte Induktionsspannung in den Computer eingegeben. Hierbei müssen mindestens drei Datenpaare an den Computer übertragen werden, die maximale Zahl der Datenpaare ist auf zehn begrenzt. Als Kriterium für das Erreichen der mit der Mikrometerschraube eingestellten und durch sie begrenzte Schwingungsamplitude des Biegebalkens wird dabei das mit dem Ohr hörbare Anschlagen des freien Endes der Biegeprobe an den Kopf der Mikrometerschraube herangezogen. Wie aus Abb. 3.6 ersichtlich, ist die Auslenkung z' der induzierten effektiven Wechselspannung U proportional. Die Konstante $m = \frac{\Delta z'}{\Delta U}$ der Geraden wird programmtechnisch mittels linearer Regression bestimmt.

Bei Kenntnis dieses Proportionalitätsfaktors und der Biegebalkengeometrie kann somit nach

$$\epsilon_{\max} = \frac{3 a}{2 l^2} m U \quad (3.8)$$

jeder induzierten effektiven Wechselspannung U am Multimeter eine maximale Dehnungsamplitude der Probe zugeordnet werden. Wegen der Proportionalität zwischen maximaler Auslenkung z' bzw. Dehnungsamplitude ϵ_{\max} der Probe und der induzierten Spannung U läßt sich das logarithmische Dekrement δ (siehe Gl. (2.23)) der Biegeprobe experimentell über die Messung der induzierten effektiven Wechselspannung bestimmen. Es gilt

$$\delta = \frac{1}{i} \ln\left(\frac{U_n}{U_{n+i}}\right), \quad (3.9)$$

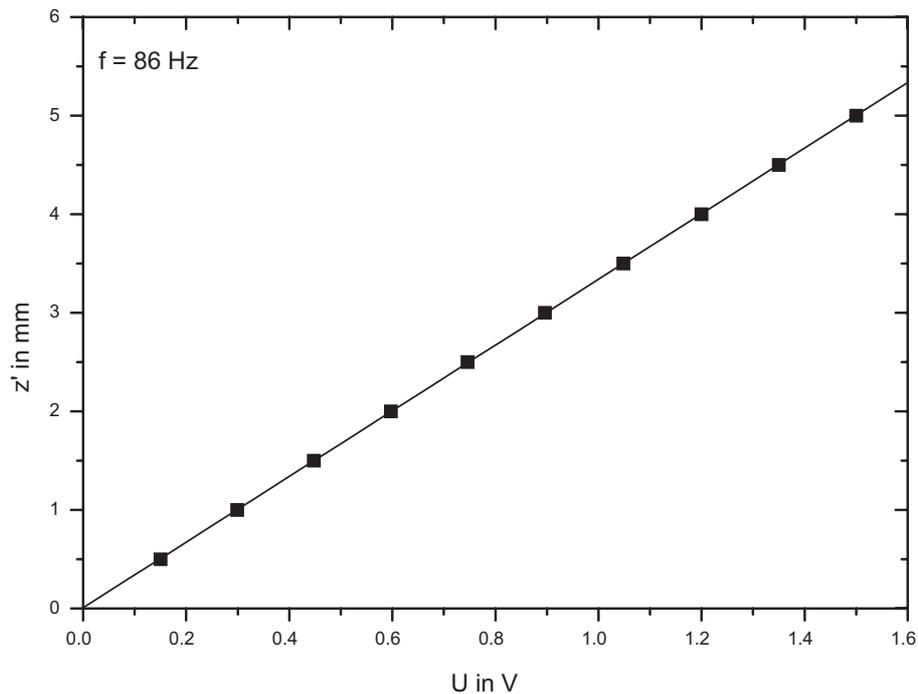


Abbildung 3.6: Auslenkung am freien Ende einer NiCr19NbMo-Biegeprobe gegen die induzierte effektive Wechsellspannung aufgetragen, Probendimension: $l = 91$ mm, $a = 3$ mm, $b = 7$ mm.

wobei i die Anzahl der Perioden zwischen den zugehörigen aufeinander folgenden, im zeitlichen Abstand von 100 ms gemessenen effektiven Spannungswerten U_n und U_{n+i} ist.

3.3.2 Dämpfungsmessung

Nach der Kalibrierung der maximalen Dehnungsamplitude findet die dehnungsabhängige Dämpfungsmessung der Biegeprobe unter Vakuum (60 Pa) statt. Vor dem Start der eigentlichen Messung werden die Meßparameter des Multimeters wie Messung im Wechselspannungsmodus, Meßzeit und die Angabe, ob die Meßbereichsautomatik des Digitalmultimeters aktiviert werden soll, über die Tastatur des PC's in das Meßprogramm eingegeben und per serieller Schnittstelle an das Meßgerät übermittelt. Als Meßzeit für die Messung der Induktionsspannung werden dabei 100 ms fest vorgegeben. Die kleinste zu messende Wechselspannung bei dieser Meßzeit ist nach Herstellerangaben 10 mV, die höchste zu messende Spannung 2 V. Kleinere Spannungen als 10 mV sind systematisch zu fehlerbehaftet, da der im verwendeten Multimeter eingesetzte Gleichrichterbaustein AD637 (Analog Devices[®], Norwood, USA), der die anliegende Wechselspannung in eine proportionale Gleichspannung umwandelt, die dem Echteeffektivwert der Wechselspannung (True

RMS) entspricht [21], bei einer Anzeige von 10 mV nach Datenblatt des Herstellers bereits einen systematischen Fehler von zehn Prozent aufweist [22].

Danach werden die Spannungswerte, die das Multimeter bei ruhender Biegeprobe anzeigt, als Offset aufgezeichnet und als arithmetisches Mittel aus zehn Meßwerten abgespeichert. Dieser Offset, der durch konstante äußere elektromagnetische Störsignale oder mechanische Kopplungen, die durch die Bewegung des Permanentmagneten zu einer induzierten Spannung führen, verursacht wird, muß nach einer Dämpfungsmessung von den entsprechenden Meßwerten subtrahiert werden. Wie in Kap. 3.3.5 gezeigt wird, kann das logarithmische Dekrement durch Offsetwechselspannungen erheblich verfälscht werden. Die Positionierung des Probenraumes auf einem auf Gummirollen stehenden Holztisch, der Einsatz eines geerdeten Faradaykäfigs um den Probenraum (siehe Abb. 3.2) und die Verdrillung nicht abgeschirmter Leitungen tragen jedoch in erheblichem Maße dazu bei, den durch äußere mechanische oder elektrische Störungen verursachten Offset stark zu reduzieren.

Es erfolgt die Aufnahme von zehn Offsetwerten, anschließend werden die Relais vom Programm angesteuert und geschlossen und die Biegeprobe mittels elektromagnetischer Rückkopplung zum Schwingen angeregt. Nach einer Einschwingzeit der Biegeprobe von ca. vier Sekunden, einer Zeit, die aus eigener Erfahrung für die mit dieser Meßapparatur vornehmlich zu untersuchenden Werkstoffe des mittleren Dämpfungsbereiches, der in der Literatur [4] mit $0.1 > \frac{\Delta W}{W} > 0.01$ festgelegt ist, überprüft das Programm, ob die Probe eingeschungen ist und der vorher eingegebene gewählte Wert der induzierten Spannung überschritten ist.

- Falls nein, wird die Messung abgebrochen und das Meßprogramm neu gestartet.
- Falls ja, wird das Multimeter kurzfristig in den Frequenzmodus geschaltet und zwei Sekunden lang die Periodendauer der Resonanzfrequenz der Biegeprobe gemessen. Das arithmetische Mittel aus 20 Meßwerten wird vom Programm errechnet und im PC abgespeichert. Die Periodendauer ist für die Berechnung des logarithmischen Dekrements (siehe Gl. (3.16), Kap. 3.3.3) und des Elastizitätsmoduls der Biegeprobe notwendig. Die Meßzeit für die Messung der Periodendauer ist 100 ms. Die kleinste zu messende Frequenz beträgt 10 Hz, wobei die maximalen Schwingfrequenzen der mit dem Dämpfungsaufbau untersuchten Materialien mit hoher Federkonstante bzw. hohem Elastizitätsmodul bei etwa 150 Hz liegen. Abschließend wird das Multimeter erneut in den Wechselspannungsmodus umgeschaltet.

Um die gewählte Maximaldehnung, deren zugehörige Schwingungsamplitude des Biegebalkens durch entsprechende Einstellung der Mikrometerschraube begrenzt werden kann, für die spätere Auswertung zu kontrollieren und den kontinuierlichen Datentransfer vom

Multimeter zum Personalcomputer zu gewährleisten, werden kurz vor dem Öffnen der Relais bereits sechs Spannungswerte vom Multimeter per RS 232-Schnittstelle an den Personalcomputer übertragen. Die gewählte maximale Dehnungsamplitude läßt sich dann nach Gl. (3.8) mit Hilfe der vorliegenden Proportionalitätskonstante, die aus der Auslenkungs-kalibrierung ermittelt wurde, an diesen sechs vor der eigentlichen Messung aufgenommenen Spannungswerten überprüfen.

Danach werden die Relais vom Computer geöffnet, während sich das Multimeter weiterhin im kontinuierlichen Meßbetrieb befindet und Daten an den PC sendet. Die maximale Anzahl der während einer Messung abzuspeichernden Induktionsspannungswerte ist aus Gründen der Lesespeicherkapazität des Computers auf 2000 beschränkt. Würde die Datenübertragung des Meßgerätes erst nach der Unterbrechung des elektromagnetischen Schwingkreises erfolgen, stiege die Gefahr von Übertragungsfehlern, die durch technisch bedingte Meßpausen bei Meßbereichs- oder Funktionswechsel des Multimeters verursacht werden können. Diese Übertragungsfehler sind programmtechnisch als Nullwert abgespeichert und dadurch identifizierbar. Nach Beendigung des Datentransfers werden die im Lesespeicher des Computers abgelegten Effektivwerte der induzierten Spannung ausgelesen, als ASCII-Daten in einer Datei abgespeichert und anschließend in einer Grafik, in der die gemessenen effektiven Spannungswerte gegen die Meßzeit abgetragen werden, mit beidachsig linearer Skalierung dargestellt. Danach wird die Dämpfung δ im Personalcomputer berechnet und grafisch als Funktion der jeweiligen Maximaldehnung auf dem Bildschirm ausgegeben. Während die Dämpfung linear aufgetragen wird, werden die Dehnungswerte auf einer Achse mit logarithmischer Skalierung dargestellt, um die Dehnungsabhängigkeit der Dämpfung auch für kleine Dehnungsamplituden zu verdeutlichen (siehe z.B. Abb. 3.10, Kap. 3.3.4).

Steuerungs- und Meßwertprogramm

Das Flußdiagramm in Abb. 3.7 gibt einen Überblick über die Funktionsweise des Programmes zur Steuerung der Meßapparatur und zur Ermittlung der dehnungsabhängigen Dämpfung. Vor dem Start der Dämpfungsmessung werden die Schnittstellenparameter festgelegt. Der Datenaustausch erfolgt mit einer Übertragungsrate von 9600 Baud über eine RS 232-Schnittstelle, die den PC mit dem Digitalvoltmeter verbindet (siehe Abb. 3.3). Vor der Meßdatenaufnahme sind beide Schalter des Relais geöffnet. Anschließend erfolgt eine Abfrage, ob die Kalibrierungsmessung bezüglich Induktionsspannung und der Auslenkung der Probe durchgeführt werden soll.

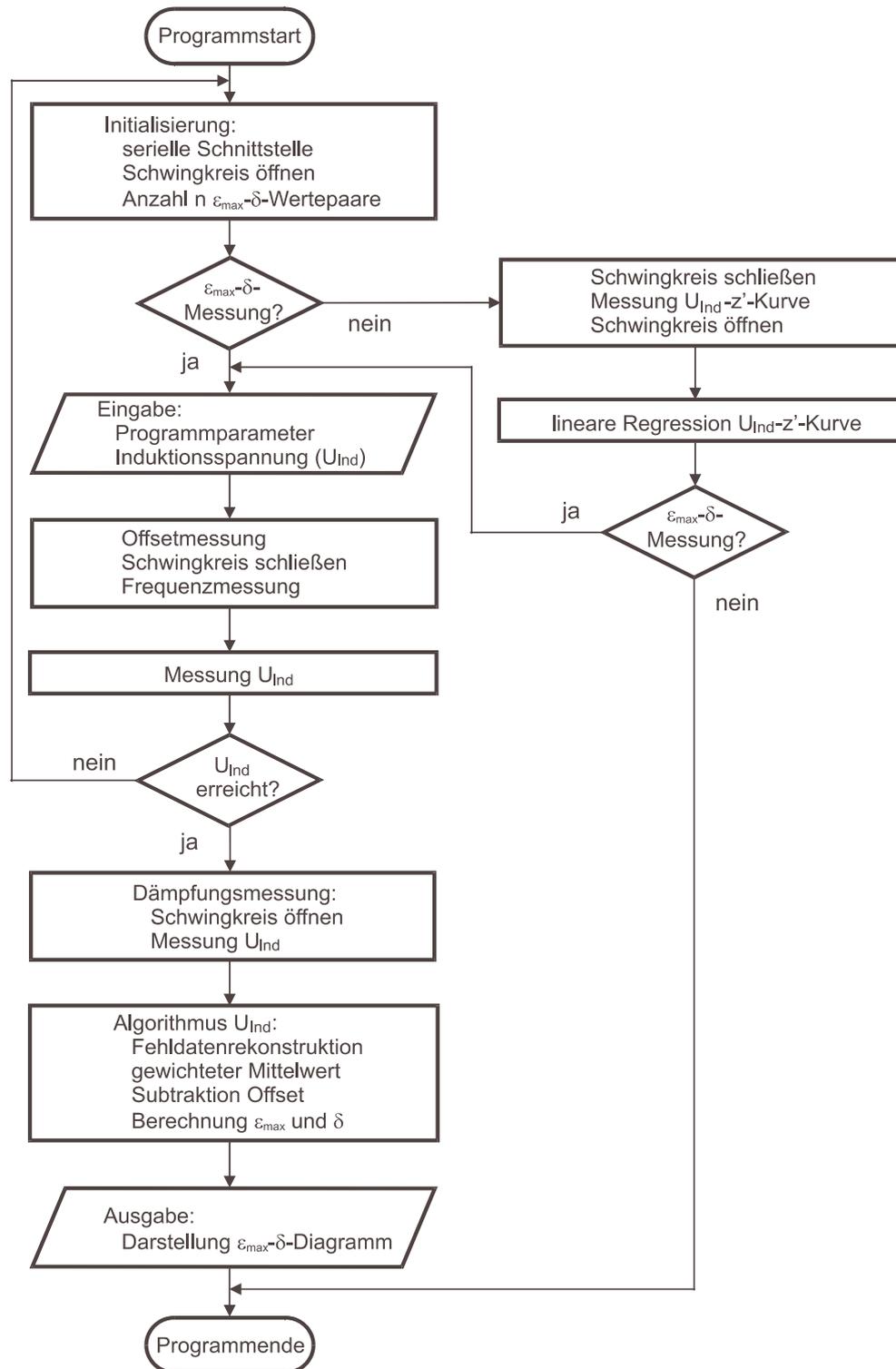


Abbildung 3.7: Flußdiagramm des Steuer- und Meßwertprogrammes zur computerunterstützten dehnungsabhängigen Dämpfungsmessung.

- Falls ja, wird der Schwingkreis geschlossen und die Auslenkung als Funktion der induzierten effektiven Wechselspannung ermittelt. Dazu werden die Induktionsspannungsauslenkungs-Datenpaare über die Tastatur eingegeben. Abschließend wird die Rückkopplung des Schwingkreises wieder gestoppt. Die Steigung der Geraden, die den Zusammenhang zwischen der Auslenkung und der induzierten effektiven Wechselspannung angibt, wird vom Programm mittels linearer Regression errechnet. Das eigentliche Dämpfungsprogramm kann dann gestartet werden.
- Falls nein, wird die eigentliche Dämpfungsmessung sofort gestartet.

Nach der Induktionsspannungsauslenkungs-Kalibrierung erfolgt die Eingabe der Programmparameter. Um mit dem erhaltenen Proportionalitätsfaktor zwischen Auslenkung und gemessener Spannung die maximale Dehnungsamplitude am Einspannungsort des Biegebalkens zu berechnen, sind Länge l und Dicke a der zu untersuchenden Probe einzugeben (siehe Gl. (3.8)). Wenn die Kalibrierung aus früheren Messungen der untersuchten Probe bekannt und keine neue Kalibrierung erfolgt ist, ist in diesem Falle der bekannte Proportionalitätsfaktor zwischen induzierter Spannung und der Dehnungsamplitude in die Eingabemaske einzutragen. Durch die Eingabe der maximalen Meßdatenanzahl kann bei Kenntnis des Dämpfungsverhaltens eines bestimmten Werkstoffes ein gezielter vorzeitiger Abbruch der Meßdatenaufnahme erfolgen, um beispielsweise nur die Dämpfung für sehr hohe Dehnungsamplituden zu untersuchen.

Bevor die Meßdatenaufnahme beginnt, wird festgelegt, ob die automatische Meßbereichswahl des Digitalvoltmeters aktiviert werden soll. Ist diese aktiviert, kann während der Meßwertaufnahme ein Umschaltprozeß zwischen zwei Meßbereichen stattfinden, der mit einer Zeitverzögerung verbunden ist. Für hochdämpfende Werkstoffe, deren induzierte Maximalspannung erfahrungsgemäß innerhalb weniger Sekunden abgeklungen ist, sollte die Meßbereichsautomatik allerdings deaktiviert und nur ein fester Meßbereich gewählt werden, weil während der Zeit des Umschaltens, die ca. 300 ms beträgt [21], keine Daten verfügbar sind und somit der Datenverlust zu groß wäre. Um eine korrekte elektromagnetische Rückkopplung und damit den ordnungsgemäßen Start des Einschwingvorgangs der Biegeprobe zu gewährleisten, ist die Angabe einer Minimalspannung, die nicht zu unterschreiten ist, erforderlich. Abschließend wird der Name der Ausgabedatei, die alle relevanten Programmparameter im Dateikopf enthält, eingegeben.

Vor dem Schließen der Rückkopplung wird der Offset ermittelt, anschließend werden die Relais per Centronics-Schnittstelle angesteuert und geschlossen. Dann wird die Frequenz der eingeschwungenen Probe über die Periodendauer bestimmt. Ist die vorbestimmte Minimalspannung erreicht, wird die Dämpfungsmessung gestartet, andernfalls abgebrochen. Zum Start der Dämpfungsmessung werden die im Relaiskasten befindlichen Relais

per Centronics geöffnet, so daß der Probe keine Energie durch den Wechselspannungsleistungverstärker mehr zugeführt wird und sie ausschwingt. Die Echteffektivwerte der induzierten Wechselspannung werden vom Digitalmultimeter per RS 232-Schnittstelle an den Personalcomputer transferiert. Ist die als Programmparameter vorgegebene maximale Zahl der Meßdaten erreicht, erfolgt eine Überprüfung der Meßdaten und schließlich die Berechnung und grafische Darstellung der dehnungsabhängigen logarithmischen Dekremente (siehe Kap. 3.3.1). Die programmtechnische Auswertung der Daten ist in Kap. 3.3.3 genauer beschrieben.

3.3.3 Auswertung

Rohdatenüberprüfung

Sollten Übertragungsfehler zwischen Multimeter und Computer aufgetreten sein, werden die entsprechend falschen Nullwerte rekonstruiert, wenn die Anzahl der fehlerhaft übertragenen Daten kleiner als zehn Prozent der insgesamt aufgenommenen Daten ist. Zur Rekonstruktion werden die vier vorhergehenden und die vier folgenden Datenpunkte von diesem Fehlwert herangezogen. Der Fehlwert wird durch den Mittelwert dieser benachbarten Meßpunkte ersetzt. Dabei werden Nullwerte nicht berücksichtigt. Sollten auch die beiden benachbarten Werte aus Übertragungsfehlern stammen, wird die Prozedur der Konstruktion an diesen Werten wiederholt. Diese sukzessive Ersetzung der Fehlwerte ist unkritisch, da Übertragungsfehler erfahrungsgemäß nur bei der automatischen Meßbereichsumschaltung des Digitalmultimeters auftreten und höchstens drei Fehlmessungen bei einem Bereichs- oder Funktionswechsel beobachtet wurden, was in Übereinstimmung mit Herstellerangaben ist [21].

Schwankungen der gemessenen Spannungswerte, z.B. aufgrund von Rauschen, können gemäß Gl. (3.9) zu starken Änderungen der Dämpfung führen. Daher werden die Daten zweimal geglättet, indem der Mittelwert aus den zwei vorhergehenden und folgenden Daten inklusive des Meßwertes selbst gebildet und als neuer Datenpunkt abgespeichert wird. Da für den höchsten Spannungswert nach dem Öffnen des Schwingkreises keine vorhergehenden Daten zur Verfügung stehen, wird für die Anwendung des gleitenden Mittels erst der dritte Spannungswert nach Unterbrechung des elektromagnetischen Schwingkreises als Startwert der geglätteten Meßreihe, aus der später die Dämpfung berechnet wird, herangezogen. Dieser ist jedoch aufgrund der durchgeführten Mittelwertbildung zugunsten der vorhergehenden Meßwerte gewichtet, so daß der dadurch entstehende Informationsverlust bezüglich der Maximaldämpfung gering ist. Für die beiden niedrigsten Spannungswerte kann die beschriebene Mittelwertbildung nicht durchgeführt werden. Da geringste elek-

trische Störeinflüsse gerade bei kleinen Induktionsspannungen zu starken Schwankungen und daher bei der Berechnung des logarithmischen Dekrements zu großen Fehlern führen, werden die beiden niedrigsten Spannungswerte neu berechnet. Sie ergeben sich aus der Geradengleichung, die aus den vier vorherigen Meßdaten mittels linearer Regression ermittelt worden ist. Abschließend wird der am Anfang der Messung abgespeicherte Offset von diesen korrigierten Rohdaten subtrahiert.

Zeitkorrektur der geprüften Rohdaten

In Abb. 3.8 ist der zeitliche Verlauf verschiedener abklingender Spannungssignale dargestellt. Es wird deutlich, daß bei der Behandlung des Meßsignales die Abklingfunktion des Multimeters zu berücksichtigen ist. Dies gilt insbesondere für rasch abfallende Kurven, d.h. hochdämpfende Werkstoffe oder hohe Resonanzfrequenzen. Wie aus der halbloga-

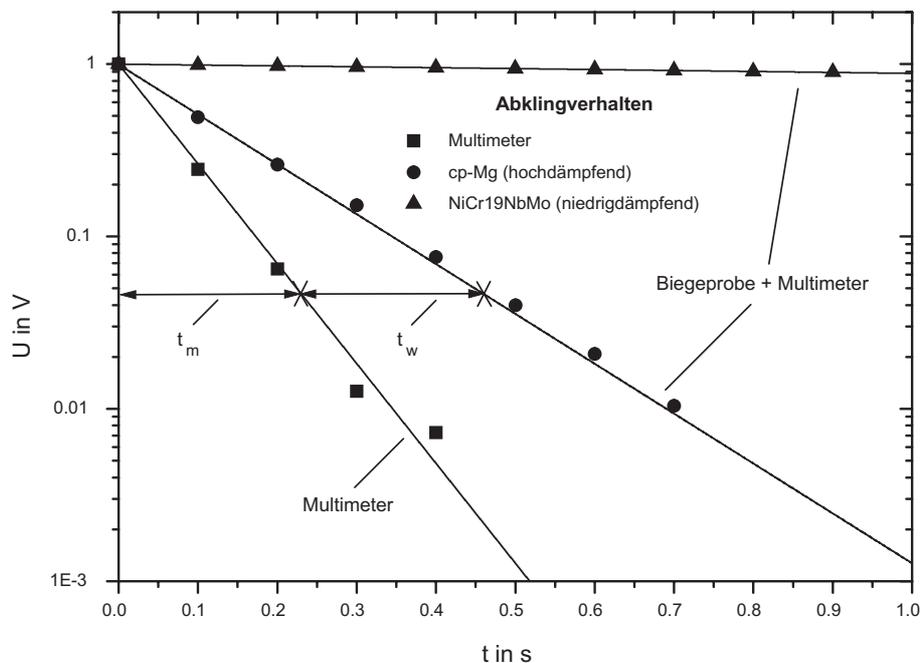


Abbildung 3.8: Korrektur der Meßwerte um t_m aufgrund der zeitlichen Spannungsabnahme des Multimeters.

rithmischen Auftragung in Abb. 3.8 ersichtlich, folgt die Abklingkurve des Multimeters nach Unterbrechung eines externen aufgebrachtten Spannungssignales im wesentlichen einer Exponentialfunktion, so daß das Multimeter als ein RC-Glied mit Abklingkonstante τ angesehen werden kann. Zur Bestimmung von τ wurde eine von einem Funktionsgenerator erzeugte Sinusschwingung auf die Eingänge des Multimeters gegeben und das zeitliche

Abklingverhalten nach Unterbrechung des Stromkreises ermittelt (siehe Abb. 3.8: Multimeter). Um den wahren zeitlichen Meßverlauf des abklingenden Induktionsspannungssignales der frei abklingenden Biegeschwingungen zu erhalten, muß eine entsprechende Verschiebung der Zeitachse um die spannungsabhängige Abklingzeit des Multimeters t_m vorgenommen werden. Die für die Werkstoffdämpfung relevante tatsächliche Zeit t_w ergibt sich nach Abb. 3.8 als

$$t_w = t - t_m. \quad (3.10)$$

Für die abklingende Meßspannung des Wechselspannungsmeßgerätes bei stufenförmiger Abschaltfunktion gilt also

$$U(t) = U_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right), \quad (3.11)$$

mit $U_0 = U(t = 0)$. Daraus folgt

$$t_m = \tau \ln\left(\frac{U_0}{U(t)}\right). \quad (3.12)$$

Für die werkstoffrelevante Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Messungen gilt

$$\Delta t_w = t_{w,n+i} - t_{w,n}, \quad (3.13)$$

wobei i die Anzahl der Perioden zwischen der n -ten und $(n + i)$ -ten Spannungsamplitude ist. Unter Berücksichtigung von Gl. (3.9) ergibt sich dann das logarithmische Dekrement δ einer abklingenden mechanischen Schwingung mit Periodendauer T als

$$\delta = \frac{1}{i} \ln\left(\frac{U(t_n)}{U(t_{n+i})}\right) = \frac{T}{\Delta t_w} \ln\left(\frac{U(t_n)}{U(t_{n+i})}\right). \quad (3.14)$$

Mit Gl. (3.10) und Gl. (3.12) läßt sich Δt_w schreiben als

$$\Delta t_w = \Delta t - \tau \ln\left(\frac{U(t_n)}{U(t_{n+i})}\right). \quad (3.15)$$

Δt ist dabei die Meßzeit für die Messung der Wechselspannung. Daraus folgt für die Dämpfung aus zwei aufeinander folgenden Spannungsmessungen $U(t_n)$ und $U(t_{n+i})$

$$\delta = \frac{T \ln\left(\frac{U(t_n)}{U(t_{n+i})}\right)}{\Delta t - \tau \ln\left(\frac{U(t_n)}{U(t_{n+i})}\right)}. \quad (3.16)$$

Es wird deutlich, daß das logarithmische Dekrement sowohl von der zeitlichen Abnahme des Spannungssignales als auch von der Schwingfrequenz des Biegebalkens $f = \frac{1}{T}$ abhängig ist. Wie aus Abb. 3.8 hervorgeht, ist die durchgeführte Zeitkorrektur gerade für hochdämpfende Materialien (z.B. cp-Mg = 99.98 gew.% Mg) im Gegensatz zu niedrigdämpfenden Proben (z.B. NiCr19NbMo) nicht zu vernachlässigen.

Datenreduktion

Um die Datenmenge zu reduzieren und eine geeignete äquidistante Auftragung der Meßwerte über eine logarithmische Dehnungsachse zu ermöglichen, wird der aufgenommene Datensatz in logarithmisch äquidistante Intervalle unterteilt. Ausgehend von der Anfangs-

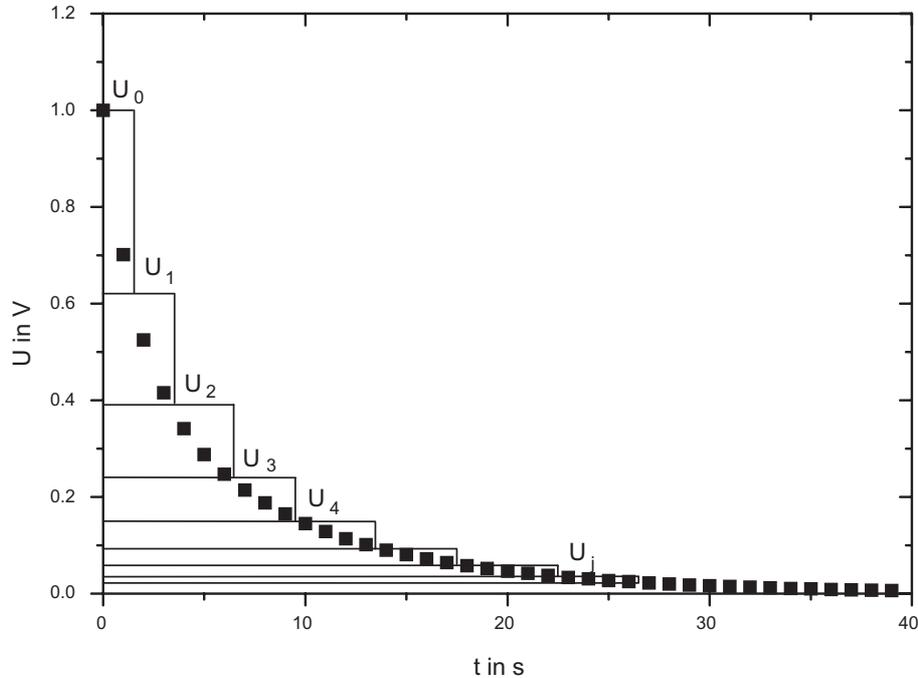


Abbildung 3.9: Reduktion der Datenpunkte in Mittelwerte aus Intervallen. Die Intervallgrenzen bilden eine geometrische Folge.

spannung $U_0 = U(t = 0)$ werden die Intervallgrenzen $U_j = U(t_j)$ durch fortlaufende Multiplikation mit derselben Zahl $p < 1$, berechnet. Es gilt

$$U_j = U_0 p^j, \quad (3.17)$$

mit $j = 1 \dots n$. Damit beschreiben die streng monoton abfallenden Werte der Intervallgrenzen eine geometrische Folge (Abb. 3.9). n ist die reduzierte Datenzahl, die sich als Mittelwert über alle in einem Intervall befindlichen und mittels Gl. (3.7) bzw. Gl. (3.16) berechneten $\epsilon_{\max}\text{-}\delta$ -Datenpaare ergibt.

Sollte der Quotient zwischen dem größten und dem nachfolgenden aufbereiteten Spannungswert größer als p und damit die nach Gl. (3.17) für $n = 1$ errechnete Spannung der rechten Intervallgrenze größer als der zweithöchste gemessene Spannungswert sein, wird das Intervall so lange vergrößert, bis zwei Werte in ihm liegen. Bei hochdämpfenden Werkstoffen mit geringer Dichte an Datenpunkten wird eine Datenreduktion jedoch aufgrund

der wenigen Daten nicht durchgeführt. Die erhaltenen ϵ_{\max} - δ -Datenpaare werden inklusive der Information über die Probengeometrie, der Steigung der Kalibriergeraden, der Resonanzfrequenz, der an das Multimeter übergebenen Programmparameter sowie der für die Messung individuell eingegebenen Kommentare des Benutzers abgespeichert. Damit ist die Messung dokumentiert und eine spätere Kontrolle oder Reproduktion möglich.

3.3.4 Typische Dämpfungskurven

In Abb. 3.10 ist die Dämpfung von reinem Magnesium (hp-Mg = 99.99 gew.% Mg) sowie der kommerziellen Magnesiumlegierung AZ91 (9 gew.% Al, 1 gew.% Zn, Rest Mg) als Funktion der maximalen Dehnungsamplitude ϵ_{\max} in doppelt logarithmischem Maßstab aufgetragen. Bei reinem Magnesium handelt es sich um einen extrem stark dämpfenden, bei AZ91 um einen eher gering dämpfenden Werkstoff [23]. Dieses Beispiel zeigt die Fähig-

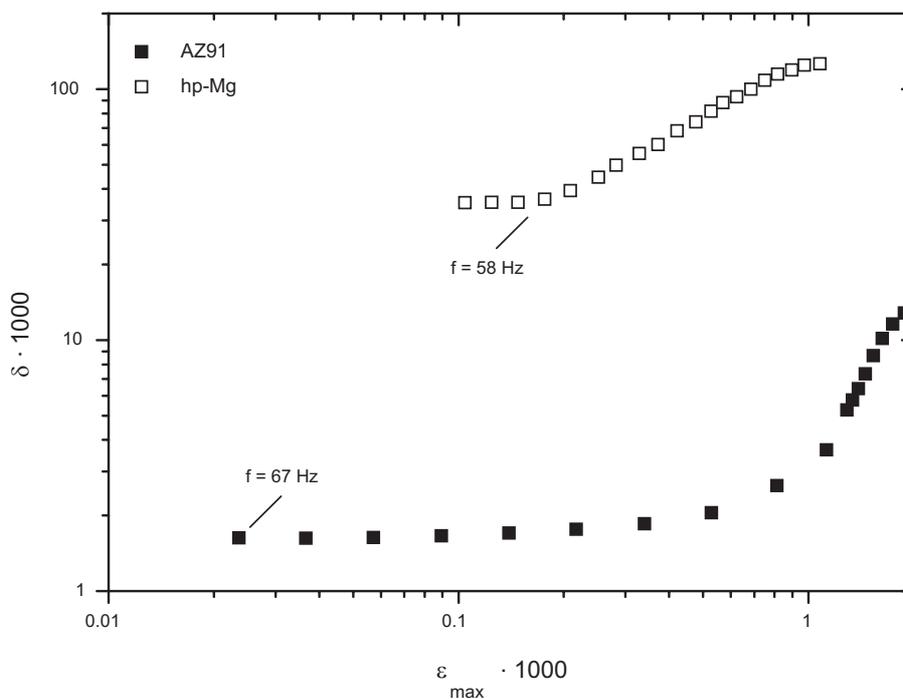


Abbildung 3.10: Dämpfung von reinem Magnesium und der Magnesiumlegierung AZ91 für Biegeschwingungen in Abhängigkeit von der maximalen Dehnungsamplitude in der Biegeprobe.

keit der beschriebenen Apparatur, Materialien unterschiedlichster Dämpfung zu messen. Die Dämpfungskurven mit logarithmischer Dehnungsauftragung weisen einen für Metalle typischen Dämpfungsverlauf auf. Bei beiden Metallen erweist sich für kleine Dehnungs-

amplituden die Dämpfung als dehnungsunabhängig (δ_0), für hohes ϵ_{\max} dagegen ist ein Anwachsen der inneren Reibung mit zunehmender maximaler Dehnungsamplitude zu beobachten (δ_H). Dies wird bei Magnesiumlegierungen hauptsächlich durch Versetzungslosreißen und Bewegen von Versetzungen verursacht [24, 25].

3.3.5 Apparaturbedingte Beeinflussung der Dämpfungsmessung

Äußere Reibung

Ein Problem bei Dämpfungsmessungen stellt die Überlagerung der Materialdämpfung mit äußeren Reibungen, z.B. mit der Einspannung der Probe oder durch die umgebende Luft dar. Im folgenden soll daher der Einfluß unterschiedlicher externer Dämpfungseffekte auf die Materialdämpfung abgeschätzt werden. Um kleinste Änderungen der gemessenen Dämpfung durch externe Reibung zu beobachten, wurde eine niedrigdämpfende NiCr19NbMo-Probe verwendet.

Probeneinspannung: Zur Untersuchung des Einflusses der Probeneinspannung wurden die M8-Inbusschrauben des die Probe flächig andrückenden Probenhalters durch einen

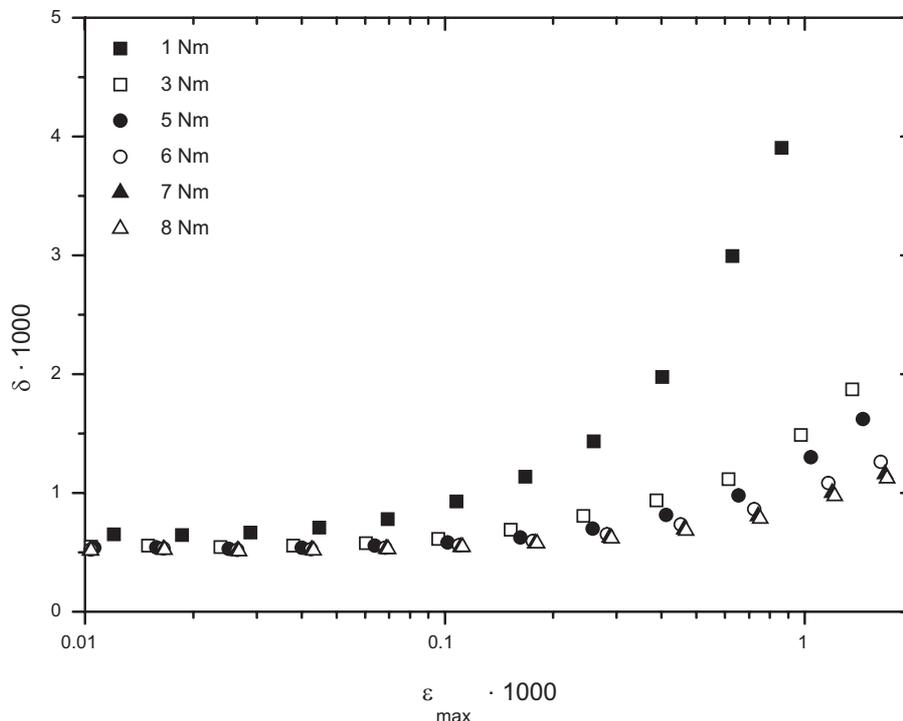


Abbildung 3.11: Einfluß des Drehmoments der Einspannschrauben auf die gemessene Materialdämpfung von NiCr19NbMo, Vakuum 60 Pa.

Drehmomentschlüssel mit einstellbaren Drehmomenten zwischen 1 Nm und 8 Nm im Probenhalter angezogen. Abb. 3.11 zeigt die Abhängigkeit der dehnungsabhängigen Dämpfung vom Drehmoment der einspannenden Schrauben. Während die Einspannung für kleines ϵ_{\max} nur eine geringe Rolle spielt, kann sie für hohe Dehnungsamplituden zu einem erheblichen Dämpfungsanstieg führen. Aus diesem Grunde sind zuverlässige Dämpfungsmessungen nur möglich, wenn die Schrauben mit Drehmomenten > 6 Nm angezogen wurden. Diese Bedingung wurde für alle in dieser Arbeit erfolgten Messungen eingehalten.

Luftdämpfung: Die Messung der Dämpfung erfolgt unter Vakuum (60 Pa), um den Einfluß der Luftreibung auf die Dämpfung zu reduzieren. Diese ist bei niedrigdämpfenden Werk-

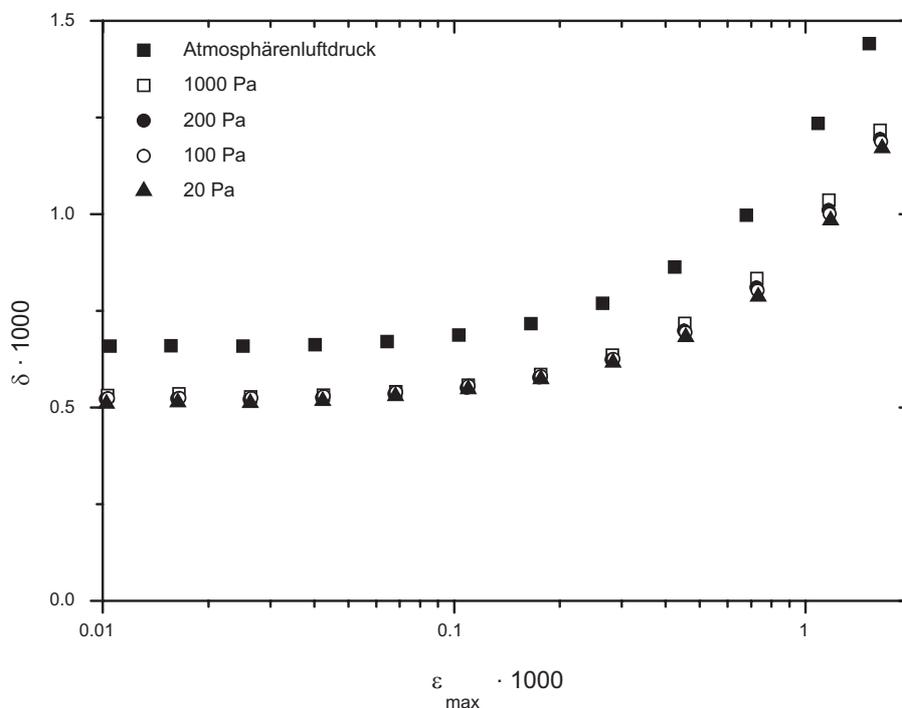


Abbildung 3.12: Einfluß der Luftdämpfung auf die Dämpfung von NiCr19NbMo, Resonanzfrequenz 86 Hz.

stoffen nicht zu vernachlässigen wie aus Abb. 3.12 hervorgeht, in dem das logarithmische Dekrement von NiCr19NbMo gegen die maximale Dehnungsamplitude für verschiedene Luftdrücke aufgetragen ist. Man erkennt, daß die Kurven für verschiedene Luftdrücke entlang der Dämpfungsachse verschoben sind. Bei der benutzten Probenform und einer Schwingfrequenz von 86 Hz entspricht einem Luftdruckunterschied von 10^5 Pa ein Dämpfungsbeitrag der Umgebungsluft von ca. $0.2 \cdot 10^{-3}$. Für stärker dämpfende Werkstoffe wie z.B. Magnesium, Holz, PVC aber auch für die verwendete Magnesiumlegierung AZ91 ist

dieser Betrag für die gleiche Schwingfrequenz im Rahmen der Meßgenauigkeit zu vernachlässigen, so daß die entsprechenden Messungen auch unter normalen Luftdruckbedingungen durchgeführt werden können. Aus Abb. 3.12 ist ebenfalls zu erkennen, daß ein besseres Vakuum als etwa 100 Pa im Rahmen der Fehlergenauigkeit selbst für den niedrigdämpfenden Werkstoff NiCr19NbMo nicht mehr zu einer Verbesserung der Meßergebnisse beiträgt. Alle folgenden Messungen wurden unter einem Vakuum besser als 100 Pa durchgeführt.

Wirbelstromdämpfung

Wirbelstromdämpfung kann erwünscht sein, wenn es z.B. darum geht, das Schwingen von Zeigerinstrumenten zu dämpfen. Die Wirbelstromdämpfung muß bei der Durchführung von Dämpfungsmessungen an frei abklingenden Biegeschwingungen, die durch Verwendung eines sich bewegenden Permanentmagneten mittels elektromagnetischer Rückkopplung erzeugt werden, vermieden werden. Nach dem Aufbau der Apparatur zu urteilen

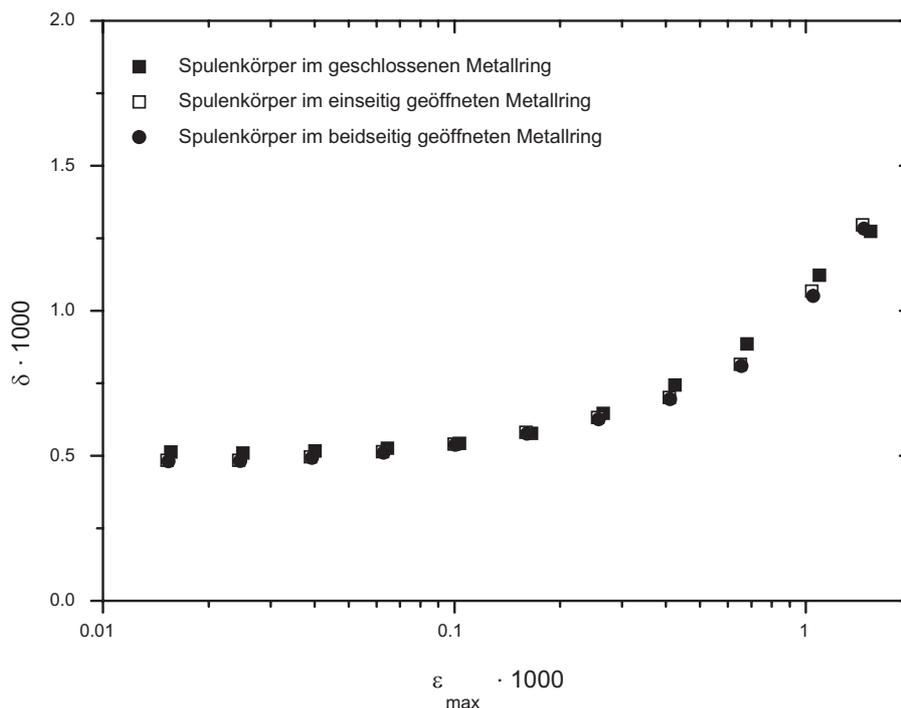


Abbildung 3.13: Einfluß der Wirbelstromdämpfung auf die Dämpfung von NiCr19NbMo.

(siehe Abb. 3.3) sollte das Bauteil mit der größten Wirbelstromdämpfung die die Spule umgebende Halterung in Form eines geschlossenen elektrisch leitenden Messingrings sein. Aus diesem Grund wurde die Spulenhalterung, die sich in Form zweier mit Schrau-

ben verbundener Metallhalbringe um die Spule legt, unterbrochen. Die erste Messung zur Wirbelstromdämpfung wurde an einem halboffenen Metallring durchgeführt. Dabei wurde einseitig eine Schraube entfernt, so daß die elektrische Leitung an dieser Stelle unterbrochen war und sich nur noch ein erheblich geringer Wirbelstrom einstellen konnte. Danach wurde auch die zweite Schraube herausgedreht, um die elektrische Verbindung beider Metallringe vollständig zu unterbrechen. Wie aus Abb. 3.13 ersichtlich, kann eine Wirbelstromdämpfung der Spulenhalterung vernachlässigt werden.

Stellung des Permanentmagneten zum Spulensystem

Um den Einfluß der Stellung des Permanentmagneten in der Luftspule zu untersuchen, wurde der quaderförmige Stabmagnet radial innerhalb des Spulenkörpers verschoben. In Abb. 3.14 ist der Abstand des Magneten vom Rand der Innenbohrung des Spulenkörpers dargestellt (siehe Abb. 3.4). Es wird deutlich, daß die Dämpfung nicht von der radialen Position des Magneten abhängt.

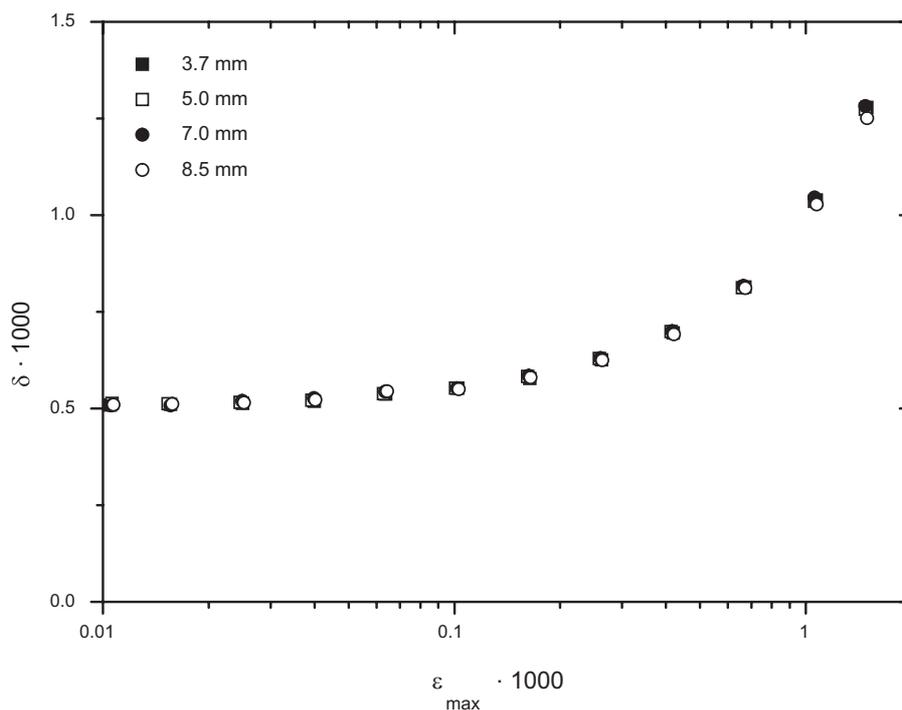


Abbildung 3.14: Radiale Verschiebung des Permanentmagneten in der Induktionsspule; Angaben relativ zum Innenrand des Spulenkörpers, NiCr19NbMo-Probe.

Analog zur radialen Verschiebung wurde eine Translation des Permanentmagneten entlang der Mittelachse der Spule durchgeführt. Die in Abb. 3.15 angegebenen Eindringtiefen

sind relativ zur Innenkante der Induktionsspule (siehe Abb. 3.4) gemessen und zeigen, daß die Dämpfung der verwendeten NiCr19NbMo-Probe bei zunehmender Eintauchtiefe für kleine Dehnungsamplituden erhöht wird. Im Bereich der für die meisten Messungen verwendeten Eintauchtiefe des Permanentmagneten in die Induktionsspule von etwa 1.9 mm sind diese Abhängigkeiten vernachlässigbar klein. Eine weitere mögliche Fehlerquelle

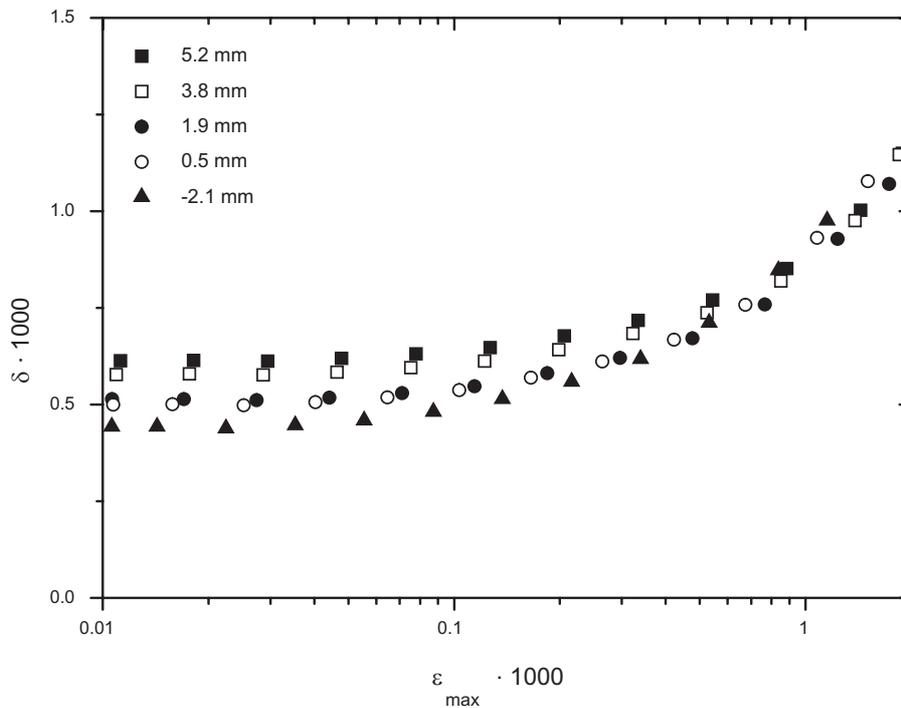


Abbildung 3.15: Verschiebung des Permanentmagneten entlang der Mittelachse des Meßspulensystems; Längenangaben: Abstand des Permanentmagnetpols relativ zur Innenkante der Induktionsspule; +: Richtung Spulnmitte; -: Richtung Spulenaußenkante, NiCr19NbMo-Probe.

bei der Ermittlung der Dämpfung stellt die Drehung der Probe um ihre Längsachse dar. Entsprechende dehnungsabhängige Dämpfungsergebnisse sind in Abb. 3.16 dargestellt, in der sich für verschiedene Kippwinkel des Permanentmagneten gegen die Achse der Luftspule unterschiedliche Meßergebnisse ergeben. Kleine Kippungen bis zu etwa 10° sind gegenüber der Nullposition zu vernachlässigen. Bei einer extremen Rotation der Probe von 45° verfälschen sie jedoch deutlich die Dämpfungsmessung für größere Dehnungsamplituden. Der Grund dafür ist wahrscheinlich die zusätzliche Anregung von Torsionsschwingungen, die zu einer scheinbaren Erhöhung der Materialdämpfung führt. Zudem kann der Einfluß der Torsion auf die Reibung in dem Probenhalter nicht ausgeschlossen werden.

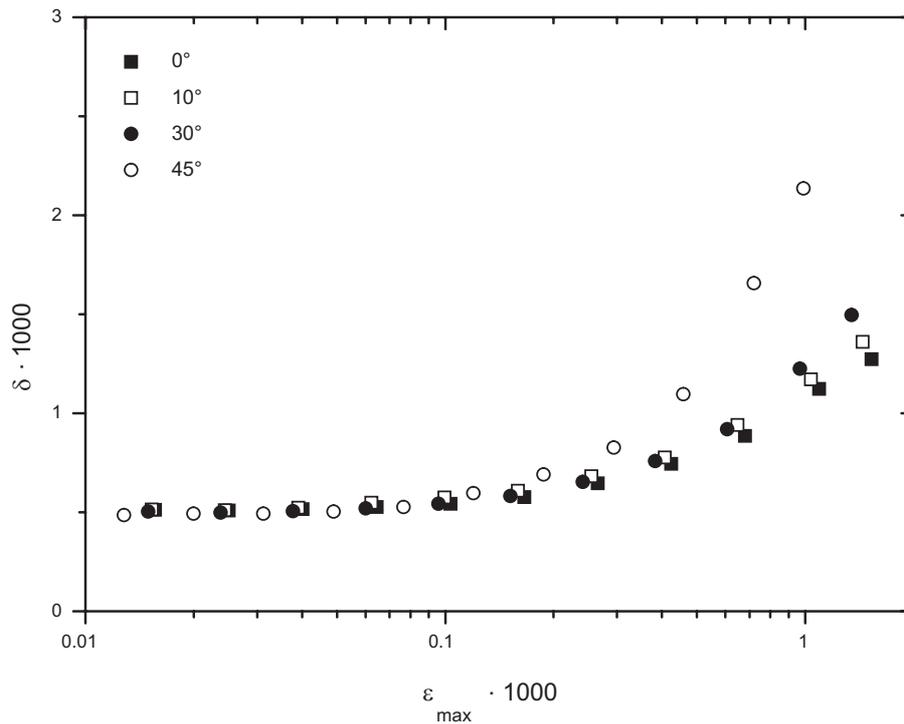


Abbildung 3.16: Einfluß der Verkippung der Längsachse des Permanentmagneten gegen die Achse der Luftspule auf die Dämpfung von NiCr19NbMo.

Einfluß des Entstörkondensators

Um Störfrequenzen wirksam zu unterdrücken, wurde der Induktionsspule ein Kondensator mit einer Kapazität $C = 6\mu\text{F}$ parallel geschaltet (siehe Abb. 3.3). Da dadurch zusammen mit der Selbstinduktivität L der Induktionsspule und dem ohmschen Widerstand R der Spule ein LCR -Glied mit einem frequenzabhängigen Scheinwiderstand Z gebildet wird, wird das induzierte Spannungssignal belastet und seine Amplitude verändert. Abhängig von der Schwingfrequenz resultiert daraus eine zusätzliche elektrisch verursachte Dämpfung. Abb. 3.17 zeigt die Veränderung der Dämpfung bei unterschiedlichen Kapazitäten für die verwendete NiCr19NbMo-Probe mit einer Schwingfrequenz von 86 Hz. Kapazitäten kleiner als $1\mu\text{F}$ haben kaum einen Einfluß auf die durch die Anlage gemessene Dämpfung dieser Probe, für Kapazitäten größer als $1\mu\text{F}$ steigt die Dämpfung mit zunehmender Kapazität an. Dieser Anstieg ist sowohl für den Bereich der dehnungsunabhängigen als auch den Bereich der dehnungsabhängigen Dämpfung zu beobachten. Die gemessene Dämpfungserhöhung infolge der Zunahme des Scheinwiderstandes ist jedoch gering, sie macht sich selbst bei der niedrigdämpfenden NiCr19NbMo-Probe hauptsächlich im dehnungsunabhängigen Dämpfungsbereich bemerkbar und kann für höherdämpfende Materialien bzw.

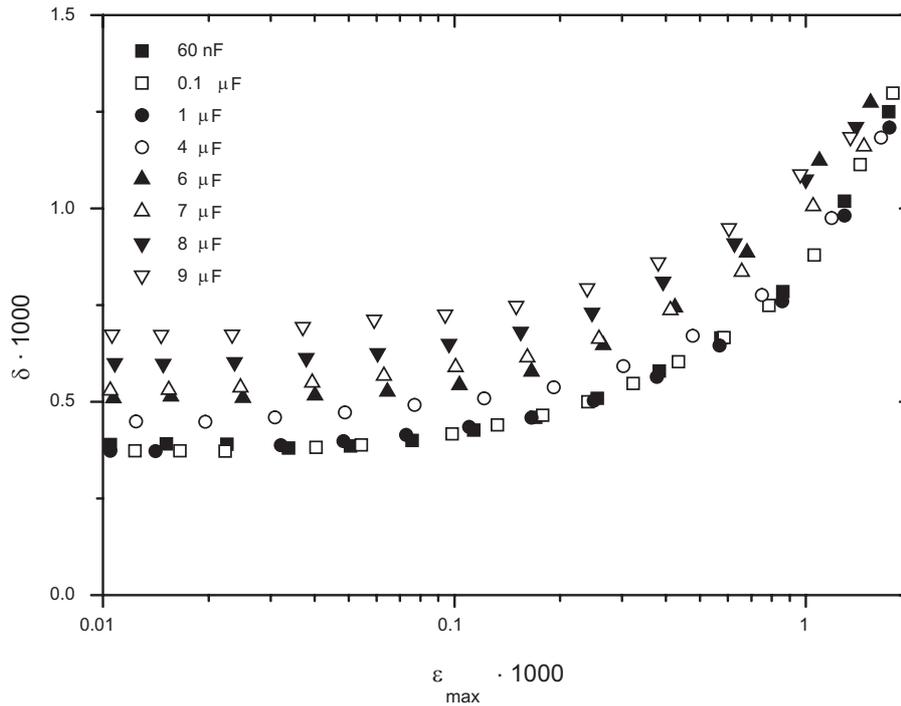


Abbildung 3.17: Einfluß zur Induktionsspule parallel geschalteter zusätzlicher Kapazitäten auf das Dämpfungsverhalten von NiCr19NbMo.

höhere Dehnungsamplituden für Kapazitäten bis ca. $10 \mu\text{F}$ (Abb. 3.17) vernachlässigt werden, da die Materialdämpfung dominiert. Die geringe meßbare Dämpfungsänderung der niedrigdämpfenden NiCr19NbMo-Probe bei Variation der Kapazität verdeutlicht die Empfindlichkeit des Dämpfungsaufbaus.

Offseteinfluß

Eine weitere Fehlerquelle der Dämpfungsmessung ist der Offset, der dem gemessenen Wechselspannungssignal überlagert ist. Unter Verwendung von Gl. (3.16) ist der relative Fehler $\frac{\Delta\delta}{\delta}$ bei Anliegen einer Offsetwechselspannung U_{Of}

$$\frac{\Delta\delta}{\delta} = \frac{\frac{T \ln\left(\frac{U(t_n)}{U(t_{n+i})}\right)}{\Delta t - \tau \ln\left(\frac{U(t_n)}{U(t_{n+i})}\right)} - \frac{T \ln\left(\frac{U(t_n) + U_{\text{Of}}}{U(t_{n+i}) + U_{\text{Of}}}\right)}{\Delta t - \tau \ln\left(\frac{U(t_n) + U_{\text{Of}}}{U(t_{n+i}) + U_{\text{Of}}}\right)}}{\frac{T \ln\left(\frac{U(t_n)}{U(t_{n+i})}\right)}{\Delta t - \tau \ln\left(\frac{U(t_n)}{U(t_{n+i})}\right)}}. \quad (3.18)$$

Nach Umformung von Gl. (3.16) läßt sich der einem Spannungswert $U(t_n)$ folgende Spannungswert zum Zeitpunkt t_{n+i} schreiben als

$$U(t_{n+i}) = \frac{U(t_n)}{\exp\left(\frac{\delta \Delta t}{T + \delta \tau}\right)}. \quad (3.19)$$

Durch Einsetzen von Gl. (3.19) in Gl. (3.18) ergibt sich daher für den relativen Fehler

$$\frac{\Delta\delta}{\delta} = 1 - \frac{\ln\left(\frac{U(t_n)+U_{\text{Of}}}{\frac{U(t_n)}{\exp\left(\frac{\delta\Delta t}{T+\delta\tau}\right)}+U_{\text{Of}}}\right)(\Delta t - \tau\frac{\delta\Delta t}{T+\delta\tau})}{\frac{\delta\Delta t}{T+\delta\tau}(\Delta t - \tau\ln\left(\frac{U(t_n)+U_{\text{Of}}}{\frac{U(t_n)}{\exp\left(\frac{\delta\Delta t}{T+\delta\tau}\right)}+U_{\text{Of}}}\right))}. \quad (3.20)$$

Um den relativen Fehler in Abhängigkeit vom Signal-Offset-Verhältnis $\frac{U(t_n)}{U_{\text{Of}}}$ darzustellen, wird Gl. (3.20) umgeschrieben zu

$$\frac{\Delta\delta}{\delta} = 1 - \frac{\ln\left(\frac{\frac{U(t_n)}{U_{\text{Of}}}+1}{\frac{U(t_n)}{U_{\text{Of}}\exp\left(\frac{\delta\Delta t}{T+\delta\tau}\right)}+1}\right)(\Delta t - \tau\frac{\delta\Delta t}{T+\delta\tau})}{\frac{\delta\Delta t}{T+\delta\tau}(\Delta t - \tau\ln\left(\frac{\frac{U(t_n)}{U_{\text{Of}}}+1}{\frac{U(t_n)}{U_{\text{Of}}\exp\left(\frac{\delta\Delta t}{T+\delta\tau}\right)}+1}\right))}. \quad (3.21)$$

In Abb. 3.18 ist der relative Fehler der Dämpfung $\frac{\Delta\delta}{\delta}$ gemäß Gl. (3.21) für verschiedene Dämpfungen und Resonanzfrequenzen in doppeltlogarithmischer Auftragung gezeigt.

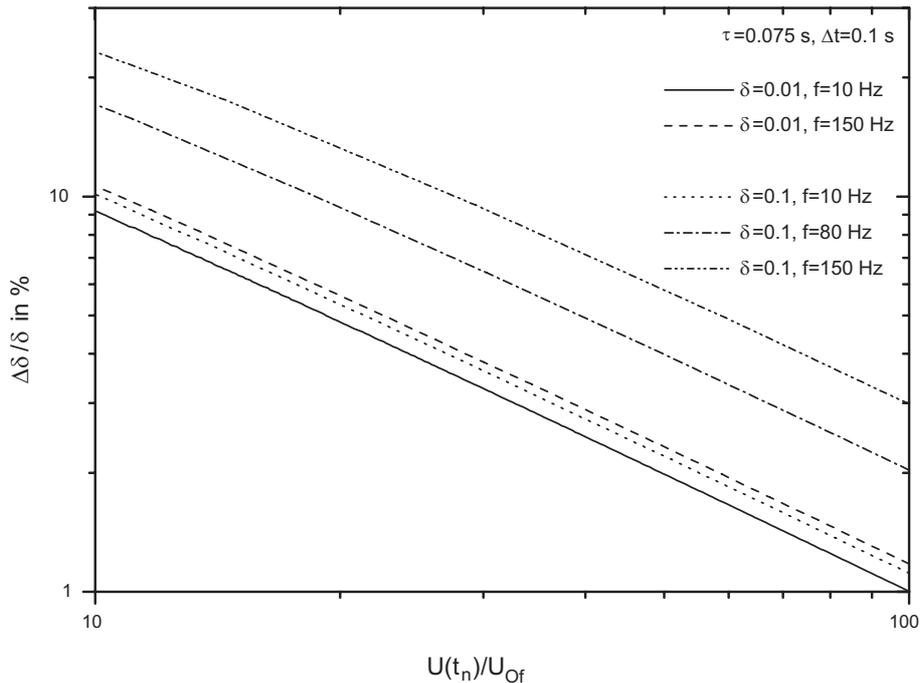


Abbildung 3.18: Relativer Fehler der Dämpfung bei unterschiedlichen Signal-Offset-Verhältnissen.

Man erkennt, daß der relative Fehler $\frac{\Delta\delta}{\delta}$ vom Signal-Offset-Verhältnis, von der Dämpfung und von der Resonanzfrequenz bestimmt wird, wie aus Gl. (3.21) hervorgeht. Während die Erhöhung der Frequenz bei kleiner Dämpfung zu einem unwesentlich höheren relativen

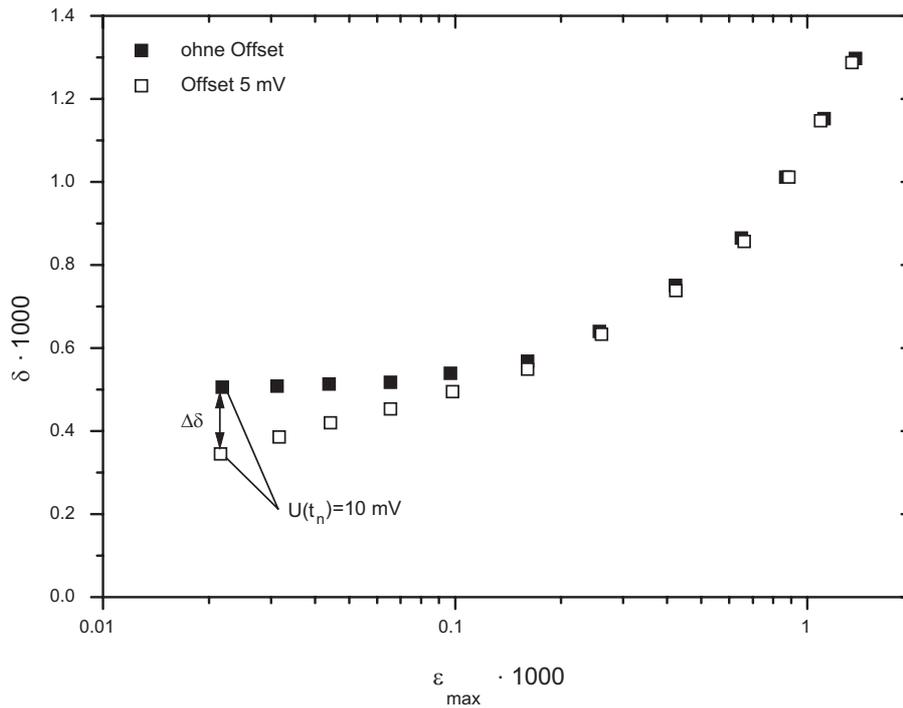


Abbildung 3.19: Offseteinfluß auf die Dämpfung von NiCr19NbMo, 86 Hz Resonanzfrequenz.

Fehler führt, bewirkt eine zunehmende Frequenz bei hoher Dämpfung ein stärkeres Anwachsen des relativen Fehlers. Dessen Anstieg spielt jedoch bei sehr geringen Frequenzen und unterschiedlichen Materialdämpfungen nur eine untergeordnete Rolle.

Um den generellen Einfluß des Offsets auf die dehnungsabhängige Dämpfung zu veranschaulichen, wurde zu den gemessenen induzierten effektiven Spannungswerten einer frei abklingenden NiCr19NbMo-Biegeprobe eine Offsetspannung von 5 mV addiert (siehe Abb. 3.19). Bei einem minimalen Spannungssignal von 10 mV tritt dabei für kleine Dehnungsamplituden ein Dämpfungsfehler von maximal $\Delta\delta = 1,5 \cdot 10^{-4}$ auf. Es wird deutlich, daß der offsetbeeinflusste Fehler für kleine Dehnungsamplituden ϵ_{\max} zu einer monoton fallenden und scheinbar kleineren Materialdämpfung führt. Der höchste Offset der vorgestellten Meßapparatur beträgt 1 mV. Das bedeutet einen maximalen relativen Fehler der Dämpfungswerte von ca. 10 % (siehe Abb. 3.18). Für die zu untersuchende Magnesiumlegierung AZ91 beträgt demnach nach Abb. 3.10 der maximal zu erwartende Dämpfungsfehler ca. $\Delta\delta = 2 \cdot 10^{-4}$. Dieser Fehler tritt nur bei sehr kleinen Dämpfungen auf und liegt dort innerhalb der Meßgenauigkeit der Dämpfungsmessungen. Er kann also bei der Bestimmung der Materialdämpfung vernachlässigt werden.

Kapitel 4

Dämpfungsmechanismen

4.1 Thermoelastischer Effekt

Der thermoelastische Effekt beschreibt ein thermisches Dämpfungsverhalten eines Werkstoffes. Diese Form von Anelastizität basiert auf einer spannungsinduzierten Temperaturdifferenz eines untersuchten Materials mit seiner Umgebung oder innerhalb derselben Probe [7]. Die Wiederherstellung des thermischen Gleichgewichts hat eine thermische Dehnungsänderung zur Folge, deren Stärke von der thermischen Diffusion beeinflusst ist und damit eine thermische Relaxation beschreibt. Diese thermische Relaxation muß bei Biegebalkenanordnungen mit transversalen Schwingungen berücksichtigt werden.

Wird ein Festkörper mit dem linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten α bei der Temperatur T einer Zugspannungsänderung $\Delta\sigma$ unterworfen, dann wird seine Temperatur um

$$\Delta T = -\frac{\alpha T \Delta\sigma}{C_\sigma} \quad (4.1)$$

erniedrigt [7, 26]. C_σ ist dabei die volumenbezogene spezifische Wärmekapazität bei konstanter Zugspannung σ . Diese Temperaturänderung hat eine Dehnungsänderung von $\Delta\epsilon = -\alpha\Delta T$ zur Folge, wobei sich die durch die Zugspannungsänderung verursachte absolute Dehnung mit Hilfe des Elastizitätsmoduls E als $\epsilon_0 = \frac{\Delta\sigma}{E}$ ergibt. Die gesamte thermisch bedingte Relaxationsstärke ist damit [12]

$$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon_0} = \frac{\alpha^2 T E}{C_\sigma}, \quad (4.2)$$

die im Anschluß an die Temperaturänderung ΔT bei der Wiederherstellung des Temperaturgleichgewichts zu messen ist. Liegt eine homogene, d.h. orts- und zeitunabhängige elastische Verformung $\epsilon \neq f(x, y, z, t)$ vor, stellt sich ein Wärmeausgleich mit der Umgebung

ein. Bei inhomogener elastischer Verformung $\epsilon = f(x, y, z, t)$ findet dabei der Temperaturengleich zum Teil in der Probe statt [7]. Der Wärmetransport in Richtung des Temperaturgefälles läßt sich durch die allgemeine Wärmeleitungsgleichung, die das gesamte räumliche und zeitliche Verhalten einer Temperaturverteilung wiedergibt, beschreiben [27]

$$\frac{dT}{dt} = D_t \nabla^2 T, \quad (4.3)$$

mit

$$D_t = \frac{\kappa}{C_\sigma}. \quad (4.4)$$

Hierbei sind $\frac{dT}{dt}$ die zeitliche Temperaturänderung, D_t die thermische Diffusivität und κ die thermische Wärmeleitfähigkeit. Gl. (4.3) gilt für den Fall, daß die thermische Diffusivität D_t sowohl zeit- als auch ortsinvariant ist.

Die Lösung der Wärmeleitungsgleichung ergibt ein diskretes Spektrum von Relaxationszeiten, die verschieden gewichtet sind. Nach der Einsteinschen Beziehung gilt für die mittlere Relaxationszeit τ bei einer mittleren freien Weglänge \bar{z} [28]

$$\tau = \frac{\bar{z}^2}{2D_t}, \quad (4.5)$$

wobei τ stark von der Probengeometrie und der Schwingungsmode abhängt und daher an die jeweiligen Versuchsbedingungen angepaßt werden muß. Mit einem Fehler von ca. 1.4 % gilt in Anlehnung an Gl. (4.5) für die mittlere Relaxationszeit für eine in der Grundmode schwingende Biegeprobe der Dicke a [7]

$$\tau = \frac{a^2}{\pi^2 D_t}. \quad (4.6)$$

Liegt wie in dem aktuellen Fall eine transversale Schwingung eines einseitig fest eingespannten quaderförmigen Biegebalkens vor (siehe Abb. 3.5), führt die am freien Ende angreifende Kraft F entlang der Längsachse der Probe zu einer Spannungsverteilung gemäß [12]

$$\sigma(x, z') = \frac{12F_p}{bh^3} xz', \quad (4.7)$$

wobei sich der entsprechende Koordinatenursprung am freien Probenende befindet. Aus Gl. (4.7) geht hervor, daß die Spannung σ linear vom Abstand x vom freien zum eingespannten Ende des Biegebalkens und vom Abstand z' von der neutralen Achse abhängt, wobei die Spannung bzw. Dehnung am Ort der Einklemmung ($x = l$) maximal ist (Gl. (3.6)). Die Spannungsverteilung entspricht einer inhomogenen Deformation innerhalb der Probe und führt zu einem in z' -Richtung wirkenden Temperaturgradienten von der erwärmten,

komprimierten zu der kälteren, gedehnten Oberfläche des Biegebalkens. Der einsetzende Wärmefluß und die damit verbundene Energiedissipation pro Schwingungszyklus verursachen eine meßbare thermische Dämpfung δ_t , die sich folgendermaßen darstellen läßt [7, 17]

$$\delta_t(f) = \delta_{\max} \frac{2f/f_0}{(f/f_0)^2 + 1} \quad (4.8)$$

mit

$$\delta_{\max} = \frac{\pi \alpha^2 T E}{2 C_\sigma} \quad (4.9)$$

$$f_0 = \frac{\pi D_t}{2a^2}, \quad D_t = \frac{\kappa}{C_\sigma} \quad (4.10)$$

Nach Gl. (2.15) beschreibt Gl. (4.8) damit einen Debyepeak, wobei δ_{\max} die maximale Dämpfung (Relaxationsstärke) bei der Schwingfrequenz f_0 ist und die Höhe des Debyepeaks angibt. Die Relaxationsstärke läßt sich mit dem Elastizitätsmodul E , dem linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten α , der absoluten Temperatur T und der volumenbezogenen spezifischen Wärmekapazität bei konstanter Zugspannung C_σ ermitteln. Anstatt C_σ wird für die Berechnung die in der Literatur häufiger angegebene volumenbezogene spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck C_p herangezogen. Diese Gleichsetzung ist unkritisch, da für kleine Drücke bzw. Zugspannungen keine wesentliche Änderung der Wärmekapazität des Festkörpers stattfindet. Ein Maximum des Debyepeaks tritt auf, wenn die Relaxationszeit für den Wärmeausgleich zwischen der gestauchten und der gedehnten Oberfläche des Biegebalkens der Zeit für einen Spannungswechsel (Zugspannung \longleftrightarrow Druckspannung) während einer Schwingungsperiode entspricht. Die Position des Maximums, die durch f_0 festgelegt wird, läßt sich als Funktion der thermischen Diffusivität D_t und der Dicke des Biegebalkens a beschreiben. Die Diffusivität selbst ist durch den Quotienten aus der thermischen Wärmeleitfähigkeit κ und der spezifischen Wärmekapazität bei konstanter Zugspannung C_σ definiert (siehe Gl. (4.4)).

Aus Gl. (4.8) geht hervor, daß die durch den thermoelastischen Effekt bedingte Anelasticität aus intrinsischen und damit wenig struktur- und gefügeabhängigen Größen bestimmt wird. Für Metalle gilt $\alpha \propto \frac{1}{T_m}$ bzw. $E \propto T_m$ [12] (T_m = Schmelzpunkt), so daß unter Verwendung von Gl. (4.9) für die Relaxationsstärke δ_{\max} folgt

$$\delta_{\max} \propto \frac{1}{T_m}. \quad (4.11)$$

Leichtmetalle wie Aluminium und Magnesium, die einen niedrigen Schmelzpunkt besitzen, weisen daher nach Gl. (4.11) eine hohe Relaxationsstärke auf.

4.2 Versetzungsbewegung

Die Bewegung von Versetzungen ist im wesentlichen durch Peierlsbarrieren, andere Versetzungen, Fremdatome und Versetzungsknoten behindert [29]. Während die Peierlsbarrieren für die Erklärung von Bordonipeaks herangezogen werden, spielt die Wechselwirkung mit anderen Versetzungen für stark deformierte Materialien eine Rolle.

Eine Möglichkeit der Verbindung zwischen Versetzungen und Fremdatomen ist, daß die Fremdatome bei Aufbringung einer externen Spannung in Richtung der ausbauchenden Versetzungssegmente diffundieren. Der Diffusionsvorgang führt zu einer Phasendifferenz zwischen der angelegten Spannung und der Versetzungsbewegung und damit zu einer Materialdämpfung. Dieses Mikrokriechen geschieht allerdings nur bei kleinen Frequenzen oder hohen Temperaturen [29].

Nach einem Modell von Koehler basiert die Versetzungsdämpfung auf einem Verankerungsmechanismus der Versetzungen mit Fremdatomen [30]. Die zwischen den Fremdatomen verankerten Versetzungssegmente schwingen unter dem Einfluß einer externen Spannung und führen zu einer Energiedissipation (Dämpfung) durch die oszillierenden Bewegungen der Versetzungssegmente.

Granato und Lücke haben dieses Modell aufgegriffen und daraus eine Versetzungstheorie entwickelt. Während in Koehler's Modell angenommen wird, daß Versetzungen lediglich an Haftzentren verankert werden, haben Granato und Lücke diese Ankerpunkte in starke und schwache Haftzentren differenziert [31, 32]. Im Metall werden die starken Ankerpunkte im wesentlichen durch Matrixatome charakterisiert, bei den schwachen Ankerpunkten handelt es sich größtenteils durch im Metall befindliche Fremdatome. Diese wechselwirken aufgrund des Cottrell-Mechanismus mit den Versetzungen und bestimmen somit die Länge der Versetzungssegmente [33].

4.2.1 Versetzungsdämpfung

Mit Hilfe der Bewegungsgleichung des Dreiparametermodells (Kap. 2.1, Gl. (2.6)) läßt sich die Anelastizität eines Festkörpers mit der Versetzungsbewegung korrelieren [34]. Für die Dehnung ϵ des Materials ergibt sich daraus [35]

$$\epsilon = \frac{\sigma}{E_u} + \Lambda bu. \quad (4.12)$$

Die aus Gl. (2.6) resultierende Bewegungsgleichung der Versetzungsbewegung ist

$$B\dot{u} + Ku = b\sigma. \quad (4.13)$$

u beschreibt den mittleren von einem Versetzungssegment zurückgelegten Weg (siehe Abb. 4.1), Λ ist die Versetzungsdichte, b der Burgersvektor der Versetzungen, K ist die entweder durch innere Spannungen oder durch die innere Spannung γ der Versetzungen verursachte Rückstellkraft und B ist ein Dämpfungsterm [35]. Für die durch Gl. (2.15) gegebene

● Ankerpunkt

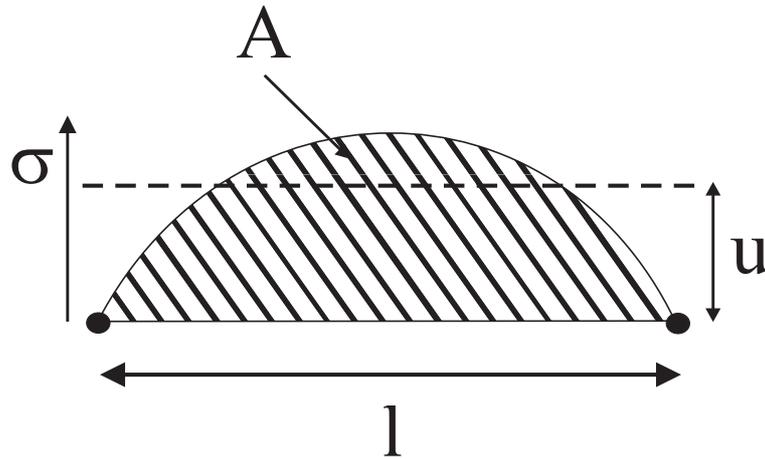


Abbildung 4.1: Ausbauchung eines Versetzungssegmentes bei der Spannung σ , $l \cdot u = A$ (schematisch).

Dämpfung δ , mit

$$\delta = \Delta \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (4.14)$$

ergibt sich durch die Versetzungsbewegung eine Relaxationsstärke Δ von

$$\Delta = \frac{\pi\Lambda b^2 E_u}{K} \quad (4.15)$$

und

$$\tau = \frac{B}{K}. \quad (4.16)$$

Schwingungsmodell

Für den Fall, daß die Rückstellkraft K nur auf die Linienspannung der zwischen zwei Ankerpunkten befestigten Versetzungssegmente mit mittlerer Versetzungsbogenlänge l zurückgeführt werden kann (Abb. 4.1), gilt

$$K = \frac{12\gamma}{l^2}. \quad (4.17)$$

Die hierbei auftretende Linienspannung ist

$$\gamma = \frac{b^2 E_u}{2}. \quad (4.18)$$

Für kleine Frequenzen ω folgt nach Gl. (4.14), daß $\delta = \Delta \cdot \omega \tau$. Mit Gl. (4.14), Gl. (4.16) und Gl. (4.17) gilt

$$\delta \propto \Delta \tau \propto \frac{1}{K^2} \propto l^4. \quad (4.19)$$

Hysteretische Dämpfung durch Versetzungsbewegung

Die aus Gl. (4.14) erwartete Frequenzabhängigkeit tritt in Dämpfungsexperimenten für kleine Frequenzen jedoch kaum auf, vielmehr ist eine Abhängigkeit nach Gl. (4.19) zu beobachten. Dies kann durch einen hysteretischen Effekt der Versetzungsbewegung erklärt werden. Bei Aufbringung einer periodischen Spannung erhält man mit Gl. (4.13)

$$i\omega B u + K u = b\sigma. \quad (4.20)$$

Die Hysterese läßt sich durch Aufteilung des Dämpfungstermes B in einen frequenzabhängigen, der erregenden harmonischen Spannung folgenden Term ωB und einen Term C beschreiben, der die Phasenlage zwischen der angelegten Spannung und der Versetzungsbewegung wiedergibt. Somit kann Gl. (4.20) umgeschrieben werden zu

$$i(\omega B + C)u + K u = b\sigma. \quad (4.21)$$

Die Dämpfung ergibt sich mit Gl. (4.14), Gl. (4.15) und Gl. (4.16) als

$$\delta = \frac{\pi \Lambda b^2 E_u}{K} \frac{(\frac{\omega B + C}{K})}{1 + (\frac{\omega B + C}{K})^2}. \quad (4.22)$$

Für hohe Frequenzen bleibt Gl. (4.14) bestehen, im Bereich kleiner Frequenzen gilt $\omega B \ll C$ und $C \ll K$, so daß aus Gl. (4.22) folgt

$$\delta = \frac{\pi \Lambda b^2 E_u}{K} \frac{C}{K}. \quad (4.23)$$

Mit Gl. (4.17) und Gl. (4.18) gilt

$$\delta = \frac{C}{72\gamma} \Lambda l^4. \quad (4.24)$$

Aus Gl. (4.24) geht hervor, daß die Dämpfung für geringe Frequenzen frequenzunabhängig, der Versetzungsdichte Λ und der vierten Potenz der mittleren Versetzungsbogenlänge l proportional ist.

Granato-Lücke-Modell

Bei Vorliegen einer äußeren Spannung tritt demnach neben der elastischen Dehnung eine durch die Versetzungsbewegung verursachte Dehnung auf, die bei kleinen Belastungen lediglich zu einem Ausbiegen der an Ankerpunkten befestigten Versetzungssegmente, jedoch ab einer bestimmten Spannung zu einem sukzessiven, katastrophalen Losreißen der Segmente von den schwachen Haftzentren führt (Abb. 4.2). Während die Ausbauchung ein

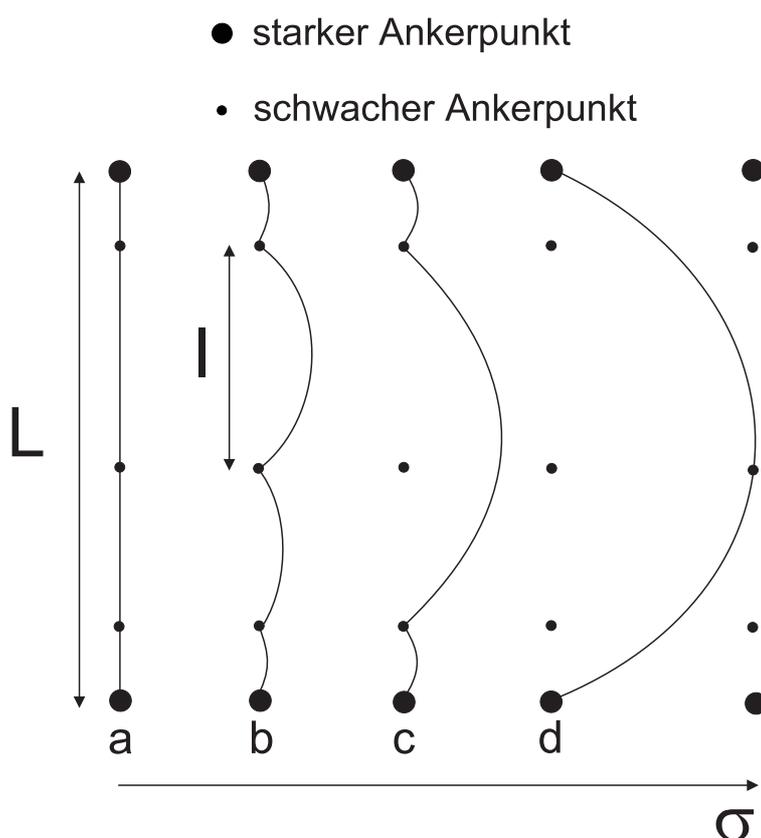


Abbildung 4.2: Versetzungslosreißen nach dem Modell von Granato und Lücke. Nach [36].

rein anelastisches Verhalten (dynamische Hysterese) darstellt, ist das Losreißen der Versetzungen ein Vorgang, der eine statische Hysterese im zugehörigen Spannungs-Dehnungs-Diagramm beschreibt. Die Bezeichnung „statisch“ bedeutet, daß die Hystereseschleife und damit die dissipierte Energie nicht oder in einem großen Frequenzbereich nur sehr gering frequenzabhängig ist.

In dem klassischen Versetzungsmodell von Granato und Lücke (1956) wird davon ausgegangen, daß die Haftzentren zufällig verteilt auf einer Versetzungslinie liegen und folgende

exponentielle Verteilung der Bogenlängen vorliegt

$$N(l)dl = \frac{\Lambda}{l_N^2} \exp\left(-\frac{l}{l_N}\right)dl, \quad (4.25)$$

wobei l_N der mittlere Abstand der Haftzentren ist. Mit dieser Verteilung gilt für die dehnungsabhängige Dämpfung (siehe z.B. [37])

$$\delta = \frac{C_1}{\epsilon} \exp\left(-\frac{C_2}{\epsilon}\right), \quad (4.26)$$

mit $C_1 = \frac{\Lambda L^3 F_b}{6bl^2 E}$ und $C_2 = \frac{F_b}{blE}$. Hierbei ist Λ die Versetzungsdichte, L die mittlere Versetzungsbogenlänge der starken und l die mittlere Versetzungsbogenlänge der schwachen Ankerpunkte. F_b ist die Bindungskraft zwischen der Versetzung und einem schwachen Haftzentrum, b ist der Burgersvektor und E der Elastizitätsmodul.

Trägt man Gl. (4.26) als $\ln(\delta \cdot \epsilon)$ gegen $\frac{1}{\epsilon}$ auf (Abb. 4.3), so erhält man als Steigung $-C_2$, und für $\epsilon = \infty$ am Schnittpunkt mit der y-Achse $\ln(C_1)$. Diese Darstellung wird auch als „Granato-Lücke-Plot“ bezeichnet [36].

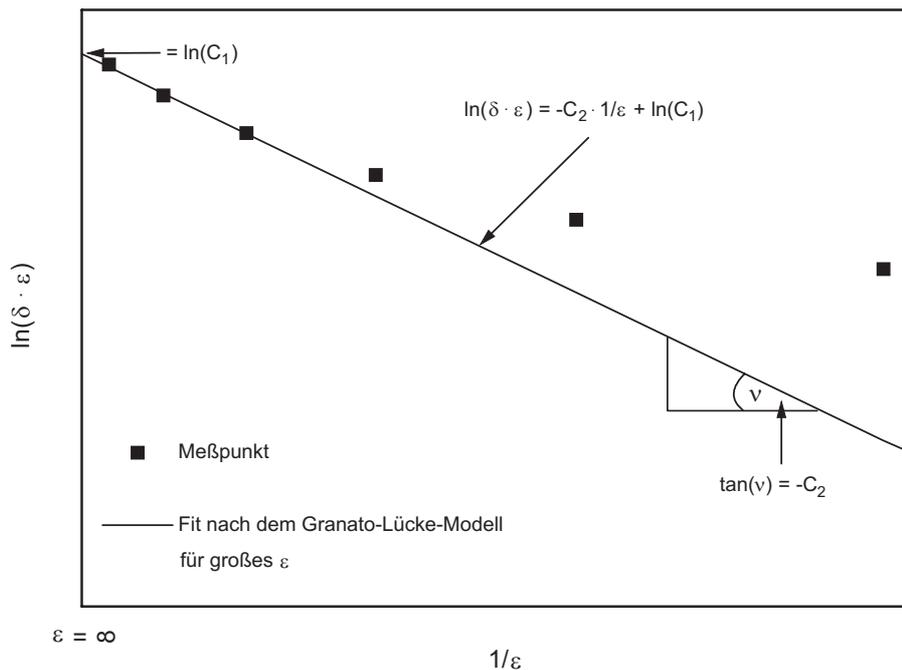


Abbildung 4.3: Granato-Lücke-Plot zur grafischen Bestimmung der Konstanten aus Gl. (4.26).

In der vorgestellten Dämpfungsapparatur wird die Dämpfung am Ort maximaler Dehnungsamplitude (Einspannungsort) gemessen (Gl. (3.7)). Bei der Durchbiegung in z' -Richtung ist die Verteilung der mechanischen Spannung in der Probe inhomogen. Die

Spannung ist an der Probenoberfläche am stärksten und in der Mitte am schwächsten. Damit stellt die gemessene Materialdehnung ϵ_{\max} lediglich einen Mittelwert dar und liefert keine Informationen über die Materialdämpfung als Funktion der Dehnung in einem beliebigen Volumenelement dV der Probe. Für die mittlere Dämpfung $\bar{\delta}$ einer Probe gilt

$$\bar{\delta} = \frac{1}{V} \int_V \delta(x, y, z) dV. \quad (4.27)$$

Korreliert die Ortsabhängigkeit einer Probe mit einer Dehnungsabhängigkeit der Dämpfung, muß dV durch $(dV/d\epsilon)d\epsilon$ ersetzt werden, so daß folgt [12]

$$\bar{\delta}(\epsilon_{\max}) = \frac{1}{V} \int_0^{\epsilon_{\max}} \delta(\epsilon) \frac{dV}{d\epsilon} d\epsilon. \quad (4.28)$$

Mit Gl. (4.28) läßt sich die mittlere Dämpfung bei bekannter Dehnungsabhängigkeit der Dämpfung und bekannter Dehnungsabhängigkeit im Volumen einer bestimmten Probenform in Abhängigkeit von der Maximaldehnung berechnen. Ist dagegen $\bar{\delta}(\epsilon_{\max})$ bekannt, erhält man andererseits mit Gl. (4.28) die Materialdehnung $\delta(\epsilon)$. Durch die Anwendung von Näherungsmethoden erhielt Lazan [38] für einen einseitig fest eingespannten Biegebalken (siehe Abb. 3.5) [12]

$$\delta(\epsilon) = \bar{\delta}(\epsilon) + \frac{7}{9} \epsilon \frac{d\bar{\delta}}{d\epsilon_{\max}} \Big|_{\epsilon} + \frac{1}{9} \epsilon^2 \frac{d^2 \bar{\delta}}{d\epsilon_{\max}^2} \Big|_{\epsilon}. \quad (4.29)$$

Mit Gl. (4.29) ist es möglich, im Falle eines einfachen Biegebalkens von der dehnungsabhängigen mittleren inneren Dämpfung der Probe $\bar{\delta}(\epsilon)$ auf die des Materials zurückzurechnen, um einen Granato-Lücke-Plot zur Bestimmung der Konstanten C_1 und C_2 (Abb. 4.3) durchführen zu können bzw. den Kurvenverlauf der gemessenen dehnungsabhängigen Dämpfung nach dem Granato-Lücke-Modell (Gl. (4.26)) anzupassen.

4.3 Rißbeeinflusste Dämpfung

Während in dem Bereich unterhalb der Streckgrenze der zu untersuchenden Magnesiumlegierung AZ91 mikrostrukturelle Änderungen (Versetzungsmechanismus) die Hauptursache für die Energiedissipation sind [24], muß man zusätzlich bei mikroplastischen Verformungen die Formänderungsarbeit der Probe berücksichtigen, die durch das Materialversagen (Bruch) zum Ausdruck kommt. Damit wird das Gebiet der Bruchmechanik betreten, das ein sehr komplexes Gebiet in der Physik darstellt.

Im folgenden soll versucht werden, den rißbeeinflussten dehnungsabhängigen Verlauf einer dehnungsabhängigen Dämpfungskurve zu beschreiben. Dabei wird die Dämpfungsmechanik als eine Kombination aus Rißwachstum und Rißöffnungsmodus betrachtet. Während bei dem Rißwachstum auf klassische bruchmechanische Betrachtungen zurückgegriffen wird, wird davon ausgegangen, daß die Rißöffnung einem rheologischen Mechanismus unterliegt.

4.3.1 Rißwachstum

Die Bruchmechanik geht davon aus, daß im untersuchten Material immer Fehler vorhanden sind und ermittelt die Bedingungen, unter denen sich ein vorhandener Riß ausbreitet. Die lokalen Beanspruchungen sind für ein gegebenes Material abhängig von dessen mechanischen Eigenschaften, der Belastung, der Rißgeometrie sowie weiteren Parametern wie Temperatur, Beanspruchungsgeschwindigkeit, umgebendes Medium und Zeit [39]. Abb. 4.4

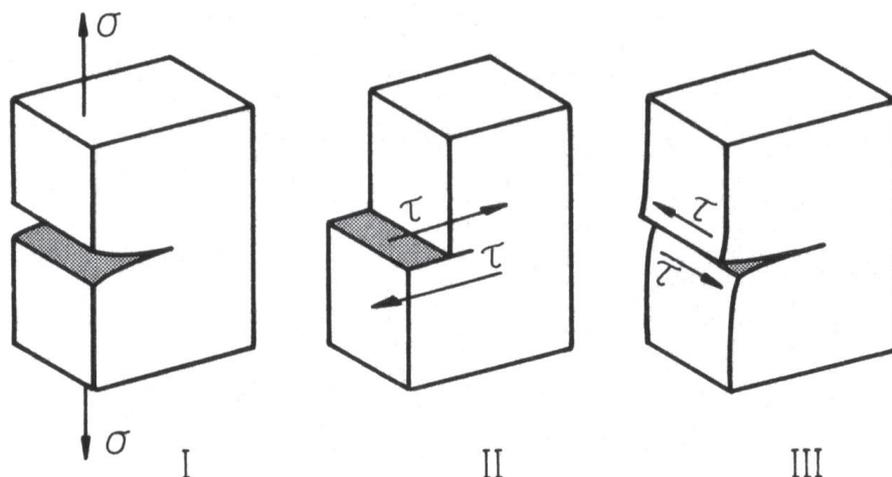


Abbildung 4.4: I: Normalspannung, II: Schubspannung τ rechtwinklig zur Rißspitze, III: Schubspannung τ parallel zur Rißspitze. Nach [40].

zeigt die hauptsächlich vorkommenden Rißöffnungsarten. Diese werden mit den Indizes I, II und III gekennzeichnet. Die Rißöffnungsart I, bei der der Riß geöffnet wird, ist entsprechend der hier durchgeführten Versuche mit einer Spannung senkrecht zur Oberfläche der Biegeprobe der hauptsächlich auftretende Belastungsfall [41]. Für den Rißöffnungsmodus I formulierte Griffith [42] ein Spröbruchkriterium durch die Gegenüberstellung der freiwerdenden elastischen Energie und der Oberflächenenergie des Risses. Irwin [43] modifizierte dieses Kriterium und weitete es für duktile Werkstoffe aus. Der bei einer Rißerweiterung benötigte Energiebedarf muß letztlich von der freiwerdenden elastischen Energie G gedeckt werden. Überschreitet G seinen kritischen Wert G_c , breitet sich der Riß aus. Für duktile Materialien berücksichtigt G_c sowohl elastische als auch plastische Energieanteile [44]. Die Bruchspannung ergibt sich für einen duktilen Werkstoff als [41]

$$\sigma_f = \sqrt{\frac{G_c E'}{\pi a}}. \quad (4.30)$$

Nach Gl. (4.30) nimmt die Spannung zur Rißerweiterung mit abnehmender Risslänge a zu.

4.3.2 Dämpfung durch Rißöffnung

Die Anwesenheit von Rissen und die in Gl. (4.30) gezeigte Proportionalität $\sigma_f \propto \frac{1}{\sqrt{a}}$ dienen als Voraussetzung für ein Modell, das den Verlauf der gemessenen rißbeeinflussten Dämpfungskurven beschreiben soll. Schon bei kleinen Dehnungen weit unterhalb der Streckgrenze des untersuchten Materials tritt eine Rißöffnung (Mode I, siehe Abb. 4.4) auf, die bei der harmonisch schwingenden Biegeprobe zu einem ständigen Öffnen und Schließen des Risses und beim Öffnen zu einer Energiefreisetzung durch das plötzliche Ablösen der gegenüberliegenden Rißflächen führen kann [45].

Smith et. al. [46] entwickelten ein Modell, das die dehnungsabhängige magnetomechanische Dämpfung von Fe-4% Si beschreiben konnte. In diesem Modell forderten sie, daß die irreversible Bewegung von magnetischen Domänengrenzen und der damit verbundene Energieverlust erst nach Überwindung einer lokalen kritischen Spannungsbarriere σ_c einsetzen kann. Dieser Ansatz soll als Grundlage für die Modellierung des Verlaufes der gemessenen rißbeeinflussten Dämpfungskurven dienen. Für den zu untersuchenden Effekt wurde ein entsprechendes rheologisches Dämpfungsmodell mit einem Dämpfungselement, das einen elementaren Riß charakterisiert und dem eine Feder mit Elastizitätsmodul E_i in Serie geschaltet ist, entwickelt. Das zugehörige Modell mit nur einem lokalisierten Dämpfungsglied ist in Abb. 4.5 gezeigt. Für Spannungen kleiner als die charakteristische Spannung $\sigma_{c,i}$ des Reibungselementes handelt es sich hierbei um eine unendlich steife Anord-

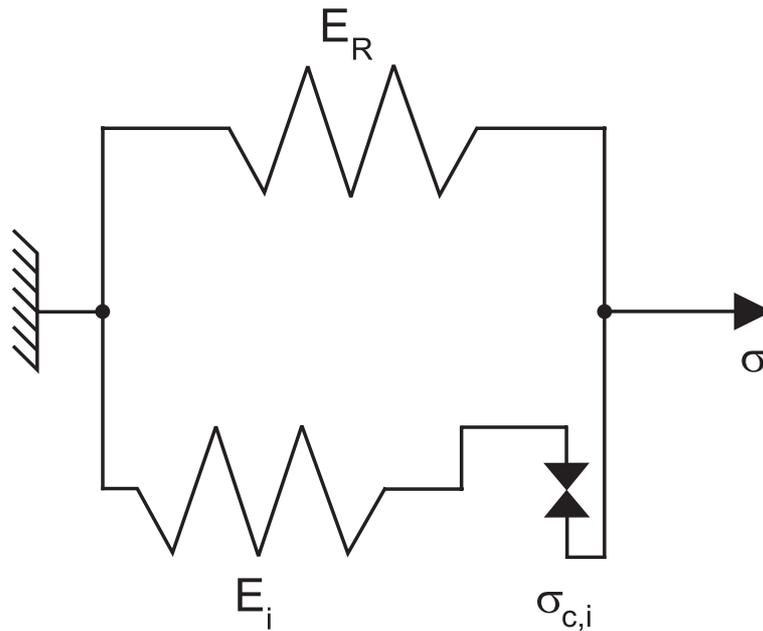


Abbildung 4.5: Rheologisches Modell bestehend aus einer Feder mit einem lokalisierten Reibungselement, das seine Haltekraft bei der Spannung $\sigma_{c,i}$ vollständig verliert.

nung. Bei Überschreiten dieser kritischen Spannung wird die Nachgiebigkeit allein durch das dem Dämpfungsglied parallel geschaltete Federelement, das den relaxierten Elastizitätsmodul E_R des Festkörpers repräsentiert, bestimmt, bis man die angelegte Spannung auf Null zurücknimmt. Das daraus resultierende Dehnungsverhalten der Dämpfung mit $\sigma_c \approx E_r \epsilon_c$, wobei $\sigma_c \equiv \sigma_{c,i}$, ist [12]

$$\delta(\epsilon) \propto \begin{cases} 0 & \text{für } \epsilon < \epsilon_c \\ \frac{\epsilon_c^2}{\epsilon^2 + \epsilon_c^2} & \text{für } \epsilon \geq \epsilon_c. \end{cases} \quad (4.31)$$

Bei Vorliegen nur eines Dämpfungsgliedes hat das mit Gl. (4.31) beschriebene Modell eine Dämpfungs-Dehnungs-Kurve wie in Abb. 4.6 schematisch dargestellt ist zur Folge. Dies würde jedoch den unrealistischen Fall beschreiben, daß die zur Dämpfung beitragenden Risse dieselbe Rißlänge hätten.

Das aus den Experimenten von Smith et. al. [46] erhaltene Modell zeigt die Notwendigkeit einer Verteilung der kritischen Dehnungen ϵ_c innerhalb des Materials, die eine wesentliche Bedeutung bei Dämpfungsmessungen darstellt, da bei Metallen gewöhnlich kein scharfes Dämpfungsmaximum vorliegt. Dies ist ein Hinweis darauf, daß auch die Parameter, die das vorliegende Rißmodell beschreiben, nicht konstant sondern an verschiedenen Stellen des Festkörpers unterschiedlich sind und so einer Verteilung unterliegen. Aus Lebensdauer-messungen an Metallen, die empirisch annähernd einer logarithmischen

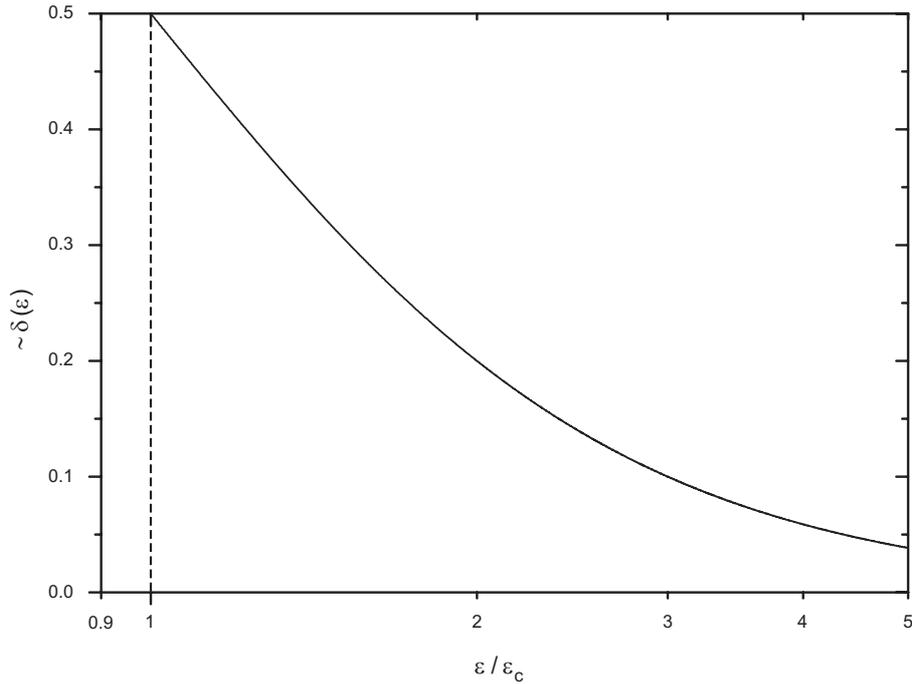


Abbildung 4.6: Dämpfungskapazität gegen die auf die maximale Dehnung zur Rißaufweitung ϵ_c normierte Dehnung in logarithmischer Skalierung aufgetragen.

Normalverteilung unterliegen [47], kann auf eine entsprechende Verteilung der stets im Material vorhandenen Rißlängen geschlossen werden. Diese Betrachtung erlaubt, daß eine realistische Verteilung der Dehnungszustände ϵ_c der sich hauptsächlich im Modus I (siehe Abb. 4.4) bewegenden Rißoberflächen unterschiedlicher Rißlänge in grober Näherung ebenfalls durch eine logarithmische Normalverteilung wiedergegeben werden kann. Diese lautet

$$V(\ln(\epsilon_c)) = \frac{1}{\ln(s)\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(\epsilon_c) - \ln(\bar{\epsilon}_c)}{\ln(s)}\right)^2\right), \quad (4.32)$$

wobei $\ln(\bar{\epsilon}_c)$ der Mittelwert und $\ln(s)$ die Standardabweichung des Logarithmus der Dehnungszustände ist. Für den Erwartungswert $\bar{\epsilon}_c'$ bzw. die Standardabweichung s' gilt [48]

$$\bar{\epsilon}_c' = \exp\left(\ln(\bar{\epsilon}_c) + \frac{(\ln(s))^2}{2}\right) \quad (4.33)$$

und

$$s' = \left((\exp((\ln(s))^2) - 1) \exp(2 \ln(\bar{\epsilon}_c) + (\ln(s))^2)\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.34)$$

Die Wahl dieser Verteilungsfunktion (Gl. (4.32)) hat gegenüber einer Normalverteilung den Vorteil, daß negative Dehnungen ausgeschlossen werden. Die Forderung, daß eine Energieabgabe durch Rißöffnung nur bei Überschreitung der maximalen Dehnung ϵ_c stattfindet,

führt nach Angabe der Verteilungsfunktion und unter Berücksichtigung von Gl. (4.31) auf folgende Bedingung

$$\delta(\epsilon) = R \int_0^\epsilon \frac{\epsilon_c^2}{\epsilon^2 + \epsilon_c^2} V(\ln(\epsilon_c)) \, d\ln(\epsilon_c), \quad (4.35)$$

mit $\epsilon \geq \epsilon_c$.

In dem durch Gl. (4.35) ausgedrückten Modell zur Beschreibung des Verlaufes rißbeeinflußter dehnungsabhängiger Dämpfungskurven beschreibt der Parameter R die Dämpfungsstärke und beinhaltet die Zahl der vorliegenden Risse und ihren jeweiligen Dämpfungsbeitrag. Um die Integration von Gl. (4.35) durchzuführen, substituiert man $z = \ln(\epsilon_c)$, und es ergibt sich mit Gl. (4.32)

$$\delta(\hat{z}) = \frac{R}{\ln(s)\sqrt{2\pi}} \int_0^{\hat{z}} \frac{\exp(2z)}{\exp(2\hat{z}) + \exp(2z)} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{z - \ln(\bar{\epsilon}_c)}{\ln(s)}\right)^2\right) dz, \quad (4.36)$$

mit $\exp(\hat{z}) \geq \exp(z)$ und $\hat{z} = \ln(\epsilon)$.

Mit Gl. (4.36) kann unter Annahme einer logarithmischen Normalverteilung der Rißlängen und eines Rißöffnungsmechanismus (Modus I-Belastung) der rißbeeinflußte Dämpfungswert berechnet werden.

Das Ergebnis ist in Abb. 4.7 dargestellt, in der der erwartete Dämpfungsverlauf für vier verschiedene Standardabweichungen $\ln(s)$ und festen Mittelwert $\ln(\bar{\epsilon}_c)$ gegen den natürlichen Logarithmus der Dehnung nach numerischer Integration gemäß Gl. (4.36) aufgetragen ist. Die Dämpfungskurven wurden auf das jeweilige Maximum der Dämpfungskurve normiert. Man erkennt eine Verschiebung des Dämpfungsmaximums mit abnehmender Standardabweichung in Richtung kleinerer Dehnungen. Die dabei auftretende Verringerung der Breite des Peaks ist mit einem steileren Abfall der Dämpfung verbunden, weil überwiegend Risse mit der gleichen Rißlänge vorliegen und sich daher ein ähnlicher Kurvenverlauf wie in Abb. 4.6 ergibt.

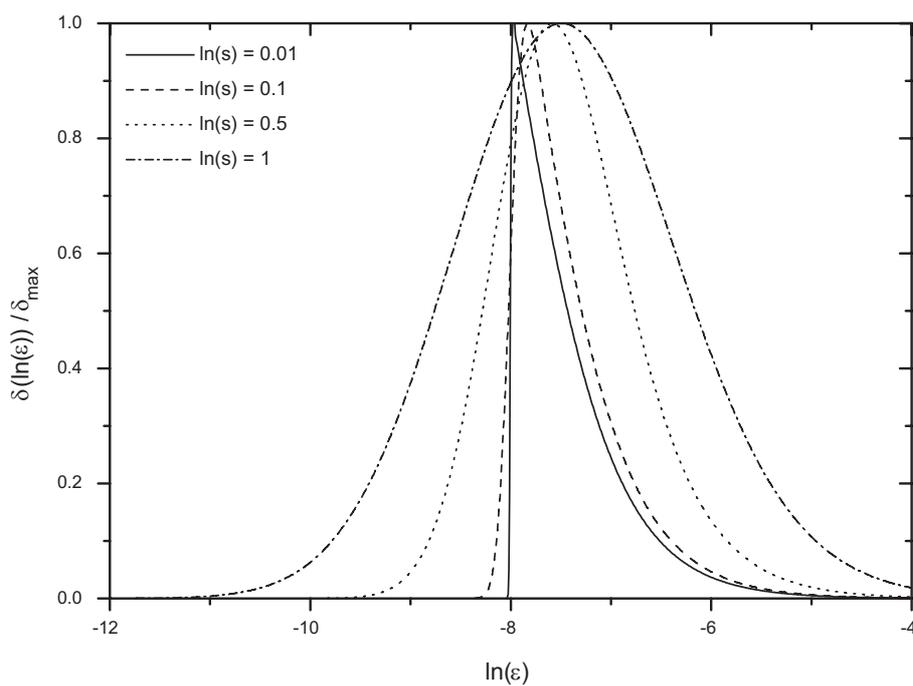


Abbildung 4.7: Nach Gl. (4.36) berechnete dehnungsabhängige ribbbeeinflusste Dämpfung als Funktion der maximalen Dehnungsamplitude für unterschiedliche Standardabweichungen $\ln(s)$. Die Ordinate wurde auf das Maximum δ_{\max} der jeweiligen Dämpfungskurve normiert, der Mittelwert betrug $\ln(\bar{\epsilon}_c) = -8$.

Kapitel 5

Meßergebnisse

5.1 Transversaler Wärmefluß in Biegeproben der Metalle AZ91 und DISPAL

Der thermoelastische Effekt wurde an den kommerziellen Metallen AZ91 und zum Vergleich an DISPAL[®] gemessen. Im Gegensatz zur Druckgußlegierung AZ91 ist DISPAL ein dispersionsverstärktes Aluminiumkomposit, das im Vergleich zu reinem Aluminium bessere Hochtemperatureigenschaften besitzt. Es wurde durch Reaktionsmahlen, kaltisostatisches Pressen und abschließendes Strangpressen hergestellt [49, 50]. Die beim Reaktionsmahlen entstehenden feinstverteilten Aluminiumcarbide (Al_4C_3) und Aluminiumoxide (Al_2O_3) verleihen dem Werkstoff seine Festigkeit. Da diese keramischen Dispersoide unlöslich sind, ist das Material bis ca. 550°C temperaturstabil und sein Einsatz bis ca. 450°C technisch sinnvoll.

Wie AZ91 gehört DISPAL zu den Leichtmetallen und wird wegen seiner geringen Dichte (AZ91: 1.81 g/cm^3 [51], DISPAL: 2.71 g/cm^3 [50]) ebenfalls überwiegend im Fahrzeugbau eingesetzt. Aufgrund des geringen Schmelzpunktes beider Materialien ist nach Gl. (4.11) eine hohe Relaxationsstärke δ_{\max} zu erwarten, die gemäß Gl. (4.10) bei Variation der Probendicke a in verschiedene Frequenzbereiche verschoben werden kann und damit eine gezielte Erhöhung der Werkstoffdämpfung ermöglicht.

5.1.1 Experimentelle Durchführung

Aus jedem Material wurden sechs Biegeproben mit einer festen Länge von 89 mm und einer Breite von 10 mm gefertigt. Die jeweiligen Dicken der Proben variierten hierbei zwischen 2 und 4 mm. Um isotrope physikalische Eigenschaften bei den gegossenen AZ91-Proben zu gewährleisten, wurden diese 100 min bei 450°C in einem Rohrofen (Lenton Furnaces[®],

England), der eine Maximaltemperatur von 1200°C erlaubt, unter Argonatmosphäre (10^5 Pa) homogenisiert und anschließend im mit Schutzgas gefüllten Glasrohr an Luft abgekühlt. Der pulvermetallurgische Herstellungsprozeß von DISPAL in einer Pulvermühle führt zu einer guten Durchmischung der Partikel und schließt eine weitere Wärmebehandlung aus, so daß die Proben direkt verwendet werden konnten. Die chemische Zusammensetzung von AZ91C (8.1 gew.% Al, 0.9 gew.% Zn, 0.3 gew.% Mn, Rest Mg) wurde an einem Funkenspektrometer (Spectrolab Spark Analyzer[®], Spectro Analytical Instruments GmbH, Kleve, Deutschland) durchgeführt, die chemische Zusammensetzung von DISPAL (2.0 gew.% C, 0.5 gew.% O, Rest Al) wurde den Angaben des Herstellers PEAK[®] entnommen [50].

Da nach Gl. (4.9) aus dem Debyepeak Angaben über die physikalischen Eigenschaften wie Elastizitätsmodul E , linearer Ausdehnungskoeffizient α , spezifische Wärmekapazität C_p sowie die thermische Diffusivität D_t und damit die Wärmeleitfähigkeit κ errechnet werden können, wurden neben Literaturangaben zusätzlich Dilatometermessungen mit einem handelsüblichen Dilatometer (Bähr[®], DIL 802, Hüllhorst, Deutschland) durchgeführt und zum Vergleich mit dem aus der thermischen Dämpfung erhaltenen Ausdehnungskoeffizienten herangezogen. Dazu wurden zylindrische Proben mit einem Durchmesser von 50 mm und einem Durchmesser von 6 mm gefertigt. Der lineare Wärmeausdehnungskoeffizient wurde während der Aufheizphase (Aufheizrate 1 K/min) von Raumtemperatur bis 200°C in einer Heliumatmosphäre aus der mittels induktiven Wegaufnehmern gemessenen thermisch bedingten Längenänderung der Probe bestimmt. Um eine additive Luftdämpfung auszuschließen, wurden die Dämpfungsmessungen unter Vakuum (60 Pa) durchgeführt. Die Dämpfung wurde als logarithmisches Dekrement frei abklingender Schwingungen als Funktion der maximalen Dehnungsamplitude ϵ_{\max} für verschiedene Frequenzen gemessen, die einerseits durch Variation der Probendicke und durch verschiedene Massen am freien Ende der Biegeprobe verändert wurden. Der überstrichene Frequenzbereich lag hierbei zwischen 10 und 130 Hz.

5.1.2 Meßergebnisse und Diskussion

Abb. 5.1, (a) und 5.1, (b) zeigen die Abhängigkeit des logarithmischen Dekrements δ von der maximalen Dehnungsamplitude ϵ_{\max} für die Materialien AZ91 und DISPAL. Für kleine Dehnungsamplituden ist die Dämpfung dehnungsunabhängig und wird als δ_0 bezeichnet. Dieser Bereich kleiner Dämpfung beinhaltet unterschiedliche Dämpfungsmechanismen wie z.B. reversible Versetzungsbewegung und den hier zu untersuchenden thermoelastischen Effekt. Mit steigender Dehnungsamplitude ist eine Zunahme der Dämpfung zu sehen.

Dieser Bereich ist im wesentlichen vom Versetzungslosreißen geprägt und mit dem Dämpfungsmodell von Granato und Lücke beschreibbar [29, 36].

Aus den Abb. 5.1, (a) und 5.1, (b) geht hervor, daß die Dämpfung von AZ91 und DISPAL sowohl von der Resonanzfrequenz f als auch von der Probendicke a abhängt und gemäß Gl. (4.8) auf die thermische Dämpfung schließen läßt. Um die Frequenzabhängigkeit der dehnungsunabhängigen Dämpfung δ_0 für verschiedene Probendicken genauer darzustellen, dienen Abb. 5.2, (a) und 5.2, (b). Die Frequenzänderung der in der Grundmode schwingenden Biegebalken wurde sowohl durch eine Variation der Masse m am freien Ende des Biegebalkens als auch durch unterschiedliche Probendicken realisiert. Die Grundfrequenz f für einen Biegebalken mit der Masse m am freien Ende des Biegebalkens lautet

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{D}{m^*}}. \quad (5.1)$$

D ist die Federkonstante des Biegebalkens, der die Länge l , die Dicke a , die Breite b und den Elastizitätsmodul E besitzt, mit [12]

$$D = \frac{Eba^3}{4l^3}. \quad (5.2)$$

m^* beschreibt die effektive Masse, die von der Masse m_s des Biegebalkens, der am Ende der Biegeprobe zusätzlich angebrachten Masse m und der angeregten Schwingungsmode abhängt, wobei [52]

$$m^* = m + \frac{33}{140}m_s. \quad (5.3)$$

Da bei der Bestimmung des logarithmischen Dekrementes vor der eigentlichen Meßdatenaufnahme stets eine Messung der Resonanzfrequenz erfolgt, ist es mit Gl. (5.1) möglich, mit dieser Meßapparatur auch den Elastizitätsmodul der jeweiligen Biegeprobe zu berechnen.

Abb. 5.2, (a) und 5.2, (b) unterstreichen die deutliche Abhängigkeit des logarithmischen Dekrementes δ_0 von der Frequenz und der Probendicke, wie in Gl. (4.8) von dem thermoelastischen Effekt gefordert. Die Kurven weisen ein Dämpfungsmaximum bei der kleinsten verwendeten Probendicke auf. Dieses Maximum tritt auf, wenn die Zeit für einen Spannungswechsel (Druckspannung \longleftrightarrow Zugspannung) der Zeit für den Wärmefluß von der komprimierten zur gedehnten Probenoberfläche entspricht.

Um eine geschlossene Darstellung der thermischen Dämpfung von AZ91 und DISPAL zu erhalten, ist in Abb. 5.3 das logarithmische Dekrement δ_0 gegen das Produkt fa^2 in halb-logarithmischer Skalierung wiedergegeben. Die Kurven sind um eine Hintergrunddämpfung δ_b , die weitere Dämpfungsmechanismen (z.B. reversible Versetzungsdämpfung) beinhaltet, nach oben verschoben. Treten mehrere Dämpfungseffekte in einem Werkstoff auf, überlagern sie sich nach dem Boltzmannschen Superpositionsprinzip (siehe z.B. [7]), so daß sich

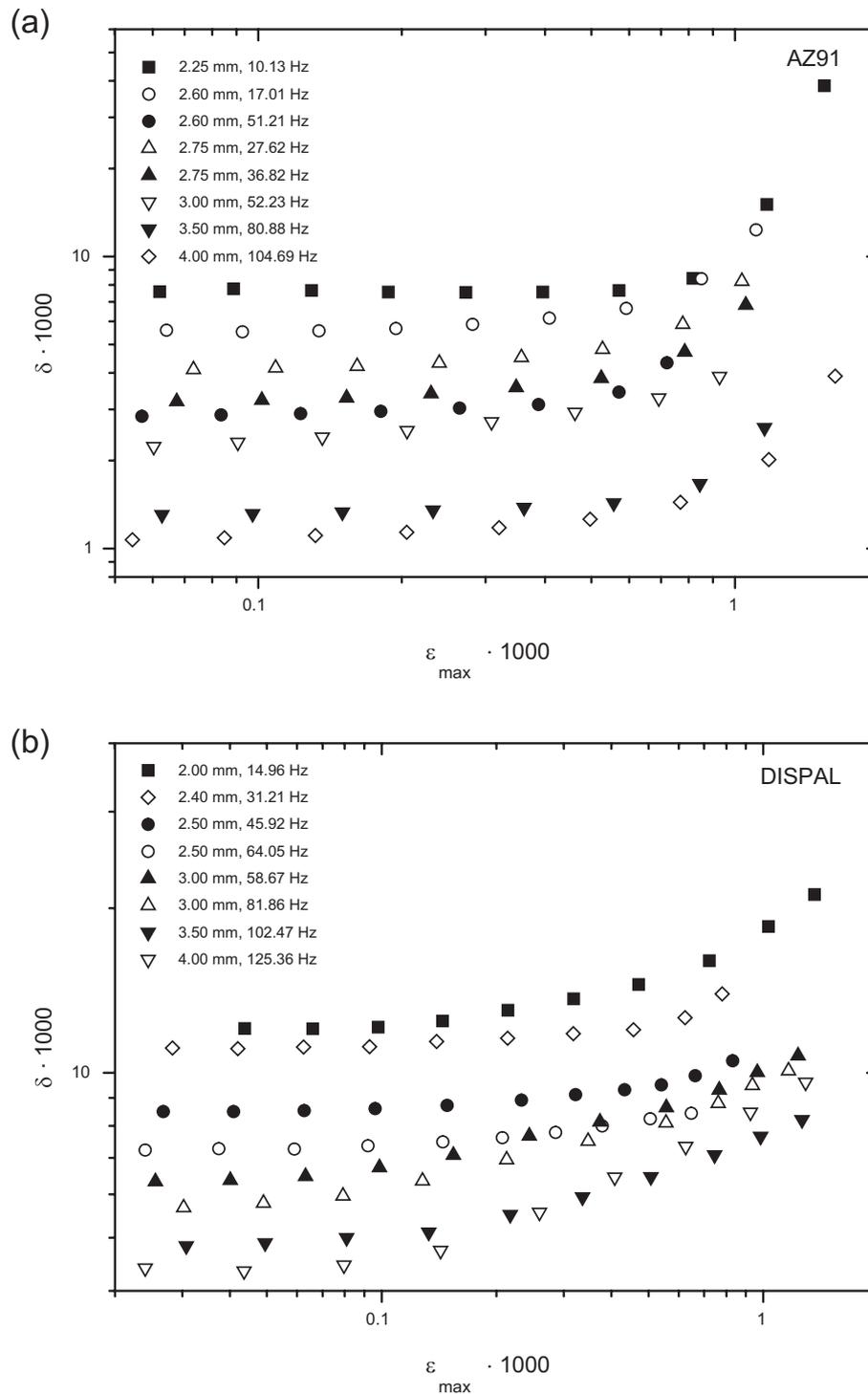


Abbildung 5.1: Logarithmisches Dekrement von (a) AZ91 und (b) DISPAL gegen die maximale Dehnungsamplitude von Biegeschwingungen in doppelt logarithmischer Skalierung für verschiedene Probendicken und Resonanzfrequenzen aufgetragen.

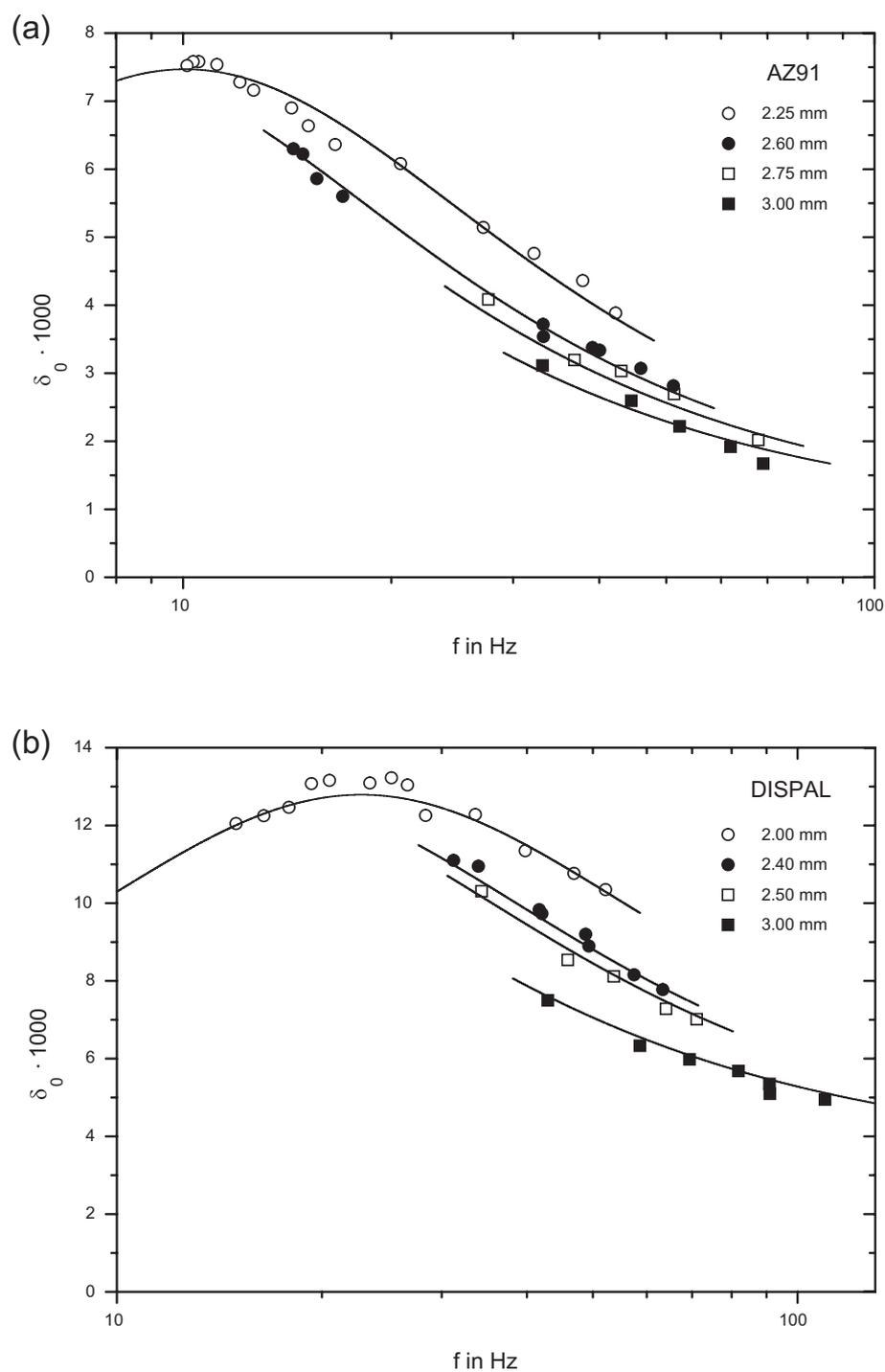


Abbildung 5.2: Dehnungsunabhängiges logarithmisches Dekrement δ_0 als Funktion der Resonanzfrequenz f für (a) AZ91 und (b) DISPAL in halblogarithmischer Auftragung für verschiedene Probendicken. Die Fitkurven der jeweiligen Dicken sind der in Abb. 5.3 dargestellten Fitkurve entnommen.

die dehnungsunabhängige Dehnung δ_0 schreiben läßt als

$$\delta_0(f, a) = \delta_t(f, a) + \delta_b. \quad (5.4)$$

Der nach Gl. (4.8) und Gl. (5.4) durchgeführte Fit der gemessenen Datenpunkte zeigt, daß die gemessenen Kurven in sehr guter Näherung einen Debyepeak beschreiben und die Meßpunkte daher eine thermische Dämpfung der Materialien AZ91 und DISPAL wiedergeben. Die Fitparameter des jeweiligen Debyepeaks werden in Tab. 5.1 mit Literaturdaten verglichen, wobei die mit einem Stern „*“ markierten Daten aus den in einer Zeile erscheinenden Angaben in Tab. 5.2 berechnet worden sind. Um aus δ_{\max} den thermischen

	$\delta_b \cdot 10^{-3}$	$\delta_{\max} \cdot 10^{-3}$	$f_0 a^2$ (mm ² s ⁻¹)
<u>AZ91</u>			
eigene Untersuchung	0.8	6.7	50.9
Buchhagen et al. [53]	0.2	7.7	48.0
Rudajevová et al. [54]	-	7.1*	45.6*
Avedesian und Baker [51]	-	9.0*	58.1*
<u>DISPAL</u>			
eigene Untersuchung	3.4	9.4	91.4
Rudajevová [55], Kuchling [59]	-	5.5*	95.8*
versch. Autoren [50, 56, 59]	-	6.4*	100.5*

Tabelle 5.1: Fitparameter nach Gl. (4.8) und Gl. (5.4) der Dämpfungsmessungen zum thermoelastischen Effekt von AZ91 und DISPAL, *: berechnet nach Literaturdaten aus Tab. 5.2.

linearen Ausdehnungskoeffizienten α zu bestimmen, wurde der aus der Resonanzfrequenz nach Gl. (5.1) errechnete Elastizitätsmodul bestimmt (AZ91: $E = 39.7$ GPa, DISPAL: $E = 83.9$ GPa).

Buchhagen et al. [53] untersuchten die thermoelastische Dämpfung von ausscheidungsgehärtetem AZ91. Die Dämpfung wurde ebenfalls als logarithmisches Dekrement aus Biegeschwingungen ermittelt. Die Parameter der Relaxationsstärke δ_{\max} aus eigenen Untersuchungen sind in guter Übereinstimmung mit ihren Daten. Die Differenz in δ_0 und $f_0 a^2$ begründet sich im wesentlichen durch unterschiedliche Wärmebehandlungen und entsprechend verschiedene Mikrostrukturen.

Die aus Gl. (4.8) ableitbaren physikalischen Größen von AZ91 und DISPAL sind in Tab. 5.2 zusammengefaßt. Hierbei sind die Ergebnisse der eigenen Untersuchungen den

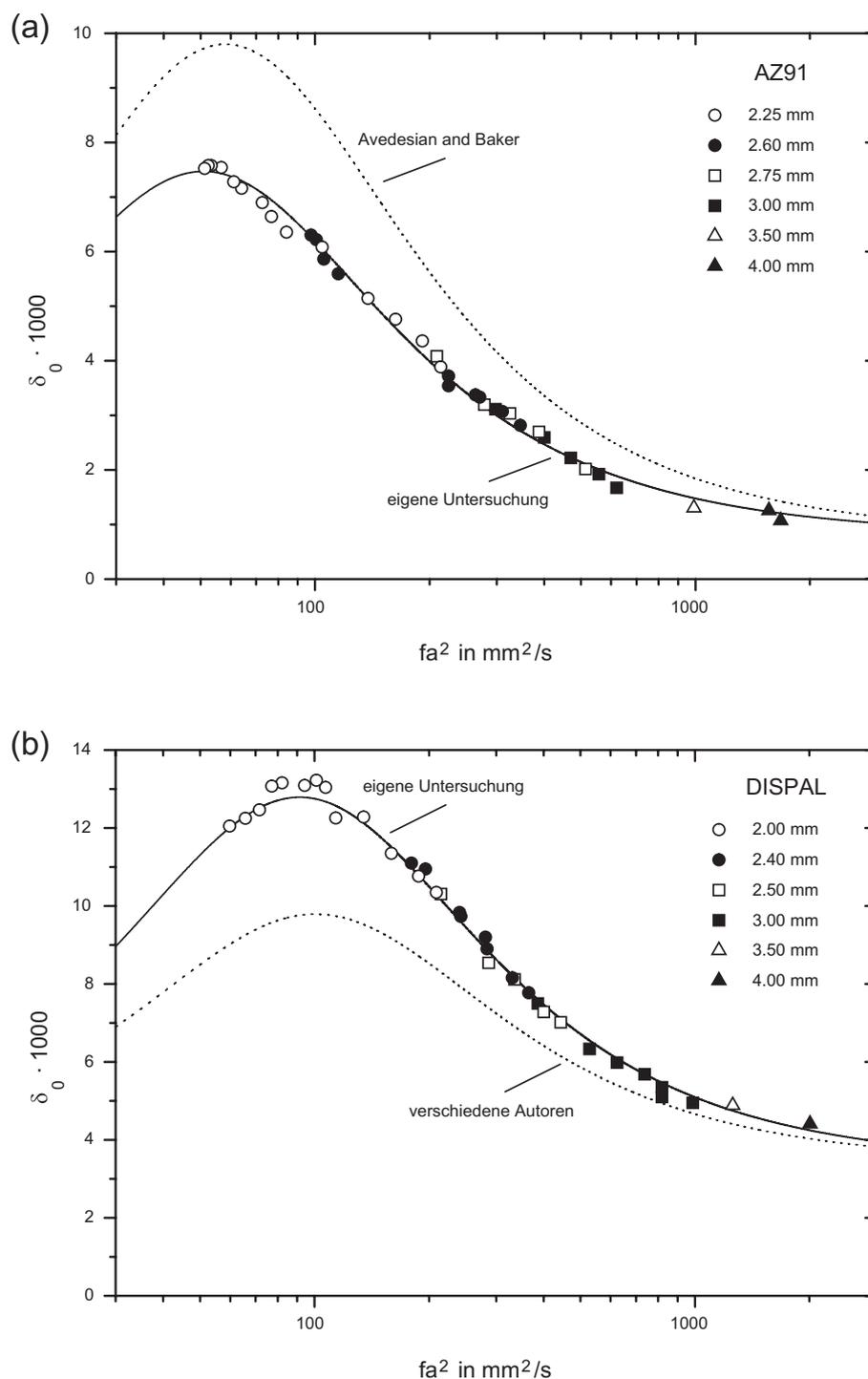


Abbildung 5.3: Dehnungsunabhängige Dämpfung von (a) AZ91 und (b) DISPAL gegen das Produkt aus Resonanzfrequenz und quadratischer Probendicke a aufgetragen. Die Daten wurden nach Gl. (4.8) und (5.4) gefittet. Die Fitparameter sind in Tab. 5.1 gezeigt. Die gepunkteten Kurven sind mit Daten aus Tab. 5.2 berechnet.

	C_p ($\text{Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}$)	α (10^{-6}K^{-1})	D_t (cm^2s^{-1})	κ ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)
<u>AZ91</u>				
eigene Dämpfungsmessung	1.45 [51]	22.8	0.32	46.4*
eigene Dilatometermessung	-	26.5	-	-
Buchhagen et al. [53]	1.45 [51]	24.4	0.31	45.0*
Rudajevová et al. [54]	1.87 [58]	23.5	0.29	54.2*
Avedesian und Baker [51]	1.45	26.4	0.37*	53.6
<u>DISPAL</u>				
eigene Dämpfungsmessung	2.43 [59]	24.0	0.58	140.9*
eigene Dilatometermessung	-	22.1	-	-
Rudajevová [55]	2.43 [59]	18.4	0.61	148.2*
PEAK [®]	2.43 [59]	19.8 [56]	0.64*	156.0 [50]

Tabelle 5.2: Vergleich der durch eigene Dämpfungsmessungen ermittelten physikalischen Eigenschaften von AZ91 und DISPAL bei 20°C mit denen anderer Autoren, *: berechnet aus Daten derselben Zeile.

Dämpfungsergebnissen von Buchhagen et al. [53], Dilatometerergebnissen von Rudajevová et al. [54, 55] und weiteren in der Literatur anzutreffenden Daten verschiedener Autoren [50, 51, 56] gegenübergestellt. Die thermische Diffusivität erhielten Rudajevová et al. [54] über die sogenannte Flashmethode [57]. An dieser Stelle sei auf die verschiedenen Quellen der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck C_p hingewiesen, die zur Berechnung der thermischen Diffusivität D_t bzw. der thermischen Leitfähigkeit κ herangezogen wurden. Während bei den eigenen Dämpfungsmessungen von AZ91 $C_p = 1.45 \text{ Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}$ [51] verwendet wurde, war der von Rudajevová et al. [54] benutzte Wert um ca. 30 % höher ($C_p = 1.87 \text{ Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}$) [58]. Als gute Näherung wurde für das Aluminiumkomposit die einheitliche spezifische Wärme $C_p = 2.43 \text{ Jcm}^{-3}\text{K}^{-1}$ von reinem Aluminium (99.8 gew.%) verwendet [59].

Die linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der eigenen Untersuchungen ließen sich aus dem jeweiligen Maximum des Debyepeaks, eigener sowie in der Literatur angegebener Daten aus Dilatometermessungen bestimmen. Die selbst ermittelten und die von Rudajevová et al. [54, 55] erhaltenen Dilatometerdaten wurden linear auf die Raumtemperatur extrapoliert. Diese lineare Extrapolation ist zulässig, da nach Grüneisen für höhere Temperaturen als der Debyetemperatur der thermische Ausdehnungskoeffizient der Tem-

peratur proportional ist [60]. Die von Avedesian und Baker [51] und dem Datenblatt von PEAK [56] entnommenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten wurden ebenfalls für die Raumtemperatur korrigiert, indem die von den eigenen Dilatometermessungen der beiden Proben gewonnenen Steigungen $\frac{d\alpha}{dT}$ in die aus dem für einen festen Temperaturbereich angegebenen mittleren thermischen Ausdehnungskoeffizienten bestimmbare Geradengleichung eingesetzt wurden.

Die in Tab. 5.2 angegebenen linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten einer Probe weichen sehr stark voneinander ab. So tritt im Fall der Magnesiumlegierung AZ91 ein maximaler Unterschied von ungefähr 16 % bezüglich des kleinsten α auf, für DISPAL beträgt diese Differenz ca. 30 %. Diese Ergebnisse zeigen keine Systematik und können weder einer bestimmten Meßmethode noch einem Autor zugeordnet werden. Die Abweichungen machen sich aufgrund des quadratischen Einflusses des thermischen Ausdehnungskoeffizienten auf die Maximaldämpfung (siehe Gl. (4.9)) in den in Abb. 5.3 gezeigten Debyepeaks stark bemerkbar. Dort ist die gemessene thermische Dämpfung den Debyepeaks, die aus den für beide Proben jeweils aus den in der letzten Zeile in Tab. 5.1 angegebenen Werten errechnet wurden, gegenübergestellt. Für diesen Vergleich wurde die Hintergrunddämpfung δ_b zu der berechneten thermischen Dämpfung addiert.

Im Gegensatz zu der starken durch die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten bedingte Abweichung der Relaxationsstärken ist die Schwankung der Position des Relaxationsmaximums, die durch die verschiedenen thermischen Leitfähigkeiten festgelegt ist, geringer. So beträgt die maximale relative Differenz der in der Literatur angegebenen oder durch Gl. (4.10) ermittelten thermischen Leitfähigkeiten κ bezüglich des kleinsten in Tab. 5.2 aufgeführten entsprechenden Datenwertes für AZ91 ca. 20 %, für DISPAL lediglich 11 %. Da jedoch die thermische Leitfähigkeit mehr von der Mikrostruktur des Materials abhängt als der thermische Ausdehnungskoeffizient und man daher eine stärkere Verschiebung der Position und nur einen leichten Höhenunterschied der maximalen Relaxationsstärke erwartet hätte, bedarf dieses Ergebnis weiterer zusätzlicher Untersuchungen, die vor allen Dingen die Mikrostruktur der eingesetzten Materialien betreffen.

5.2 Isochrone Wärmebehandlung von AZ91 und faserverstärktem AZ91

Neben dem beschriebenen thermoelastischen Effekt können Kristalldefekte wie beispielsweise Leerstellen, substitutionell und interstitiell gelöste Mischkristallatome oder Versetzungen innere Reibung in metallischen Werkstoffen auslösen, wobei deren Bewegung meistens thermisch aktiviert geschieht. Die Dämpfung von Magnesium wird hauptsächlich durch Versetzungsbewegung verursacht [24]. Diese Bewegung kann u.a. durch Wechselwirkungen mit Punktdefekten, Ausscheidungen, Korngrenzen und anderen Versetzungen behindert werden. Durch Veränderung der Temperatur von einigen Kelvin bis nahe unterhalb der Schmelztemperatur erhält man alle defektbedingten anelastischen thermisch aktivierten Effekte, die sich in Form von Peaks auf der Temperaturachse bemerkbar machen.

Durch die Einbringung einer zweiten Phase in die Matrix, die bei den folgenden Untersuchungen aus δ - Al_2O_3 -Fasern besteht, läßt sich gezielt eine mikrostrukturelle Veränderung herbeiführen, da aufgrund der unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von Faser und Matrix in der Nähe der Fasern neue Versetzungen gebildet werden [61, 62].

Dämpfungsmessungen sowohl an der unverstärkten als auch an der faserverstärkten Magnesiumlegierung AZ91 wurden durchgeführt und dienten dazu, die durch isochrone Wärmebehandlungen verursachten mikrostrukturellen Veränderungen zu dokumentieren.

5.2.1 Experimentelle Durchführung

Die unverstärkte Magnesiumlegierung AZ91 wurde im Kokillenguß, der Verbundwerkstoff im Preßgußverfahren [63] hergestellt. Für die Faserverstärkung der Magnesiummatrix werden SiO_2 stabilisierte planar vorliegende und isotrop verteilte δ - Al_2O_3 -Fasern (Saffil[®] LTD, Widnes, England) zusammen mit einem Binder, bestehend aus Al_2O_3 und Stärke, auf eine Temperatur höher als die Magnesiumlegierungsschmelze gebracht und diese unter Druck in das flüssige Metall infiltriert. Nach dem Schmelzinfiltrationsprozeß weisen die Fasern einen mittleren Durchmesser von ca. 3 μm und eine mittlere Länge von ca. 87 μm auf. Das durch den Kontakt zwischen der Schmelze und den Saffilfasern bzw. dem Binder entstehende Reaktionsprodukt ist Mg_2Si . Als Folge der Abkühlung tritt die Phase $\text{Mg}_{17}\text{Al}_{12}$ (β -Phase) auf [64]. Diese Komponenten sind in der Schicht zwischen Faser und Matrix zu finden.

Für die Dämpfungsmessungen wurden Standardproben verwendet, wie sie bereits bei der Untersuchung des thermoelastischen Effektes herangezogen wurden. Gefügeuntersu-

chungen der Biegeproben machten deutlich, daß die infiltrierten Fasern isotrop verteilt in Längsrichtung der Biegeprobe lagen, wobei der mittlere Faseranteil sich durch Dichtemessungen nach dem Archimedischen Prinzip auf ca. 14 vol.% ergab.

Vor der bei Raumtemperatur durchgeführten Messung der dehnungsabhängigen Dämpfung wurden die Materialien im Gußzustand 20-minütigen Wärmebehandlungen im Rohrofen unter Argonatmosphäre bei 10^5 Pa unterzogen. Nach Herausnahme aus dem Ofen fand ein sofortiges Abschrecken in Wasser, das Raumtemperatur hatte, statt. Der untersuchte Temperaturbereich erstreckte sich hierbei von Raumtemperatur bis 550°C . Für Temperaturen bis 400°C wurden bei unverstärktem AZ91 Temperaturerhöhungen von $\Delta T=20^\circ\text{C}$ gewählt, für verstärktes AZ91 betrug diese Schrittweite $\Delta T=40^\circ\text{C}$. Für höhere Temperaturen variierte die Temperaturerhöhung um 20°C bzw. 30°C . Gleiche Wärmebehandlungen wurden an den homogenisierten ($413^\circ\text{C}/24$ h) Proben durchgeführt. Um Alterungsprozesse während der dehnungsabhängigen Dämpfungsmessungen auszuschließen, wurden Proben verwendet, die bereits gealtert waren (Alterungszeit: 1 Woche).

Die Analyse der mikrostrukturellen Untersuchungen wurde von Härtemessungen (HV 1) begleitet (Wolpert®-Universalhärteprüfer, Ludwigshafen, Deutschland). Lichtmikroskopische Schlifffbilder der gegossenen Proben zeigten eine lamellare Struktur an den Korngrenzen bzw. in der Nähe der Fasern. Nach der Homogenisierung der unverstärkten und verstärkten AZ91-Proben traten Körner einer mittleren Größe von ca. $400\ \mu\text{m}$ auf. Eine genauere Betrachtung der Mikrostruktur ausgewählter Proben wurde mit dem Rasterelektronenmikroskop durchgeführt.

5.2.2 Meßergebnisse und Diskussion

In Abb. 5.4 ist das logarithmische Dekrement δ für die unverstärkte Magnesiumlegierung AZ91 gegen die maximale Dehnungsamplitude ϵ_{max} in doppelt logarithmischer Skalierung aufgetragen. Die gezeigten Dämpfungskurven, die nach Wärmebehandlungen bis 400°C gemessen wurden, können in zwei Gebiete unterteilt werden. Für kleine Dehnungsamplituden existiert ein Bereich dehnungsunabhängiger Dämpfung δ_0 , der für größeres ϵ_{max} in einen dehnungsabhängigen Bereich δ_H übergeht. Der gemessene Dämpfungsverlauf läßt sich mit dem Modell von Granato und Lücke [36] beschreiben. Für kleine Dehnungsamplituden findet lediglich eine Ausbauchung der Versetzungssegmente zwischen den schwachen Ankerpunkten (Fremdatome) mit mittlerem Abstand l statt. Dieser Mechanismus führt zu der in Abb. 5.4 gezeigten dehnungsunabhängigen Dämpfung δ_0 . Wird die Schwingungsamplitude und damit die maximale Dehnungsamplitude der schwingenden Biegeprobe zu groß, reißen die Versetzungssegmente sukzessiv von den schwachen Hindernissen los und

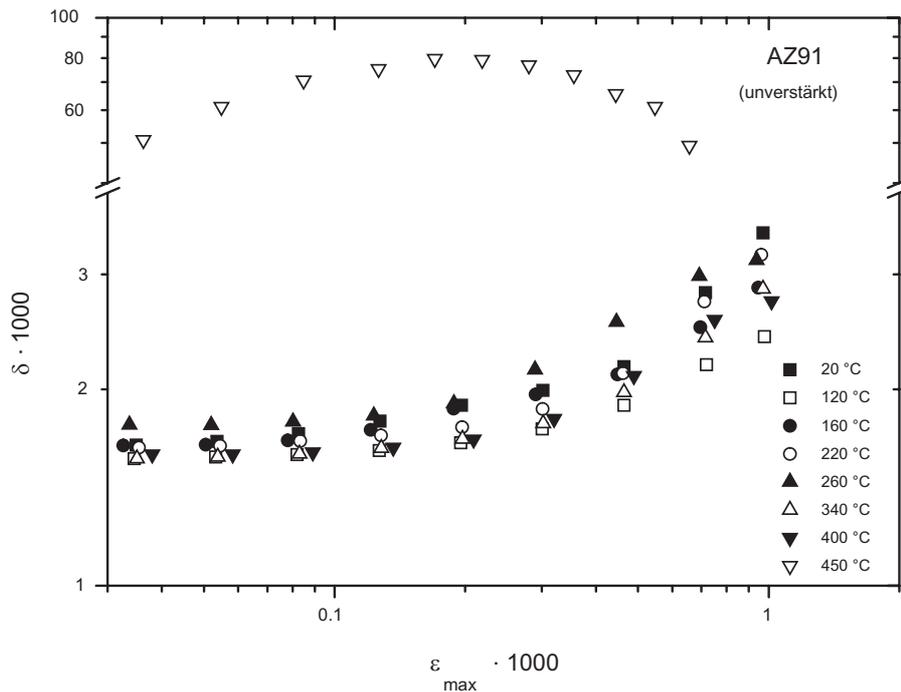


Abbildung 5.4: Dämpfung von homogenisiertem unverstärktem AZ91 als Funktion der maximalen Dehnungsamplitude nach verschiedenen Wärmebehandlungen.

rufen einen plötzlichen Anstieg der Dämpfung hervor.

Durch Kenntnis der Apparaturdämpfung, die durch systematische Untersuchungen des experimentellen Aufbaus ermittelt werden konnte (siehe Kap. 3.3.5), und der thermischen Dämpfung (siehe Kap. 4.1) lassen sich zwei wesentliche Dämpfungseffekte von der gemessenen dehnungsunabhängigen Dämpfung subtrahieren. Wie in Gl. (5.5) zu sehen, setzt sich damit δ_0 zusammen aus

$$\delta_0 = \delta_t + \delta_a + \delta_d. \quad (5.5)$$

Hierbei ist δ_t die bereits gemessene thermoelastische Dämpfung, die durch den Wärmefluß von der komprimierten zur gedehnten Seite der Probe verursacht wird [7]. δ_a ist die Apparaturdämpfung und δ_d die hauptsächlich durch reversible Versetzungsbewegung entstehende Dämpfung. Die thermoelastische Dämpfung δ_t ist abhängig von der Resonanzfrequenz f der Probe und seiner Dicke a und beschreibt bei einer Auftragung gegen das Produkt fa^2 einen Debyepeak von δ_t [17]. Für die untersuchte unverstärkte AZ91-Probe beträgt die thermische Dämpfung nach Abb. 5.3, (a) ca. $0.9 \cdot 10^{-3}$, für die faserverstärkte Probe ca. $0.5 \cdot 10^{-3}$, wobei diese Dämpfung aus den Materialeigenschaften gemäß Gl. (4.8) ermittelt wurde [17]. Dazu wurde der thermische Ausdehnungskoeffizient der Literatur

[63] entnommen, die spezifische Wärme bei konstantem Druck C_p wurde mittels der linearen Mischungsregel für Verbundwerkstoffe für AZ91 [51] und Saffilfasern [65] berechnet. Der aus der Resonanzfrequenz ermittelte Elastizitätsmodul [17] betrug 61 GPa und war in guter Übereinstimmung mit Literaturdaten, die in Abhängigkeit der Faserorientierung zwischen 54 GPa [63] und 75 GPa [66] schwankten. Die thermische Diffusivität, die die Position des Debyepeakmaximums bestimmt, wurde aus den Messungen von Rudajevová et al. [67] berechnet. Die Apparaturdämpfung δ_a , die durch die mechanische Kopplung des Biegebalkens mit dem experimentellen Aufbau verursacht wird, konnte durch Einsatz einer sehr gering dämpfenden Nimoniclegierung zu $\delta_a = 0.5 \cdot 10^{-3}$ abgeschätzt werden. Der dehnungsunabhängige Dämpfungsterm δ_d ist im wesentlichen von der Versetzungsausbauchung zwischen schwachen Ankerpunkten beeinflusst.

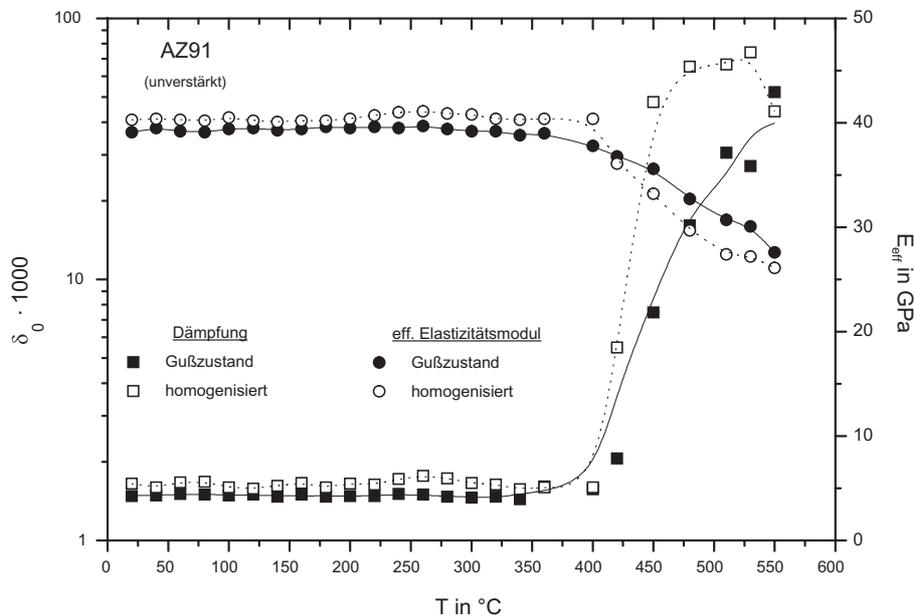


Abbildung 5.5: Dehnungsunabhängige Dämpfung δ_0 (linke Achse) und effektiver Elastizitätsmodul E_{eff} (rechte Achse) gegen die 20-minütige Wärmebehandlungstemperatur von unverstärktem AZ91 im Gußzustand und nach Homogenisierung (413°C/24 h) aufgetragen.

In Abb. 5.5 sind die dehnungsunabhängige Dämpfung δ_0 und der die Steifigkeit der Probe beschreibende effektive Elastizitätsmodul E_{eff} von unverstärktem AZ91 gegen die Wärmebehandlungstemperatur aufgetragen. Für Temperaturen bis 413°C weist die Dämpfung nur eine geringe Zunahme im Temperaturbereich zwischen 200°C und 300°C auf, wobei der effektive Elastizitätsmodul konstant bleibt. Für Temperaturen über 413°C steigt δ_0 sowohl für die gegossene als auch für die homogenisierte AZ91-Probe mit zunehmen-

der Wärmebehandlungstemperatur T stark an, der effektive Elastizitätsmodul in diesem Temperaturbereich sinkt. Die rasterelektronenmikroskopische Abb. 5.6 zeigt einen Korngrenzenriß nach einer Wärmebehandlungstemperatur von 450°C . Ermüdungsversuche von Höppel et. al. [68] an AZ91 ergaben eine eindeutige Korrelation der Änderung der Steifigkeit mit der gleichzeitig auftretenden Zunahme der Rißlänge des Haupttrisses. Das Abschrecken der Probe nach Herausnahme aus dem Ofen führt offenbar zu einer Bildung von Rissen und nach Abb. 5.5 zu einem zusätzlichen Reibungsmechanismus mit unterschiedlicher Dehnungsabhängigkeit.

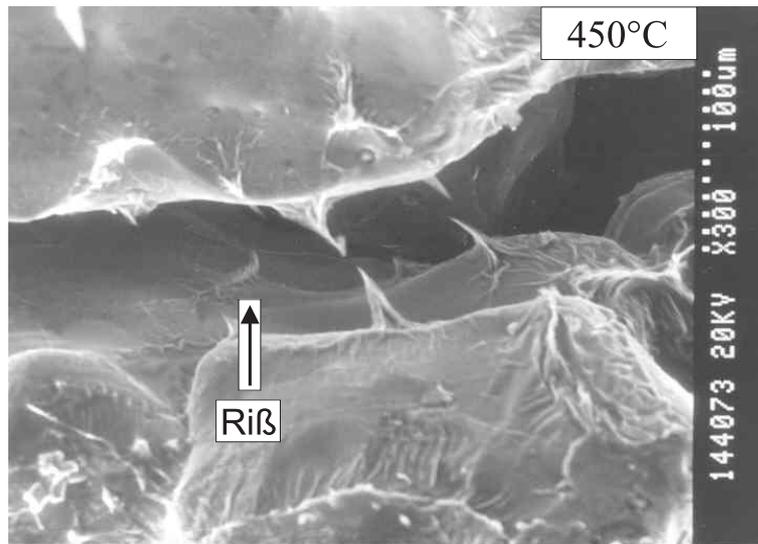


Abbildung 5.6: Korngrenzenriß in unverstärktem homogenisiertem AZ91.

Die durch Versetzungsbewegung verursachte dehnungsunabhängige Materialdämpfung δ_d im Temperaturbereich von 20°C und 60°C wurde gemäß Gl. (5.5) berechnet. Nach dem Modell von Granato und Lücke [36] gilt für dehnungsunabhängige Dämpfung δ_d (siehe Gl. (4.24)) [7]

$$\delta_d \sim \Lambda l^4. \quad (5.6)$$

In Abb. 5.7 sind $\sqrt[4]{\delta_d}$ und die Vickershärte von unverstärktem AZ91 im Guß- und im homogenisierten Zustand als Funktion der Wärmebehandlungstemperatur aufgetragen. Unter Annahme einer konstanten Versetzungsdichte Λ ist $\sqrt[4]{\delta_d}$ der mittleren Versetzungslänge l der schwach verankerten Versetzungssegmente proportional. Die Homogenisierung der AZ91-Probe führt zu einer gleichmäßigen Verteilung der in der Matrix gelösten Fremdatome, deren Konzentration an den Versetzungen im Guß- oder gealterten Zustand höher ist

als direkt nach einer Wärmebehandlung [69]. Damit ist eine Zunahme der mittleren Versetzungsbogenlänge zwischen den schwachen Ankerpunkten und nach Gl. (5.6) ein Anstieg der dehnungsunabhängigen Dämpfung δ_d verbunden.

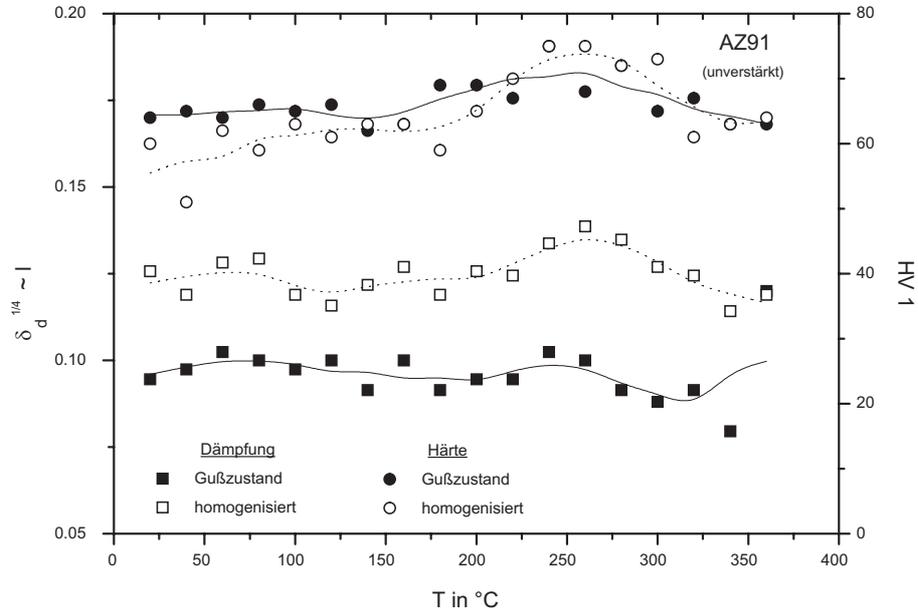


Abbildung 5.7: Korrelation der mittleren Versetzungsbogenlänge l , ermittelt durch $l \sim \sqrt[4]{\delta_d}$, mit der Vickershärte bei unterschiedlichen Wärmebehandlungstemperaturen.

Für homogenisiertes AZ91 kann man ein Maximum bei ca. 260°C beobachten, das mit einem Härtemaximum bei der gleichen Wärmebehandlungstemperatur korreliert. Beide Maxima können einem Ausscheidungsmechanismus und der damit verbundenen Verarmung an Fremdatomen aus der Matrix zugeordnet werden. Nach dem Modell von Granato und Lücke bedeutet dies eine Abnahme der schwachen Ankerpunkte und eine Erhöhung von l . Der beobachtete Ausscheidungsmechanismus ist in Übereinstimmung mit Literaturangaben. So zeigten von Kiehn et al. [70] durchgeführte Widerstandsmessungen an AZ91, die einer T4-Wärmebehandlung (413°C/18 h) [71] unterzogen wurden, einen steilen Abfall des elektrischen Widerstandes von AZ91 zwischen 140°C und 260°C. Das Minimum des Widerstandes wurde bei 260°C gemessen und auf die Ausscheidung von inkohärenten $\text{Mg}_{17}\text{Al}_{12}$ (β -Phase) Partikeln in diesem Temperaturbereich zurückgeführt. Auch von Buchhagen et al. [53] durchgeführte Relaxationsmessungen an isochron wärmebehandeltem AZ91 zeigen eine eindeutige Korrelation zwischen der Relaxationsstärke und der Materialhärte um 260°C, deren Ursache ebenfalls der Ausscheidungsprozeß von Fremdatomen aus der Matrix ist. Ein ähnliches Dämpfungsmaximum war bei der im Gußzustand befindlichen AZ91-Probe nur wenig ausgeprägt (Abb. 5.7), weil nach dem Gießprozeß sowohl von

einer komplexeren Mikrostruktur als auch von bereits gebildeten Ausscheidungen ausgegangen werden kann.

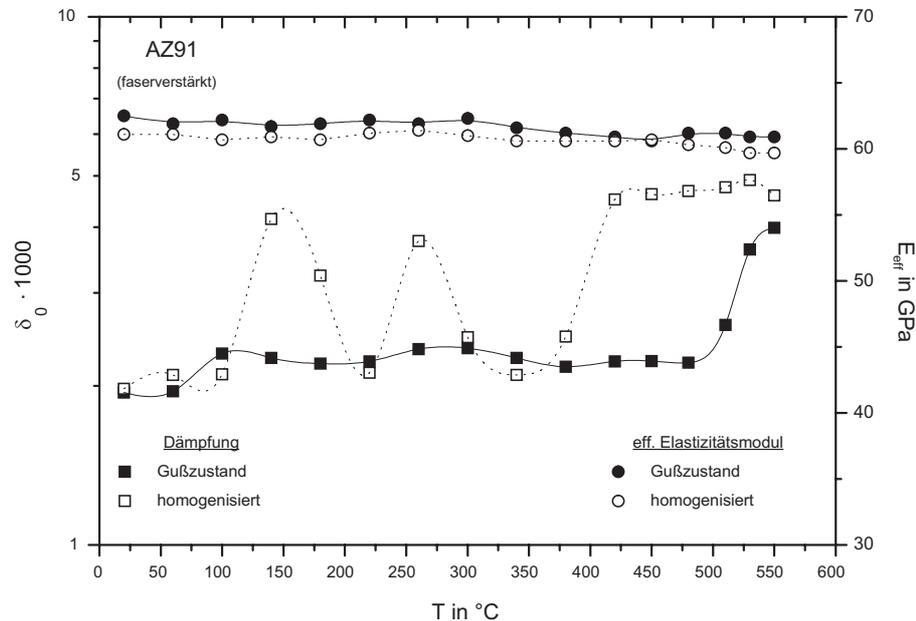


Abbildung 5.8: Dehnungsunabhängige Dämpfung δ_0 (linke Achse) und effektiver Elastizitätsmodul E_{eff} (rechte Achse) gegen die 20-minütige Wärmebehandlungstemperatur von faserverstärktem AZ91 im Gußzustand und nach Homogenisierung (413°C/24 h).

In Abb. 5.8 sind die dehnungsunabhängige Dämpfung δ_0 und der effektive Elastizitätsmodul E_{eff} der faserverstärkten AZ91-Probe gegen die Wärmebehandlungstemperatur aufgetragen. Für Temperaturen bis 380°C weist der homogenisierte Verbundwerkstoff zwei signifikante Maxima bei etwa 150°C und 260°C auf. Ein starker Dämpfungsanstieg beginnt bei der im Gußzustand befindlichen Probe bei ca. 500°C, bei etwa 400°C bei der homogenisierten Probe. Im Gegensatz zum unverstärkten Material tritt nur eine leichte Korrelation zwischen dem Dämpfungsanstieg und der Abnahme des effektiven Elastizitätsmoduls auf. Rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen nach einer Wärmebehandlung von 550°C (Abb. 5.9) verdeutlichen das Auftreten von Rissen im homogenisierten Verbundwerkstoff. Im Vergleich mit den Rissen der unverstärkten homogenisierten AZ91-Probe (Abb. 5.6) sind die Risse trotz der hohen Wärmebehandlungstemperatur verhältnismäßig klein. Da die Dämpfung der faserverstärkten AZ91-Probe bei Temperaturen über 400°C sehr viel geringer als die des unverstärkten Materials ist, kann davon ausgegangen werden, daß die Fasern als stabilisierendes Netzwerk fungieren und das Rißwachstum hemmen [72].

In Abb. 5.10 sind $\sqrt[4]{\delta_d}$ (siehe Gl. (5.6)) und die Härte von faserverstärktem AZ91 sowohl

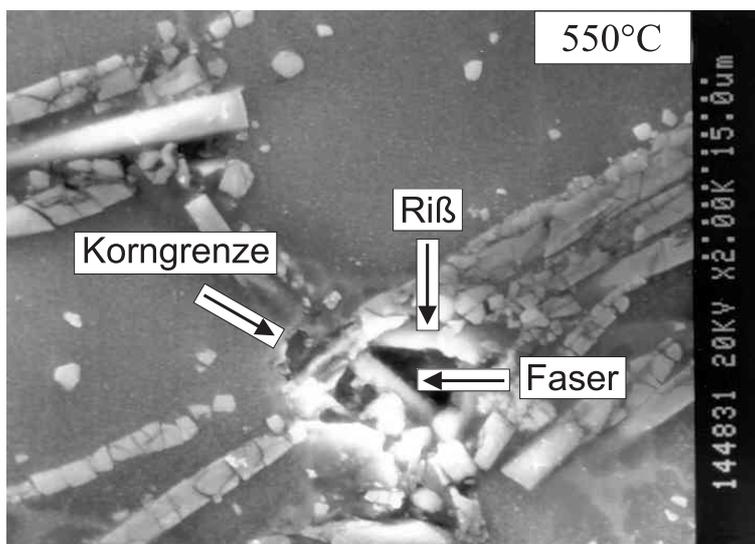


Abbildung 5.9: Korngrenzenriß in faserverstärktem AZ91 nach Wärmebehandlung bei 550°C.

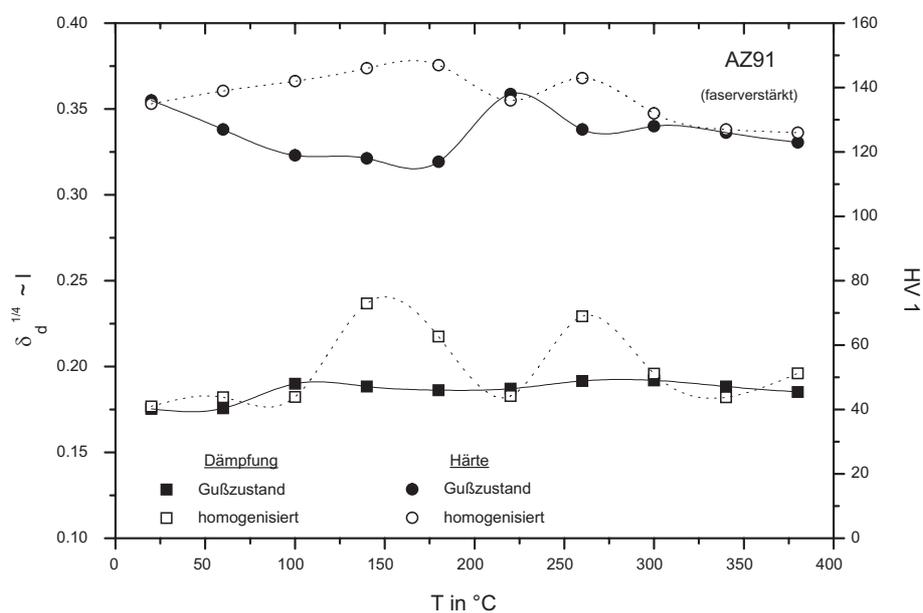


Abbildung 5.10: Korrelation der mittleren Versetzungsbogenlänge l , ermittelt durch $l \sim \sqrt[4]{\delta_d}$, mit der Vickershärte bei unterschiedlichen Wärmebehandlungstemperaturen für eine faserverstärkte AZ91-Probe im gegossenen und homogenisierten Zustand.

im Guß- als auch im homogenisierten Zustand als Funktion der Wärmebehandlungstemperatur dargestellt. Durch die Faserverstärkung der Probe ist die gemessene Vickershärte ca. doppelt so hoch wie die der unverstärkten Probe und in guter Übereinstimmung mit Literaturdaten von AZ91+15 vol.% Fasern [63]. Für faserverstärktes AZ91 tritt eine generelle Zunahme des Dämpfungsniveaus verglichen mit dem des unverstärkten AZ91 auf. Dies kann auf den durch Arsenault und Shi [73] geforderten Anstieg der Versetzungsdichte Λ gemäß

$$\Lambda = \frac{Bf\Delta\alpha\Delta T}{b(1-f)} \frac{1}{t} \quad (5.7)$$

zurückgeführt werden, wobei f der Volumenanteil der verstärkenden Phase, t dessen minimaler Durchmesser, b die Größe des Burgersvektors der Versetzungen und B ein Geometriefaktor ist. $\Delta\alpha$ ist der Absolutwert der Differenz der thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen Faser und Matrix, und ΔT beschreibt den Temperaturunterschied, dem die Probe ausgesetzt ist. Für die vorliegende Untersuchung wird angenommen, daß ΔT maximal die Temperaturdifferenz zwischen der Schmelz- und der Raumtemperatur ist. Wenn der Verbundwerkstoff von einer höheren Temperatur auf Raumtemperatur abgekühlt wird, entstehen durch die unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten zwischen der Matrix und den Fasern Dehnungen im Material, die durch die Bildung weiterer Versetzungen nahe der Fasern kompensiert werden. Daher ist bereits durch den Herstellungsprozeß eine Erhöhung der Versetzungsdichte gegeben.

Im Gegensatz zu der unverstärkten AZ91-Probe tritt bei dem faserverstärkten homogenisierten Material eine zusätzliche Dämpfung bei etwa 160°C auf. Bei dieser Temperatur fanden Kiehn et al. [74] eine deutliche Zunahme der Relaxation bei faserverstärktem AZ91, das auf einer vorzugsweise in der Zwischenschicht zwischen Matrix und Fasern einsetzenden Ausscheidung der Mg₁₇Al₁₂-Phase zurückgeführt werden konnte. Auch die Abnahme der Dämpfung für Temperaturen höher als 160°C ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Relaxationsmessungen von Kiehn et al. Diesen Effekt erklärten sie durch die Lösung von Faseratomen oder Mg₂Si in die Matrix [74].

Nach dem Modell von Granato und Lücke [36] gilt $C_2 \sim 1/l$ (siehe Gl. (4.26)). Trojanová et al. [75] berechneten den Parameter C_2 für die Saffilfaser-verstärkte (Faserteil 14.6 vol.%) AZ91-Probe nach sukzessiven isochronen Wärmebehandlungen. Auch hier konnte bei dehnungsabhängigen Dämpfungsmessungen eine signifikante Abnahme des Parameters C_2 im Temperaturbereich zwischen 200°C und 300°C festgestellt werden. Dieses Ergebnis wiederum ist in Übereinstimmung mit der Abnahme des elektrischen Widerstandes, der von Kiehn et al. [70] an faserverstärktem AZ91 gemessen wurde. Die mit der Bildung von inkohärenten Partikeln der β -Phase in der Nähe der Fasern verbundene

Verarmung der Matrix an Mischkristallatomen hat eine Reduzierung der Gitterstörungen zur Folge, so daß die mittlere freie Weglänge der Elektronenbewegung zunimmt und der elektrische Widerstand sinkt. Nach einem Minimum des elektrischen Widerstandes bei ca. 260°C steigt dieser für höhere Temperaturen wieder an.

Auch im Fall des faserverstärkten Materials nimmt die Anzahl der Fremdatome im Metallgitter oder an den Versetzungslinien ab. Dies kann zu einer Zunahme der mittleren Länge l der an den schwachen Ankerpunkten befestigten Versetzungen und zu einer Zunahme von $\sqrt[4]{\delta_d}$ führen (Abb. 5.10). Die faserverstärkte AZ91-Probe zeigt im homogenisierten Zustand lediglich eine schwache Korrelation zwischen dem Dämpfungsmaximum und der Materialhärte. Die Ursache hierfür ist die nach Gl. (5.7) bedingte Erhöhung der Versetzungsdichte Λ durch die Einbringung von Fasern bzw. die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen Fasern und Matrix. Zudem ist durch die Infiltration der Fasern bereits eine erhöhte Grundhärte gegeben.

5.3 Verformungsverhalten von AZ91

Die Dämpfungen der isochron wärmebehandelten un- und faserverstärkten AZ91-Proben (Kap. 5.2) zeigten nach Wärmebehandlungen über 413°C mit nachträglichem Abschrecken in Wasser einen deutlichen Einfluß von Heißrissen. Ziel der folgenden Untersuchungen ist, die rißinduzierte dehnungsabhängige Dämpfung der Magnesiumlegierung AZ91 zu messen und den Kurvenverlauf durch das in Kap. 4.3.2 dargestellte rheologische Rißmodell anzupassen. Die Risse sollen durch einen Dauerschwingversuch generiert werden, dessen Schwingungsamplitude im Bereich des Einspannungsortes zu einer nahe der Streckgrenze des Materials entsprechenden Dehnung führt.

5.3.1 Bestimmung der Wechselfestigkeit von AZ91

Da die Wahl einer ungeeigneten Dehnungsamplitude in der Durchführung des geplanten Dauerschwingversuches zu sehr großen oder zu geringen Grenzschnitzspielzahlen führen könnte, die eine systematische Messung der rißbeeinflussten Dämpfung verhindert, soll die Wechselfestigkeit der Probe bestimmt werden.

Experimentelle Durchführung

Die Meßdaten zur Aufnahme der Wechselfestigkeit der gegossenen Magnesiumlegierung AZ91 wurden an der vorliegenden Dämpfungsapparatur aufgenommen. Es wurden 16 Proben verwendet und einer harmonischen Wechselbelastung mit vorgegebener, während eines Versuches konstant bleibender Schwingungsamplitude unterzogen (einstufige Beanspruchung). Die Dehnungsamplituden erstreckten sich von 0.1 % bis 0.4 %, also bis über die Streckgrenze des Materials hinaus. Die Lebensdauer der Probe bis zum Bruch wurde durch Zählen der Lastspiele ΔN nach einer Schwingdauer Δt gemäß $\Delta N = f \cdot \Delta t$ ermittelt, wobei f die Resonanzfrequenz der schwingenden Probe ist. Zur Verifizierung der mit der vorliegenden Dämpfungsapparatur erzielten Wechselbelastungskurve wurde diese mit der aus einem Umlaufbiegeversuch erhaltenen Meßkurve von AZ91 [76] verglichen. Dazu war es notwendig, die Spannungswerte aus dem Umlaufbiegeversuch in Dehnungen umzurechnen. Der für die Umrechnung notwendige Elastizitätsmodul wurde aus der Resonanzfrequenz der zur Messung der Wechselfestigkeit verwendeten transversal schwingenden Biegeproben nach Gl. (5.1) bestimmt.

Meßergebnisse und Diskussion

In Abb. 5.11 sind die Messungen der Wechselfestigkeit von AZ91 aus transversalen Biegeschwingungen und Umlaufbiegeversuchen gegenübergestellt, wobei die maximale Deh-

nungsamplitude ϵ_{\max} bzw. maximale Spannung σ_{\max} bis zum Bruch als Funktion der Lastspielzahl N in halblogarithmischer Skalierung aufgetragen ist. Für die Umrechnung der Spannungswerte aus dem Umlaufbiegeversuch in die entsprechende Dehnung wurde der geringste aus der Resonanzfrequenz der eingesetzten Biegeproben bestimmte Elastizitätsmodul (36 GPa) herangezogen. Die einer festen Bruchdehnung zugeordneten Schwingzah-

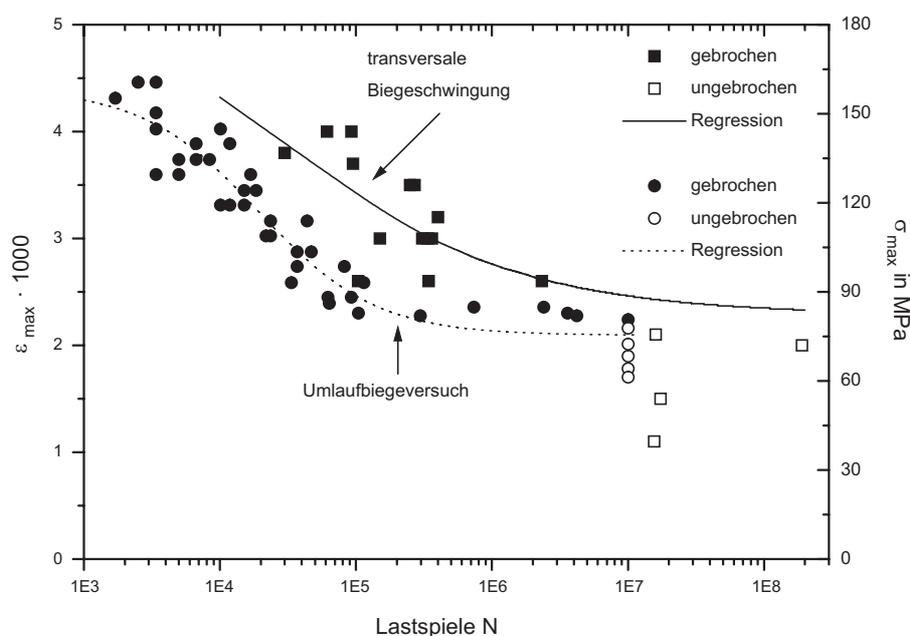


Abbildung 5.11: Vergleich der Wechselbelastungskurven von AZ91 bei unterschiedlicher Belastungsart.

len beider Messungen unterscheiden sich um weniger als eine Größenordnung. Man erkennt, daß die Messungen trotz der unterschiedlichen Belastungsarten zu einem einander ähnlichen, mit zunehmender Schwingzahl monoton abfallenden Verlauf der Regressionskurven führen. Durch Einsetzen eines geringfügig kleineren Elastizitätsmoduls wäre es möglich, die Kurven im Rahmen des Streubandes der Messungen aufeinander abzubilden. Eine Ursache für die Abweichungen beider Wechselfestigkeitsuntersuchungen könnte in der Bestimmung der Spannung in der Umlaufbiegeprobe liegen. Die ermittelte Spannung ist stark von der Probenform und der Probenbearbeitung abhängig [77]. Diese Problematik bleibt zu klären.

In beiden Versuchen wird die Dauerfestigkeit bei etwa 10^7 Schwingspielen erreicht. Die Durchläufer beider Experimente zeigen, daß das Material bis zu einer maximalen Dehnungsamplitude von ca. 0.2 % wechselfest ist. Das starke Streuband der Meßwerte verdeutlicht, daß für die Ermittlung einer zuverlässigen Wechselbelastungskurve ein hoher Materialaufwand notwendig ist. Nach DIN 50 100 [77] werden allein zur Bestimmung

der Dauerfestigkeit sechs bis zehn Proben benötigt [78]. Die Ergebnisse dieses Versuches stimmen mit Literaturdaten von Wechselbelastungskurven der Magnesiumlegierung AZ91 überein, deren Schwingzahlen bei fester Maximalspannung eine ähnlich hohe Schwankung aufwiesen [79].

Für Dehnungen über die Wechselfestigkeit hinaus tritt eine Werkstoffschädigung auf, und es entstehen die bei einem Schwingversuch charakteristischen und durch Rißfortschritt verursachten mikroskopisch feinen Schwingungstreifen, die auf der Bruchfläche von AZ91 durch rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen beobachtet werden konnten (Abb. 5.12).

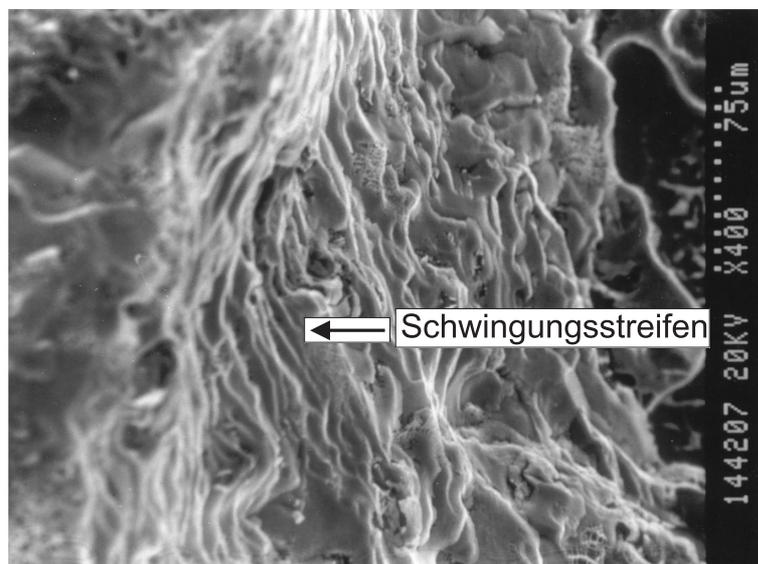


Abbildung 5.12: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme von Schwingungstreifen der Magnesiumlegierung AZ91 nach Rißfortschritt.

5.3.2 Dämpfung von AZ91 mit wachsender Schwingspielzahl

Im folgenden soll die vor Rißbeginn ablaufende Änderung der Materialdämpfung von AZ91 während eines Dauerschwingversuches untersucht und im Rahmen des Granato-Lücke-Modells diskutiert werden.

Experimentelle Durchführung

Um die durch Schwingspiele verursachten mikrostrukturellen Änderungen in der AZ91-Probe zu untersuchen, wurde die Standardprobe in den Probenhalter gespannt und in Resonanzschwingung (ca. 70 Hz) bis zu einer Maximaldehnung von ca. 0.25 % versetzt.

Danach wurde die dehnungsabhängige Dämpfung des Werkstoffes als Funktion der Gesamtschwingzahl N unter Vakuum (60 Pa) gemessen. Die erste Dämpfungsmessung wurde nach insgesamt 100 Schwingungen, die letzte Messung der Probe nach ca. $2 \cdot 10^6$ Schwingungen durchgeführt. Um mikrostrukturelle Änderungen durch die Schwingbeanspruchung deutlich zu machen, wurde das Gefüge vor und nach der Schwingbeanspruchung lichtmikroskopisch untersucht. Dazu wurden die Proben poliert und zur besonderen Kenntlichmachung der Korngrenzen und möglicher Zwillinge mit einer Essig-Pikrinsäurelösung (5 ml Essigsäure, 6 g Pikrinsäure, 10 ml H₂O, 100 ml 95 %-iges Ethanol) [80] behandelt.

Meßergebnisse und Diskussion

In Abb. 5.13 ist das logarithmische Dekrement δ der verwendeten Magnesiumlegierung AZ91 gegen die maximale Dehnungsamplitude ϵ_{\max} in logarithmischer Skalierung aufgetragen. Die Dämpfungskurven wurden nach unterschiedlichen Schwingzahlen ermittelt. Man erkennt, daß alle Kurven einen monoton steigenden Verlauf zeigen. Für kleine Dehnungs-

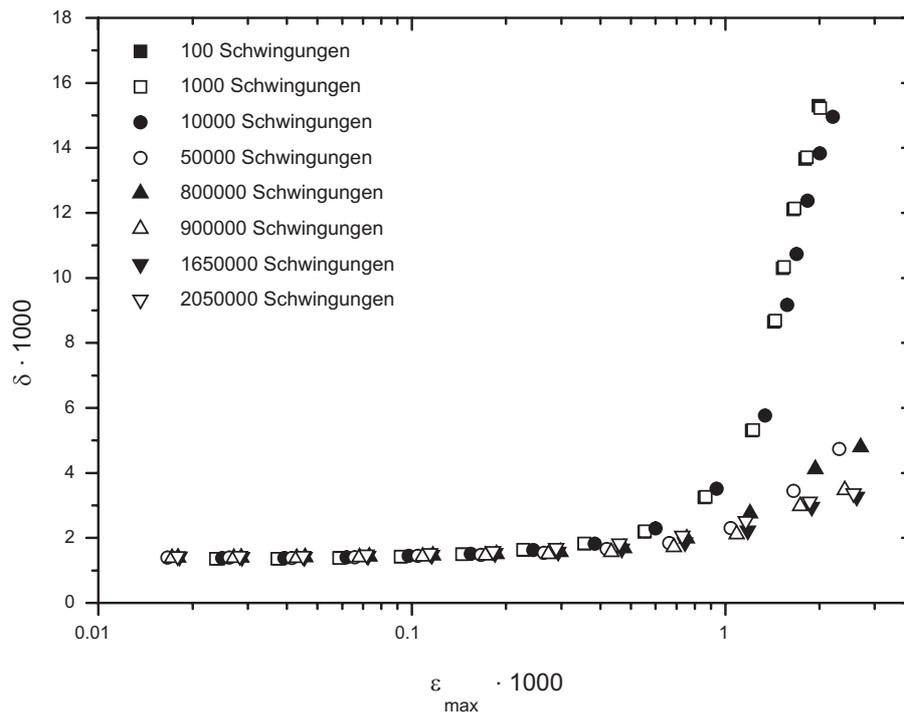


Abbildung 5.13: Sättigungsverhalten der Dämpfung von AZ91.

amplituden tritt eine dehnungsunabhängige Dämpfung auf, die bei etwa $\epsilon_{\max} > 5 \cdot 10^{-4}$ in eine dehnungsabhängige Dämpfung übergeht. Die dehnungsabhängige Dämpfung zeigt eine Abhängigkeit von der Schwingzahl N . Während für $N \leq 10000$ eine Maximaldämpf-

fung von ca. $16 \cdot 10^{-3}$ erreicht wird, sinkt dieser Wert nach insgesamt 50000 Schwingungen ($\hat{=}$ 12 Minuten Schwingzeit) bei der gewählten Dehnungsamplitude um ca. 70 % ab. Für $N > 80000$ ist eine Sättigung der Maximaldämpfung festzustellen, die bei ca. $3 \cdot 10^{-3}$ liegt. Dieser Wert wird ca. acht Stunden beibehalten, bis eine sichtbare Änderung der Kurvenform auftritt (siehe Abb. 5.15). In Anlehnung an Versuche zur Erhöhung der Lebensdauer durch gezielte Schwingbeanspruchungen soll dieser Vorgang ebenfalls als Trainieren [40] bezeichnet werden. Es fällt auf, daß nur die dehnungsabhängige Dämpfung von der Anzahl der Schwingspiele betroffen ist, die dehnungsunabhängige Dämpfung ist bei allen Kurven ähnlich und hat einen Wert von ca. $1.5 \cdot 10^{-3}$. Da die gewählte Maximaldehnung gemäß der gemessenen Wechselbelastungskurve (Abb. 5.11) zu einer plastischen Verformung des Materials führt und neue Versetzungen gebildet werden, ist anzunehmen, daß mikrostrukturelle Änderungen mit dem Versetzungsmodell von Granato und Lücke [36] verifiziert werden können. Dazu wurde jede Meßkurve nach einer Lazan-Korrektur (Gl. (4.29)) in einem Granato-Lücke-Plot (Abb. 4.3) dargestellt und die Konstanten C_1 und C_2 (Gl. (4.26)) bestimmt. In Tab. 5.3 sind die Werte von C_1 und C_2 für unterschiedliche

Gesamtschwingzahl N	$C_1 \propto \frac{\Delta L^3}{l^2}$	$C_2 \propto \frac{1}{l}$	$\frac{C_1}{C_2^2} \propto \Delta L^3$
10^2	$3.13 \cdot 10^{-3}$	$6.58 \cdot 10^{-3}$	72.3
10^3	$3.06 \cdot 10^{-3}$	$6.62 \cdot 10^{-3}$	69.8
10^4	$2.17 \cdot 10^{-3}$	$6.63 \cdot 10^{-3}$	49.4
$5 \cdot 10^4$	$5.20 \cdot 10^{-5}$	$2.95 \cdot 10^{-3}$	5.98
$8 \cdot 10^5$	$1.91 \cdot 10^{-5}$	$2.06 \cdot 10^{-3}$	4.50
$9 \cdot 10^5$	$1.75 \cdot 10^{-5}$	$2.34 \cdot 10^{-3}$	3.20
$1.65 \cdot 10^6$	$1.06 \cdot 10^{-5}$	$1.97 \cdot 10^{-3}$	2.73
$2.05 \cdot 10^6$	$8.18 \cdot 10^{-6}$	$1.57 \cdot 10^{-3}$	3.32

Tabelle 5.3: Veränderung der Konstanten C_1 und C_2 (siehe Gl. (4.26)) mit zunehmender Gesamtschwingzahl N .

Gesamtschwingzahlen N aufgeführt. Ein Vergleich beider Konstanten läßt erkennen, daß C_1 einen wesentlich stärkeren Abfall mit steigender Schwingzahl als C_2 zeigt. Nach Gl. (4.26) ist ein Sinken von C_2 mit einer Zunahme des mittleren Abstandes l zwischen schwachen Ankerpunkten verbunden. Dieses Ergebnis würde eine Erhöhung der Materialdämpfung bedeuten und steht im Widerspruch zu der bei plastischer Verformung auftretenden Erhöhung der Versetzungsdichte, die eine Abnahme von l bedingt. Informationen über die Veränderung von l sind bei dieser Versuchsdurchführung im Rahmen des vorliegenden Ver-

setzungsmodells nicht eindeutig zu klären. Dagegen läßt sich die Veränderung von C_1 mit der Versetzungsdichte korrelieren. Um die Abhängigkeit von C_1 von l zu eliminieren, ist in Tab. 5.3 der Quotient $\frac{C_1}{C_2}$, der proportional ΛL^3 ($L \hat{=}$ mittlerer Abstand zwischen starken Ankerpunkten) ist, dargestellt. Man erkennt die schon für die Konstante C_1 beobachtete Abnahme von $\frac{C_1}{C_2}$ mit der Gesamtschwingzahl. Die Verringerung von C_1 wird in diesem Modell im wesentlichen durch die Abnahme von L herbeigeführt, weil L in der dritten Potenz in die Berechnung von C_1 eingeht. Möglichkeiten einer Verringerung des mittleren Abstands L wären die Bildung neuer Versetzungsknoten oder eine Clusterbildung.

Als neue Ankerpunkte können auch Zwillinge fungieren. Die Verfestigung kann bei Reinmagnesium außer durch Ableitung von Versetzungen auch durch Zwillingsbildung verursacht werden [81, 82]. Abb. 5.14 zeigt die Mikrostruktur der Magnesiumlegierung AZ91 a) vor und b) nach Beanspruchung durch Biegeschwingungen. Nach $N = 2.05 \cdot 10^6$ Schwingungen bei einer maximalen Dehnungsamplitude von 0.25 % lassen sich Zwillinge erkennen. Von den im Biegeversuch gebildeten Verformungszwillingen gehen weitere Gleitbänder aus. Die auftretenden Zwillingsformen stimmen mit Beobachtungen von Emley [83] überein. Nach welcher Schwingzahl und bei welcher Maximaldehnung eine Zwillingsbildung bei AZ91 auftritt, ist derzeit nicht bekannt [84] und bedarf weiterer Untersuchungen. Die Ergebnisse der akustischen Emissionsmessungen von Bohlen et al. [85] an der Magnesium-Knetlegierung AZ31 ließen eine starke Zwillingsbildung für Spannungen über 50 MPa erkennen. Ein ähnlicher Wert wurde in den akustischen Emissionsmessungen von Lamark et al. [86] an AS21 gemessen. Es wird angenommen, daß dieser Spannungswert auch als Schwellwert für die Zwillingsbildung bei AZ91 gilt [84].

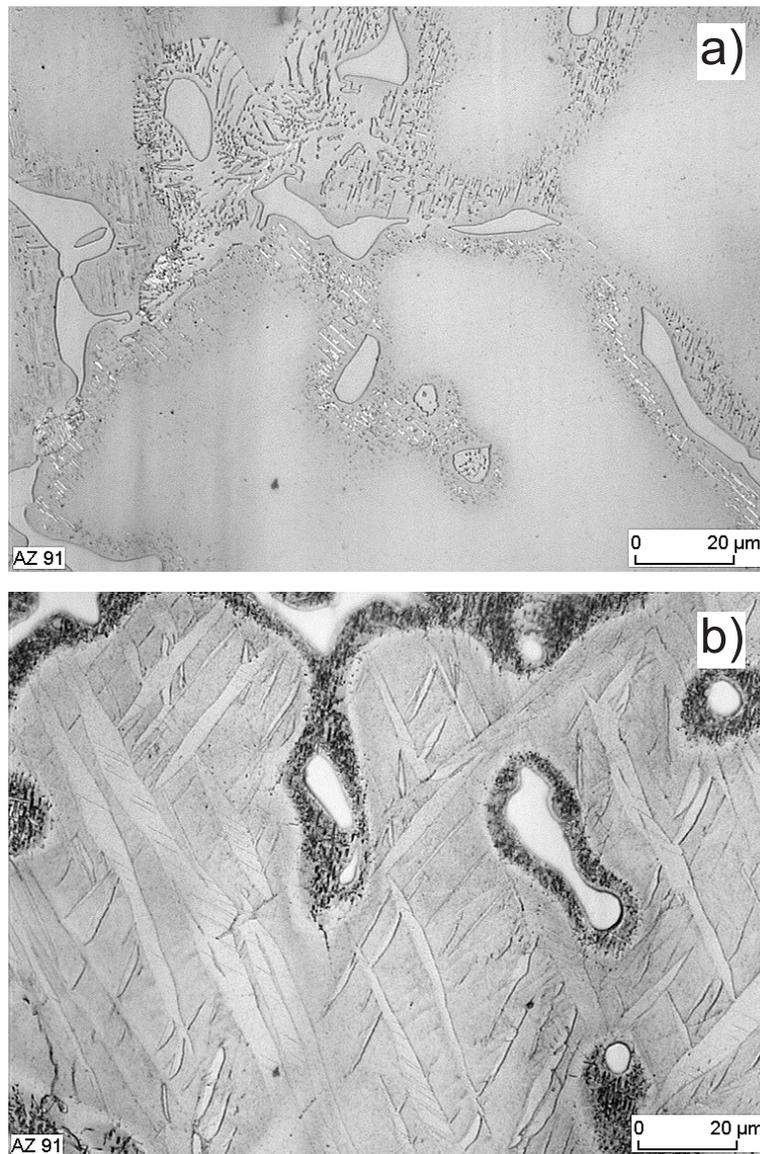


Abbildung 5.14: Gefügeaufnahme von AZ91: a) vor Dauerschwingversuch, b) nach $N = 2.05 \cdot 10^6$ Schwingungen mit einer maximalen Dehnungsamplitude von 0.25 %, Zwillingsbildung erkennbar.

5.3.3 Dämpfung von AZ91 durch Risse

Die Daten der Wechselbelastungsexperimente tragen dazu bei, die Maximaldehnungen und entsprechenden Schwingspiele festzulegen, bei denen sich Risse bilden. Ziel der folgenden Untersuchungen ist, die dehnungsabhängige Dämpfung von AZ91 nach Ribbildung zu messen und das rheologische Riböffnungsmodell (Abb. 4.5) der dehnungsabhängigen ribbeeinflussten Dämpfung auf die Meßkurven anzuwenden.

Experimentelle Durchführung

Um die rißbeeinflusste Dämpfung zu untersuchen und das vorgegebene Modell zu evaluieren, wurden die in Kap. 5.3.2 verwendeten AZ91-Proben verwendet und weiterhin einer harmonischen Dauerschwingung mit einer Maximalamplitude von ca. $\epsilon_{\max} = 2.5 \cdot 10^{-3}$ ausgesetzt. Die dehnungsabhängige Dämpfung wurde nach verschiedenen Schwingspielen in der vorgestellten Dämpfungsapparatur gemessen. Die zum Bruch der Probe führende Schwingzahl beträgt nach Abb. 5.11 etwa 10^4 bis 10^5 Schwingspiele, so daß bei der mit 70 Hz schwingenden Probe innerhalb einer Schwingdauer von maximal 24 Minuten eine sukzessive Rißbildung bis zum Bruch zu erwarten war. Zur Kontrolle des eingetretenen Rißwachstums wurde nach jeder Dämpfungsmessung der effektive Elastizitätsmodul der Probe nach Gl. (5.1) errechnet, dessen plötzliche Abnahme als Kriterium für einsetzendes Rißwachstum herangezogen werden kann [45].

Um den Einfluß von Rissen auf die Materialdämpfung zu bestätigen, sollte zudem eine Reduzierung der Rißlängen durch eine gezielte thermische Behandlung der Proben vorgenommen werden. Nach Feststellung des Rißwachstums wurden die Proben in einem Rohrofen bei 530°C unter Schutzgas (Argon, 1000 mbar) wärmebehandelt und zur Vermeidung von Heißrissen (Abb. 5.6) im sich abkühlenden Ofen belassen. Insgesamt wurden vier Glühungen mit Glühzeiten von 1 Stunde bis 25 Stunden durchgeführt. Selbst für lange Glühdauern trat nur eine geringfügige Veränderung der Probendimension auf (Schmelzpunkt AZ91: 600°C [87]). Nach Herausnahme aus dem Ofen wurde erneut die dehnungsabhängige Dämpfung gemessen und die Resonanzfrequenz für die Berechnung des effektiven Elastizitätsmoduls ermittelt.

Meßergebnisse und Diskussion

In Abb. 5.15 ist die gemessene dehnungsabhängige Dämpfung der Magnesiumlegierung AZ91 nach unterschiedlichen Schwingzahlen bzw. nach Beendigung einer Glühung gegen die maximale Dehnungsamplitude in logarithmischer Skalierung aufgetragen. Man erkennt, daß die Dämpfung für kleine Schwingzahlen einen nach dem Granato-Lücke-Modell zu erwartenden Dehnungsverlauf zeigt: Die dehnungsunabhängige Dämpfung geht für höhere Dehnungsamplituden in eine dehnungsabhängige, durch Versetzungsbewegung verursachte Dämpfung über. Ab einer Schwingzahl von über $2.19 \cdot 10^6$ Schwingungen verändert sich der Kurvenverlauf. Im dehnungsunabhängigen Bereich tritt im Gegensatz zu den Dämpfungskurven mit kleiner Schwingzahl eine Zunahme der Dämpfung auf, die mit steigender Dehnungsamplitude abfällt und dann wieder für höhere Dehnungsamplituden anwächst. Für die Beschreibung der Dämpfungskurven wird angenommen, daß für kleine Dehnungs-

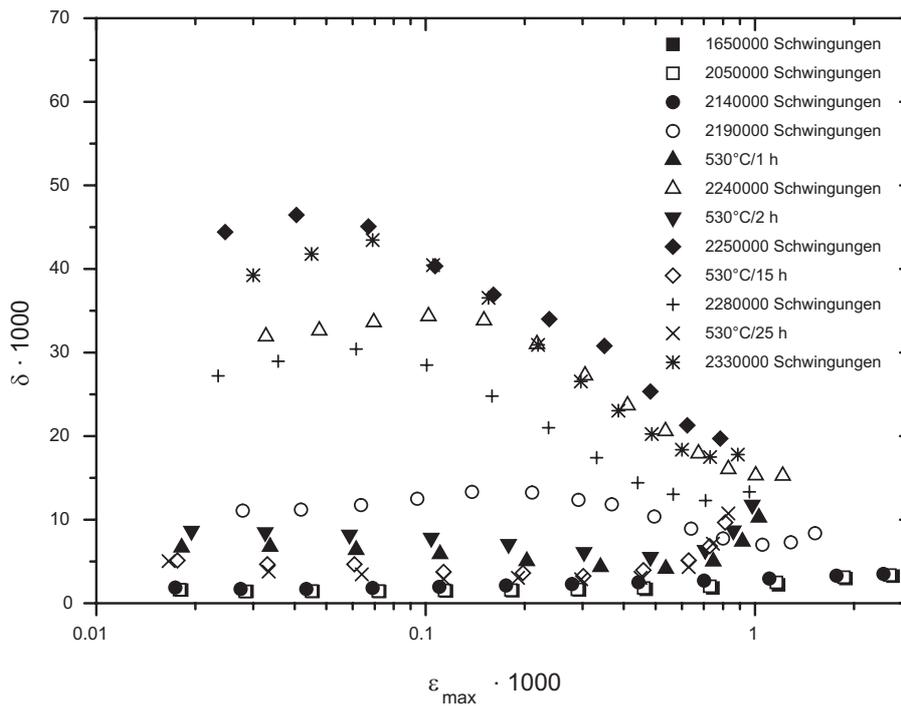


Abbildung 5.15: Rißbeeinflusste dehnungsabhängige Dämpfung der Magnesiumlegierung AZ91 nach unterschiedlichen Schwingzahlen und zeitlich variierenden isothermen Wärmebehandlungen.

amplituden ein dominierender Dämpfungsterm δ_R , der die rißinduzierte Dämpfung charakterisiert, der dehnungsunabhängigen Dämpfung δ_0 überlagert ist. Erst im Bereich höherer Dehnungsamplituden verliert dieser Dämpfungsmechanismus seine Wirkung und geht für größere Dehnungsamplituden in die Versetzungsdämpfung δ_H über. Die Dämpfung in dem Bereich des Übergangs, in dem δ_R verschwindet, ist von der Schwingzahl abhängig und soll als Untergrunddämpfung δ'_0 bezeichnet werden. Es wird angenommen, daß diese Dämpfung die rißbeeinflusste von der versetzungsbedingten Dämpfung trennt. Für die Dämpfung gilt

$$\delta = \delta_R + \delta'_0 + \delta_H. \quad (5.8)$$

Die zu untersuchende rißbeeinflusste Dämpfung erhält man daher nach Gl. (5.8) durch Subtraktion des Dämpfungstermes δ_H und der Untergrunddämpfung δ'_0 .

Um das rheologische Modell auf die Meßwerte anzuwenden, wurden die Kurven aus Abb. 5.15 selektiert, bei denen ein starker Anstieg der Dämpfung im bezüglich der Ausgangskurve dehnungsunabhängigen Dämpfungsbereich zu beobachten war. Von diesen Kurven wurden sowohl δ_H als auch δ'_0 subtrahiert. Anschließend wurde für jede Kurve der natürliche Logarithmus der Dehnungswerte berechnet, und es erfolgte eine numerische

Integration nach Gl. (4.36). Der Startwert für den Mittelwert $\ln(\bar{\epsilon}_c)$ und die Breite der Verteilung $\ln(s)$ konnten aus der jeweiligen gemessenen Kurve abgelesen werden. Durch Bestimmung dieser Parameter ließ sich der Startwert für die Dämpfungsstärke errechnen. Ein eigens für diese Berechnung geschriebenes Pascalprogramm führte die Integration als Summe von Trapezen durch. Die Regression der gesamten Meßkurve erfolgte nach der Methode des kleinsten quadratischen Fehlers gemäß [48]

$$\sum_{i=1}^n (\delta_R^i - f(\ln(\epsilon_{\max}^i)))^2 \stackrel{!}{=} \min, \quad (5.9)$$

wobei n die Anzahl der für den Fit gewählten Datenpaare δ_R^i und $\ln(\epsilon_{\max}^i)$ ist. Die Funktion $f(\ln(\epsilon_{\max}^i))$ beschreibt hierbei den i -ten Funktionswert von Gl. (4.36) an der Stelle $\ln(\epsilon_{\max}^i)$. Für jedes Tripel von Parametern $(\ln(\bar{\epsilon}_c), \ln(s), R)$ erfolgte eine Berechnung nach Gl. (5.9). Durch Vergleich der Minima konnte das für das gewählte Parameterfeld globale Minimum gefunden werden.

Die mit dem Programm erhaltenen Fitparameter der rißbeeinflußten Dämpfungskurven wurden gemäß Gl. (4.33) und Gl. (4.34) umgerechnet und sind in Tab. 5.4 gezeigt. Man

Anzahl Schwingungen	$\bar{\epsilon}_c'$	s'	R
2190000	$1.38 \cdot 10^{-4}$	$1.57 \cdot 10^{-4}$	$5.39 \cdot 10^{-2}$
<i>Wärmebehandlung 530°C/1h</i>	$4.35 \cdot 10^{-5}$	$9.30 \cdot 10^{-5}$	$3.20 \cdot 10^{-2}$
2240000	$9.72 \cdot 10^{-5}$	$1.00 \cdot 10^{-4}$	$1.50 \cdot 10^{-1}$
<i>Wärmebehandlung 530°C/2h</i>	$6.25 \cdot 10^{-5}$	$3.10 \cdot 10^{-4}$	$4.99 \cdot 10^{-2}$
2250000	$6.20 \cdot 10^{-5}$	$1.41 \cdot 10^{-4}$	$3.00 \cdot 10^{-1}$
<i>Wärmebehandlung 530°C/15h</i>	$2.80 \cdot 10^{-5}$	$9.03 \cdot 10^{-5}$	$2.61 \cdot 10^{-2}$
2280000	$5.56 \cdot 10^{-5}$	$8.27 \cdot 10^{-5}$	$1.70 \cdot 10^{-1}$
<i>Wärmebehandlung 530°C/25h</i>	$4.20 \cdot 10^{-6}$	$3.14 \cdot 10^{-5}$	$8.80 \cdot 10^{-2}$
2330000	$5.95 \cdot 10^{-5}$	$7.44 \cdot 10^{-5}$	$2.20 \cdot 10^{-1}$

Tabelle 5.4: Beste Fitparameter der nach Gl. (4.36) gefitteten rißbeeinflußten Dämpfungskurven.

erkennt, daß der Mittelwert $\bar{\epsilon}_c'$ mit jeder Wärmebehandlung sinkt und mit zunehmender Schwingzahl wieder ansteigt. Der geringste Anstieg von $\bar{\epsilon}_c'$ ist bei dieser Untersuchung nach einer zweistündigen Wärmebehandlung von 530°C zu sehen. Generell läßt sich ein mit zunehmender Schwingzahl zu kleineren Dehnungsamplituden verschobener Mittelwert beobachten. Der Parameter R , der die Anzahl der aktiv an der Dämpfung beteiligten Risse charakterisiert, sinkt nach jeder Wärmebehandlung, nimmt jedoch tendenziell mit steigender Schwingzahl zu. In dem Rißmodell bedeutet dies einen Anstieg der Risse mit großen

Rißlängen. Nach Gl. (4.30) wird während der Dauerschwingung die Rißausbreitung von Rissen mit großen Rißlängen erleichtert, so daß deren Dämpfungsanteil zunimmt, weil für die Öffnung der Risse während einer Dämpfungsmessung bereits eine geringe Dehnungsamplitude ausreicht. Die Änderung der Standardabweichung s' folgt im wesentlichen dem Verlauf von $\bar{\epsilon}_c'$, d.h. ein Anstieg von $\bar{\epsilon}_c'$ ist mit einem Anstieg von s' verbunden und entspricht damit dem theoretisch zu erwartenden Kurvenverlauf wie in Abb. 4.7 gezeigt.

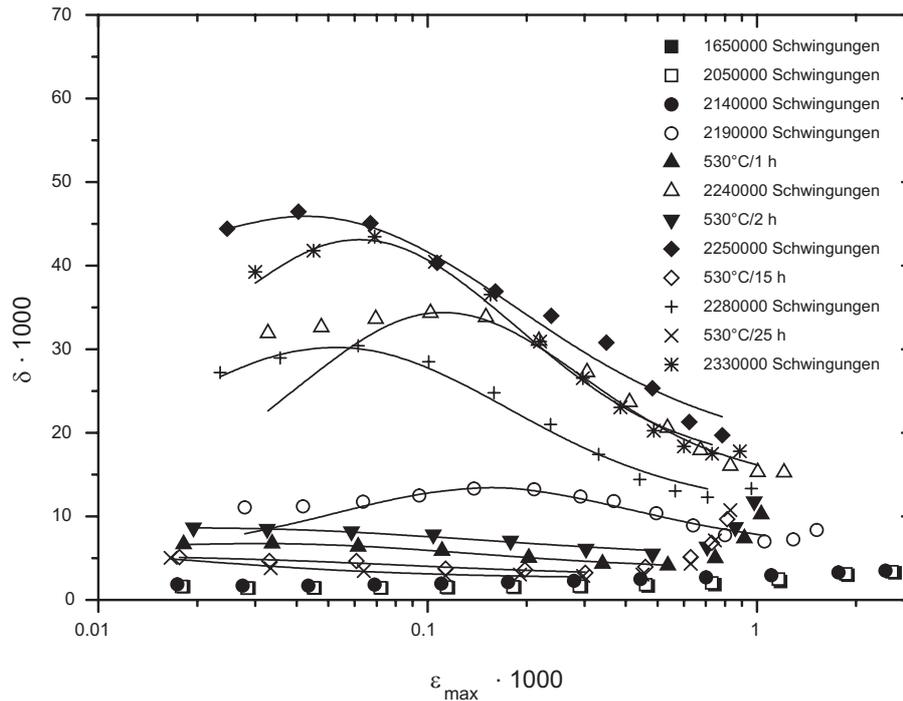


Abbildung 5.16: Nach Gl. (4.36) durchgeführter Fit der rißbeeinflussten dehnungsabhängigen Dämpfung der Magnesiumlegierung AZ91.

Abb. 5.16 zeigt den Fit der rißbeeinflussten Dämpfungskurven. Für die Darstellung wurde den berechneten Fitkurven die Untergrunddämpfung δ'_0 addiert. Mikroplastische Verformungen an den Rißspitzen werden bei dem rheologischen Modell nicht berücksichtigt und können zu Abweichungen mit dem Meßverlauf führen. Es wird jedoch deutlich, daß die Fitkurven in guter Übereinstimmung mit den experimentell erhaltenen Daten sind.

In Zusammenarbeit mit Golovin et. al. [8, 88] wurden dehnungsabhängige Dämpfungsmessungen an geschäumtem Material durchgeführt. Auch hier konnte ein mit zunehmender Schwingzahl entstehendes rißbeeinflusstes Dämpfungsverhalten festgestellt werden, dessen Auftreten mit einer durch rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen belegten Zunahme von Rissen korreliert werden konnte.

Ausheilen von Rissen

In Abb. 5.17 ist die Abhängigkeit des effektiven Elastizitätsmoduls der für den Versuch der rißinduzierten Dämpfung untersuchten Magnesiumlegierung AZ91 von der Schwingzahl N und unterschiedlichen isothermen Wärmebehandlungen gezeigt. Der aus der Resonanzfrequenz berechnete effektive Elastizitätsmodul E (siehe Gl. (5.1)) beträgt nach 100 Schwingungen ca. 39.3 GPa und ist in guter Übereinstimmung mit den für AZ91 in der Literatur [51] angegebenen Daten. Obwohl bei der eingestellten maximalen Dehnungsamplitude von 0.25 % bei einer Schwingzahl von über $2 \cdot 10^6$ Schwingungen nach der Wechselbelastungskurve (siehe Abb. 5.11) erste Schädigungen zu erwarten sind, ist nach einer Gesamtschwingzahl von 2140000 Schwingungen noch keine wesentliche Änderung des effektiven Elastizitätsmoduls zu messen. Nach einer weiteren Zunahme der Schwingzahl um $\Delta N = 50000$ Schwingungen nimmt E_{eff} um etwa 7.4 % ab. Wie aus Abb. 5.15 hervorgeht, steigt die Dämpfung daher an. Durch eine im Anschluß an die Dämpfungsmessung erfolgte einstündige Wärmebehandlung von 530°C wird der effektive Elastizitätsmodul wieder um ca. 2.8 % erhöht. Dabei erreicht er einen Wert, der etwa 5.3 % geringer ist als der Ausgangswert für $N = 100$. Das Sinken des effektiven Elastizitätsmoduls mit zunehmender Schwingzahl und die Steigerung dieses Wertes nach einer Wärmebehandlung trat in allen weiteren Versuchen auf, wie aus Abb. 5.17 hervorgeht. Der hier durchgeführte Versuch zeigt, daß eine Minimierung (Ausheilung) der Mikrorisse durch eine Wärmebehandlung erfolgen kann. Die stärkste Ausheilung fand nach einer zweistündigen Wärmebehandlung bei 530°C statt. Allerdings ist diese Methode der Rißlängenreduktion unzureichend, da bereits nach $\Delta N = 10000$ Schwingungen eine Abnahme von E_{eff} um ca. 11 % auftrat. Erst eine zeitliche Erhöhung der Wärmebehandlung auf 15 Stunden führte zu einer marginalen Stabilität, da eine Verdreifachung der Schwingzahl lediglich zu einer Abnahme des effektiven Elastizitätsmoduls von 8.2 % zur Folge hatte. Eine Verfünffachung der Schwingzahl von $\Delta N = 10000$ (relative Abnahme von E_{eff} : 11 %) auf $\Delta N = 50000$ nach 25 Stunden bei 530°C, die nur eine Reduzierung des effektiven Elastizitätsmoduls von 16.8 % gegenüber dem vorherigen Wert hervorrief, legt nahe, daß eine zeitliche Zunahme der Wärmebehandlung E_{eff} stabilisiert und das Rißwachstum verlangsamt. Boccaccini et al. [89] haben gezeigt, daß sowohl die Messung der Dämpfung als auch des effektiven Elastizitätsmoduls von SiC-verstärktem Borsilikat als Indikatoren dienen, um den Beginn von Mikrorissen zu bestimmen. Auch in den Arbeiten von Matsushita et al. [45], Dole [90] und McGuire et al. [91] wurde eine Abnahme des effektiven Elastizitätsmoduls und eine Erhöhung der Dämpfung nach Bildung von Mikrorissen beobachtet. Die Reduktion von E_{eff} mit zunehmender Schädigung der Mikrostruktur wurde theoretisch von Budianski et al. [92] bestätigt, die Zunahme der Dämpfung läßt sich auf eine tribologische Wechselwirkung, d.h. Reiben von

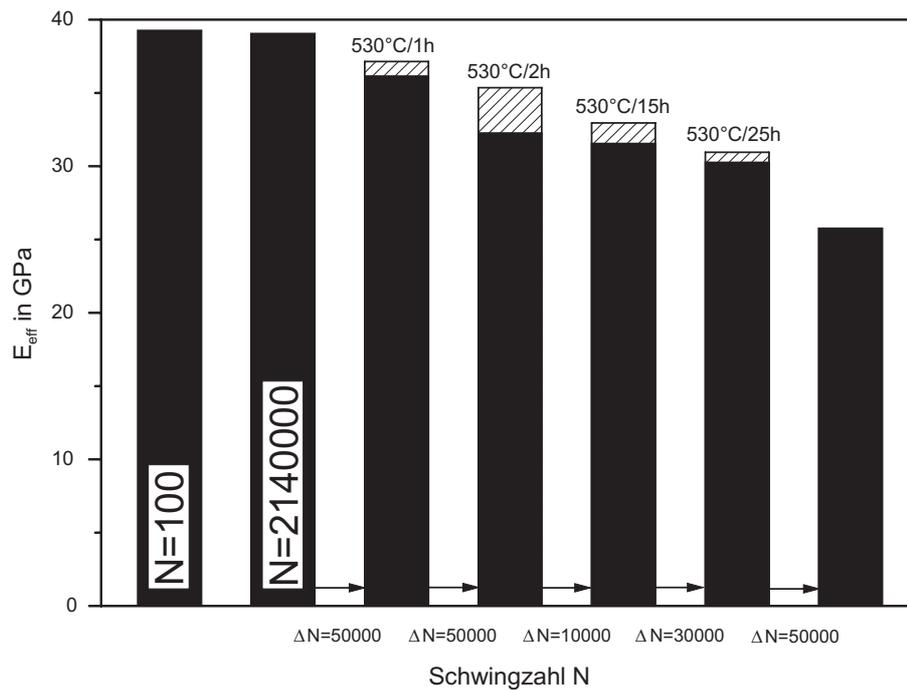


Abbildung 5.17: Änderung des effektiven Elastizitätsmoduls E_{eff} nach unterschiedlichen Gesamtschwingzahlen und isothermen Wärmebehandlungen.

gegenüberliegenden Rißflächen zurückführen [45]. Das Ausheilen von rißbeeinflußten Glas-kompositen wurde nach Boccaccini et al. [89] durch ein viskoses Fließen der Glasmatrix oberhalb der Glasübergangstemperatur erklärt. Dies läßt den Schluß zu, daß auch für den Ausheilungsprozeß von AZ91 ein teilweises Schließen von Rissen stattgefunden hat, das durch Wärmebehandlung bei 530°C durch Diffusionsvorgänge verursacht worden ist.

5.4 Dämpfungserhöhung durch Beschichtung

Da sich unterschiedliche Dämpfungseffekte überlagern können, ist eine Separation diverser Dämpfungsmechanismen möglich. Diese Trennung wurde im Fall der Messung des thermoelastischen Effektes und der Versetzungsdämpfung durchgeführt. Die Superposition der Dämpfung ist jedoch nicht nur auf mikrostrukturelle Prozesse innerhalb der gleichen Probe beschränkt sondern bedeutet auch, daß die Materialdämpfung gezielt durch Aufbringung einer zusätzlichen Dämpfungskomponente auf die Probe erhöht werden kann.

In diesem Kapitel soll die Veränderung der Dämpfung durch Oberflächenbeschichtung der Magnesiumlegierung AZ91 untersucht werden. Gerade für das stark oxidierende Magnesium ist ein Oberflächenschutz von großer Bedeutung, da Magnesium gemäß der Redox-Reihe der Metalle und Metallionen ein starkes Reduktionsmittel darstellt [93]. Die Wahl des beschichtenden Films setzt eine genaue Kenntnis der Materialverwendung voraus. Die gängigsten Beschichtungen sind [51]:

- Öle und Wachse zum temporären Schutz
- Farben und Pulver zum Korrosionsschutz oder zur Dekoration
- dünne Metallplatten zur Verbesserung der Oberflächenleitfähigkeit oder der Lötbarkeit

Während in der technischen Anwendung durch Beschichtung in erster Linie der Korrosionsschutz im Vordergrund steht, ist die dadurch beeinflusste Veränderung der Materialdämpfung relativ unbekannt. Experimentelle Ergebnisse an mit einem Ölfilm beschichtetem Eisen, Nickel und Stahl zeigten eine Erhöhung der Materialdämpfung [94].

5.4.1 Experimentelle Durchführung

Die Untersuchung zur Überlagerung der Dämpfung bei Beschichtung wurde an einer gegossenen AZ91-Biegeprobe an der vorliegenden Dämpfungsapparatur durchgeführt und als Funktion der maximalen Dehnungsamplitude ϵ_{\max} im Bereich von 10^{-5} bis 10^{-3} unter Vakuum (ca. 60 Pa) gemessen. Die Materialdämpfung wurde zuerst im Originalzustand der Probe, d.h. ohne Beschichtung aufgenommen. Anschließend wurde beidseitig eine Beschichtung von jeweils 0.7 mm auf die 3.1 mm dicke Probe aufgetragen. Als Beschichtungsmaterial wurde handelsübliches Paraffinwachs verwendet, das im flüssigen Zustand beidseitig auf die gesamte Länge der Biegeprobe (10 mm) gegossen wurde. Nach der Auftragung lag eine plane Beschichtung vor. Anschließend wurde die dehnungsabhängige Dämpfung der beschichteten AZ91-Probe gemessen. Um den Zusammenhang zwischen der

Anzahl der Schichten bei konstanter Schichtdicke zu verifizieren, wurde die Dämpfung des Kompositmaterials bei ein- bzw. beidseitiger Beschichtung untersucht.

5.4.2 Meßergebnisse und Diskussion

In Abb. 5.18 ist das logarithmische Dekrement δ gegen den Logarithmus der maximalen Dehnungsamplitude ϵ_{\max} aufgetragen. Durch Oberflächenbeschichtung des Substratmaterials AZ91 mit Paraffinwachs ist ein genereller Anstieg der Dämpfung über den gesamten Dehnungsbereich zu erkennen. Jedoch ist im Vergleich zu der monoton steigenden dehnungsabhängigen Dämpfungskurve der unbehandelten Probe ein unterschiedlicher Kurvenverlauf bei Beschichtung zu beobachten. Bei Auftragung des Paraffinwachsfilms auf die

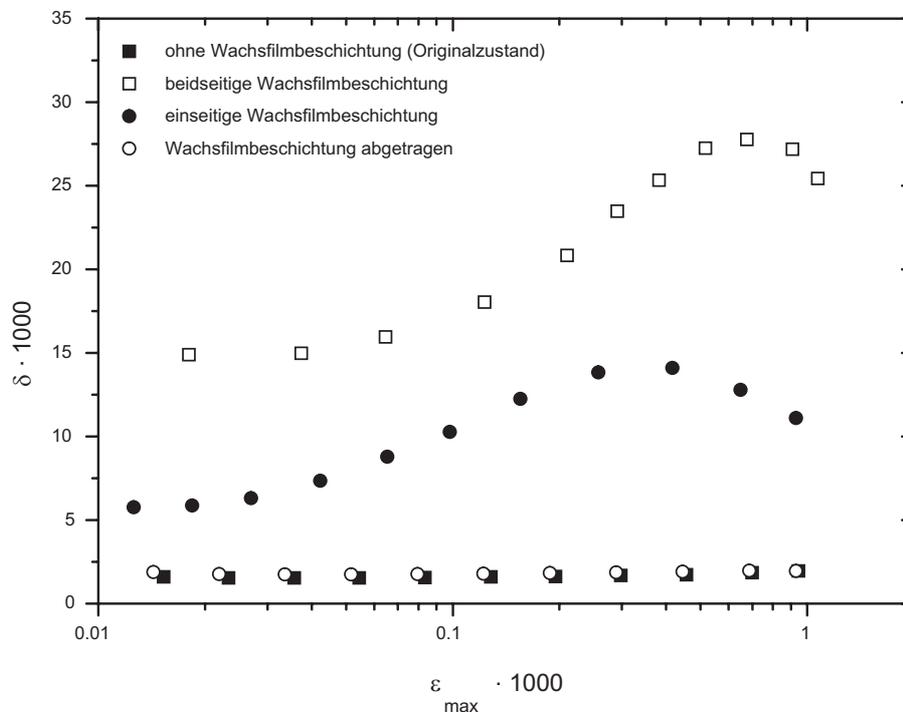


Abbildung 5.18: Dämpfung von AZ91 nach Beschichtung mit Paraffinwachs.

Probenoberfläche stellt sich für hohe Dehnungsamplituden ein Dämpfungsmaximum ein, das bei beidseitiger Beschichtung stärker ausgeprägt ist. Es wird deutlich, daß eine Verdoppelung der Schichtdicke annähernd zu einer Verdoppelung der Dämpfung führt. Dies läßt auf eine Linearität zwischen Schichtdicke und der gemessenen Dämpfung schließen. Nach sukzessiver Abtragung der Schicht gehen die Dämpfungswerte wieder auf das Niveau des Original- bzw. unbehandelten Zustandes der Probe zurück und das Dämpfungsmaximum verschwindet. Die Messung verdeutlicht, daß dieses Maximum eindeutig auf die Be-

schichtung zurückgeführt werden kann. Ziel ist es, die dehnungsabhängige Dämpfung des Paraffinwachses aus den Dämpfungsmessungen der beschichteten Probe zu separieren, um die Dämpfungseigenschaften des als aktiver Dämpfer fungierenden Beschichtungsmaterials zu bestimmen.

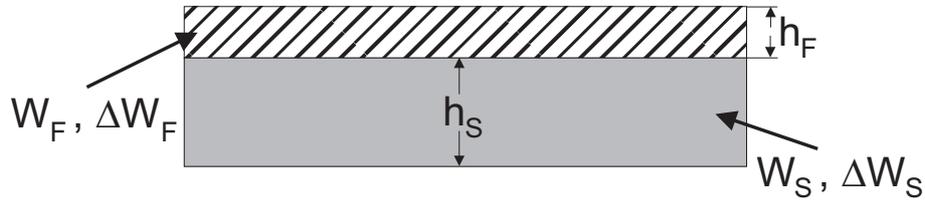


Abbildung 5.19: Einseitig beschichtetes Trägermaterial (Substrat), dessen Dämpfung durch die Dämpfung der einzelnen Komponenten bestimmt wird.

In Abb. 5.19 ist ein einseitig beschichtetes Material dargestellt. Nach dem Boltzmannschen Superpositionsprinzip trägt jede Beschichtungskomponente eines Verbundwerkstoffes zu einer Dissipation von Energie und damit zu der Materialdämpfung bei [95]. Gemäß der Grundgleichung zur Berechnung der Dämpfung (Gl. (2.24)) folgt für die Dämpfung eines mit einem Film beschichteten Substrates [96]

$$\delta_C = \frac{1}{2} \frac{\Delta W_S + \Delta W_F}{W_S + W_F}, \quad (5.10)$$

wobei der Index „S“ für das Substrat und der Index „F“ für das Beschichtungsmaterial steht. Unter der Annahme einer Separation der jeweiligen Dämpfung von Substrat und Beschichtungsfilm ergibt sich für die individuelle Dämpfung

$$\delta_S = \frac{1}{2} \frac{\Delta W_S}{W_S} \quad \text{und} \quad \delta_F = \frac{1}{2} \frac{\Delta W_F}{W_F}. \quad (5.11)$$

Durch Kombination von Gl. (5.10) und Gl. (5.11) läßt sich die Dämpfung des beschichteten Materials schreiben als

$$\delta_C = \frac{\delta_S W_S + \delta_F W_F}{W_S + W_F}. \quad (5.12)$$

Hierbei wird vorausgesetzt, daß keine Dämpfung in der Zwischenschicht von Substrat und Film stattfindet. In Gl. (5.12) sind $W_S/(W_S + W_F)$ und $W_F/(W_S + W_F)$ Gewichtungsfaktoren und repräsentieren den relativen Dehnungsenergieanteil der jeweiligen Komponente des zweiphasigen Materials. Bei kleiner Schichtdicke h_F kann die elastische Energie des Films W_F gegenüber W_S vernachlässigt werden. Mit $W_F \ll W_S$ ergibt sich für Gl. (5.12)

$$\delta_C = \delta_S + \frac{W_F}{W_S} \delta_F. \quad (5.13)$$

Für ein zu Biegeschwingungen angeregtes Substrat, das einseitig ($n = 1$) oder auf beiden Seiten ($n = 2$) mit einem Film beschichtet ist (siehe Abb. 5.19), gilt bei vollständiger Adhäsion [96]

$$\delta_C = \delta_S + 3 n \delta_F \left(\frac{E_F h_F}{E_S h_S} \right), \quad (5.14)$$

wobei E_S bzw. E_F die jeweiligen Elastizitätsmodule darstellen. Vergleicht man die in Abb. 5.18 dargestellte Dämpfungskurve nach beidseitiger Beschichtung mit den Dämpfungswerten nach einseitiger Auftragung, so stellt man fest, daß die zweifache Beschichtung im gemessenen Dehnungsbereich im Mittel zu einer 2.2-fach höheren Dämpfung führt und damit in etwa der mit Gl. (5.14) vorhergesagten Verdoppelung der Dämpfung entspricht. Aus Gl. (5.14) ergibt sich

$$\delta_F = \frac{\delta_C - \delta_S}{3 n} \left(\frac{E_S h_S}{E_F h_F} \right). \quad (5.15)$$

Für viele Anwendungen ist der Elastizitätsmodul des verwendeten Beschichtungsmaterials in der Literatur nicht aufgeführt. Bei bekannter Dichte ρ und Schichtdicke des Films sowie Eigenfrequenz f der beschichteten Probe läßt sich der Elastizitätsmodul des Beschichtungsmaterials berechnen als [96, 97]

$$E_F = \left(\frac{1}{n} \frac{f_C - f_S}{f_S} \frac{h_S}{h_F} + \frac{\rho_F}{\rho_S} \right) \frac{E_S}{3}. \quad (5.16)$$

In Abb. 5.20 ist die dehnungsabhängige Dämpfung δ_F des verwendeten Paraffinwachses für den Fall ein- ($n = 1$) bzw. beidseitiger ($n = 2$) Beschichtung dargestellt. Die Dämpfung wurde nach Gl. (5.15) berechnet. Der Elastizitätsmodul E_S des unbeschichteten Substrates wurde aus der Resonanzfrequenz f_S mittels Gl. (5.1) bestimmt und betrug 44 GPa. Die Probendicke war $h_S = 3.1$ mm, die Dicke des Filmes $h_F = 0.7$ mm. Die Berechnung von E_F wurde nach Gl. (5.16) durchgeführt, wobei die Dichte $\rho_F = 0.9$ g/cm³ der Literatur [98] entnommen wurde. Der für Paraffinwachs errechnete Wert von $E_F = 8.3$ GPa war in guter Übereinstimmung mit Angaben von Ashby [14] über den Elastizitätsmodul von Kohlenwasserstoffen, zu deren Gruppe Paraffinwachs gehört.

Die Dämpfungskurven nach ein- bzw. beidseitiger Beschichtung zeigen einen ähnlichen Dämpfungsverlauf. Für kleine Dehnungsamplituden ist die Dämpfung dehnungsunabhängig und geht für höheres ϵ_{\max} in eine dehnungsabhängige Dämpfung über. Im Bereich hoher Dehnungsamplituden weisen beide Kurven ein Maximum auf, das jeweils bei unterschiedlichen Dehnungsmaxima auftritt. Es kann davon ausgegangen werden, daß die Verschiebung des Maximums kein Materialeffekt ist, da auf beiden Seiten des Trägermaterials das gleiche Beschichtungsmaterial verwendet wurde. Als Mechanismen kommen lokale

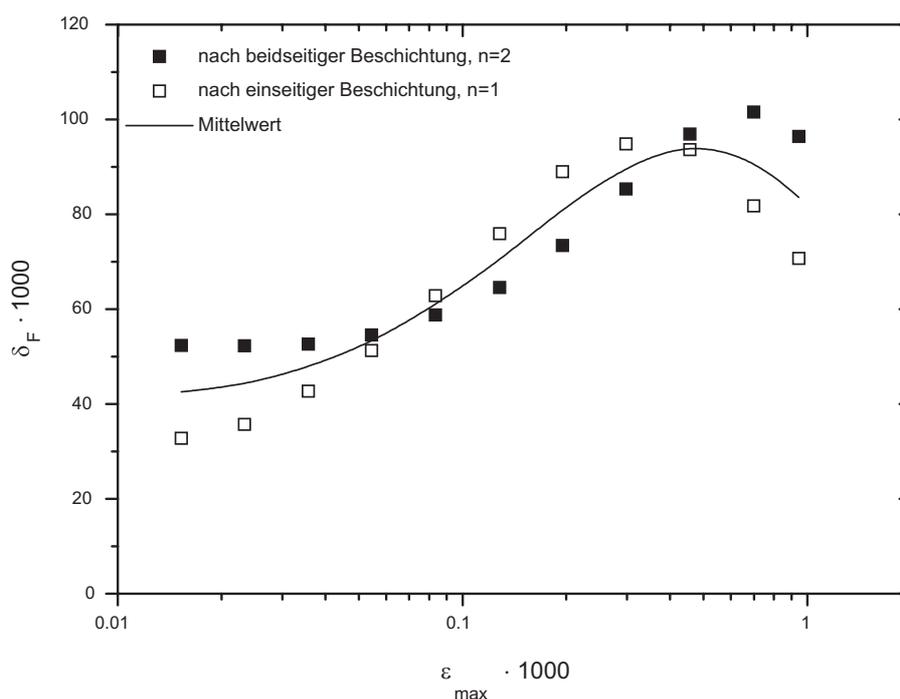


Abbildung 5.20: Nach Gl. (5.15) berechnete Dämpfung von Paraffinwachs gegen die maximale Dehnungsamplitude in logarithmischer Skalierung aufgetragen.

Adhäsionen oder eine zusätzliche Reibung in der Schicht zwischen Substrat und Beschichtungsmaterial in Betracht, die das Dämpfungsverhalten beeinflussen können. Diese Effekte wurden bei Herleitung der Dämpfung beschichteter Materialien vernachlässigt.

Paraffinwachs stellt als Kohlenwasserstoff ein Makromolekül mit vielen Seitenketten dar, so daß die Dynamik der Moleküle unter anderem durch ihre Freiheitsgrade bestimmt wird. Eine genaue Kenntnis der Molekülstruktur ist für die Beschreibung des makroskopischen Verhaltens des Materials notwendig [99]. Erst die daraus resultierende energetische Betrachtung der Mikromechanik von Kohlenwasserstoffen läßt eine quantitative Analyse des Dämpfungsverhaltens zu, das im Vergleich zu kristallinen Festkörpern weniger erforscht ist.

Von technologischer Relevanz ist, daß nach Abb. 5.20 Paraffinwachs im dargestellten Dehnungsbereich eine um durchschnittlich vierzigmal höhere Dämpfung als AZ91 aufweist. Dies führt bei beidseitiger Beschichtung von AZ91 zu einer Dämpfungserhöhung gegenüber des unbeschichteten Substrates um 1200 %.

Das große Dämpfungspotential, das durch eine technische Beschichtung herbeigeführt werden kann, ist im allgemeinen nicht bekannt. Dämpfungsmessungen dieser Art bieten die Möglichkeit, weitere Werkstoffkennwerte über das Beschichtungsmaterial zu gewin-

nen, so daß eine gezielte Werkstoffauswahl des Beschichtungsmaterials, die die Bereiche Korrosionsschutz und Dämpfung abdeckt, getroffen werden kann.

Kapitel 6

Bewertung der Meßergebnisse

Die Ergebnisse der Untersuchungen zum Dämpfungspotential der Magnesiumlegierung AZ91 sollen im folgenden zusammenfassend bewertet werden.

Die Messungen zum thermoelastischen Effekt zeigen, daß die thermische Dämpfung des Leichtmetalls AZ91 eine übergeordnete Rolle spielt. Der hohe thermische Ausdehnungskoeffizient dieses Materials führte bei Messungen an einer Probe in Form eines Biegebalkens bei einer bestimmten Schwingfrequenz und Probendicke zu einem ausgeprägten Dämpfungsmaximum. Gegenüber der dehnungsunabhängigen Dämpfung der verwendeten Standardprobe ohne Variation der Masse am freien Ende der Probe bzw. der Frequenz (siehe Abb. 3.10) konnte eine Dämpfungserhöhung um ca. das Fünffache erzielt werden. Da sich das Maximum der thermischen Dämpfung aus thermischen Eigenschaften des verwendeten Materials errechnen läßt, kann dieser Effekt bei entsprechender Probengeometrie und -masse zu einer gezielten Erhöhung der Materialdämpfung im Bereich geringer Materialdehnungen beitragen. In der Praxis muß zur Verwendung dieses Effektes das Bauteildesign hinsichtlich dieser Dämpfungseigenschaft abgestimmt werden, wobei die Breitbandigkeit des gemessenen Debyepeaks die Abstimmung erleichtert.

Die Untersuchungen des Beitrages zum Dämpfungspotential durch Änderung der Mikrostruktur infolge eines Ausscheidungsprozesses nach einer Wärmebehandlung ergaben, daß dieser Effekt im Vergleich zur thermischen Dämpfung von geringer Bedeutung ist. Der Effekt war bei AZ91 erst nach einer Lösungsglühung der Probe meßbar und führte zu einer Dämpfungserhöhung von ca. 10 %. Voraussetzung zur Ermittlung dieser durch Verarmung der Matrix an Fremdatomen bedingten Dämpfungszunahme ist eine geringe Apparaturdämpfung.

Bei faserverstärktem, lösungsgeglühtem AZ91 trat nach einer Wärmebehandlung eine Dämpfungserhöhung um ca. 35 % auf. Dies bedeutet, daß eine Faserverstärkung die Verarmung der Matrix an Fremdatomen begünstigt und zu einer Erweiterung des Dämpfungs-

potentials beiträgt. Allerdings ist der von der Wärmebehandlungstemperatur abhängige, zu einer deutlichen ausscheidungsbedingten Dämpfungserhöhung führende Effekt auf ein geringes Temperaturintervall beschränkt und technisch kaum nutzbar. Die generelle Erhöhung der Dämpfung von AZ91 durch Faserverstärkung infolge einer erhöhten Versetzungsdichte ist dagegen technisch von größerem Interesse.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zur versetzungsbedingten Dämpfung deuten darauf hin, daß die Ausscheidungen zu keiner weiteren Steigerung der Dämpfung führen. In dem Versetzungsmodell von Granato und Lücke fungieren sie als starke Ankerpunkte und behindern die Versetzungsbewegung.

Kritische Schwingungsamplituden lassen sich durch die Abhängigkeit der Dämpfung von der Dehnung reduzieren. Gemäß der durchgeführten Dämpfungsmessungen an AZ91 steigt die Materialdämpfung ab etwa $\epsilon_{\max} = 5 \cdot 10^{-4}$ an, dessen Erhöhung bei Magnesiumlegierungen hauptsächlich auf das sukzessive Losreißen von Versetzungssegmenten von schwachen Ankerpunkten hervorgerufen wird. Für Dehnungsamplituden von ca. $2.5 \cdot 10^{-3}$ wird die Dämpfung von AZ91 gegenüber dem dehnungsunabhängigen Bereich um das ca. Achtfache erhöht.

Die plastische Verformung von AZ91 führt jedoch im Laufe einer Schwingbeanspruchung zu einer signifikanten Abnahme der Dämpfung. Ermüdungsversuche mit einer maximalen Dehnungsamplitude von $2.5 \cdot 10^{-3}$ zeigten, daß die Dämpfung der untersuchten Magnesiumlegierung AZ91 nach ca. 50000 Schwingungen von ungefähr $\delta = 15 \cdot 10^{-3}$ auf ca. $\delta = 5 \cdot 10^{-3}$ abfiel. Die gleichzeitig auftretende Reduktion der mittleren Versetzungssegmentlänge L , die im Rahmen des Granato-Lücke-Modells bestimmt wurde, und das Auftreten von Zwillingen deuten darauf hin, daß Zwillinge als starke Ankerpunkte angesehen werden müssen und eine Dämpfungssenkung bedingen. Eine Erhöhung der Materialdämpfung von AZ91 durch irreversible Versetzungsbewegung für nahe der Streckgrenze entsprechende Dehnungsamplituden ist daher nur begrenzt möglich und führte im vorliegenden Fall zu einem effektiven Dämpfungsanstieg von ca. 200 % gegenüber der dehnungsunabhängigen Dämpfung. Die mit zunehmender Schwingzahl aufgrund plastischer Verformung eintretende Dämpfungszunahme im dehnungsunabhängigen Bereich ist technisch nicht nutzbar, kann jedoch als Kriterium für ein einsetzendes Bauteilversagen herangezogen werden.

Bedeutender als die Dämpfungserhöhung durch den thermoelastischen Effekt ist eine Beschichtung der Magnesiumlegierung AZ91 mit einem hochdämpfenden Filmmaterial. Die Ergebnisse der Dämpfungsmessungen an einer mit Wachs beschichteten AZ91-Probe zeigten in dem untersuchten Dehnungsbereich von $1 \cdot 10^{-5}$ bis $1 \cdot 10^{-3}$ eine Dämpfungserhöhung nach beidseitiger Beschichtung der Magnesiumprobe um durchschnittlich das

ca. Zwölfwache gegenüber der Dämpfung des unbeschichteten Materials. Die Dämpfungserhöhung durch Beschichtung ist daher im Rahmen dieser Arbeit als der wirksamste Beitrag zur Erhöhung der Dämpfung der Magnesiumlegierung AZ91 anzusehen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, das noch weitgehend unbekanntes Dämpfungspotential der kommerziellen Magnesiumgußlegierung AZ91 mit einer eigenen experimentellen Dämpfungsapparatur bei Raumtemperatur zu ermitteln.

Zur Dämpfungsmessung wurde eine computerunterstützte, selbstanregende Dämpfungsapparatur entwickelt, die auf dem Prinzip der elektromechanischen Rückkopplung basiert. Die Dämpfung wurde an transversal schwingenden Biegeproben, die zu resonanten Schwingungen angeregt wurden, durchgeführt. Durch Verwendung einer hohen Gesamtmasse des experimentellen Aufbaues und des Einsatzes hochdämpfender Konstruktionsmaterialien konnte eine geringe Eigendämpfung von etwa $\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ erzielt werden. Der Meßbereich des logarithmischen Dekrementes erstreckte sich von 10^{-4} bis 10^{-1} , der der Dehnung von 10^{-5} bis $3 \cdot 10^{-3}$, so daß neben zerstörungsfreien erstmalig auch rißbeeinflusste dehnungsabhängige Dämpfungsmessungen aufgenommen werden konnten.

Durch die Verwendung transversal schwingender Biegebalken konnte mittels Variation der Dicke der Probe und deren Resonanzfrequenz ein frequenzabhängiger Dämpfungsmechanismus gemessen werden, der bei einer bestimmten Frequenz zu einer signifikanten Erhöhung der Materialdämpfung (Debyepeak) von AZ91 führte. Bei dem Mechanismus handelte es sich um den thermoelastischen Effekt. Aus der Höhe des Debyepeaks konnte der lineare thermische Ausdehnungskoeffizient ermittelt werden, aus der Position des Maximums die thermische Diffusivität. Während die thermische Leitfähigkeit bzw. die Diffusivität in guter Übereinstimmung mit Literaturdaten war, traten für den thermischen Ausdehnungskoeffizienten erhebliche Abweichungen auf. Ein ähnliches Ergebnis zeigte sich auch beim Ausmessen des Debyepeaks eines zusätzlich untersuchten pulvermetallurgisch hergestellten Aluminiumkomposits (DISPAL®). Diese Differenzen waren nicht systematisch und konnten weder auf einen Autor noch auf eine bestimmte Meßmethode zurückgeführt werden.

Da die Materialdämpfung in der Regel empfindlich gegenüber Änderungen der Mikrostruktur ist, wurden Dämpfungsmessungen von AZ91 und faserverstärktem AZ91 nach isochronen Wärmebehandlungen durchgeführt. Die Messungen fanden sowohl an unbehandelten als auch an lösungsgeglühten Proben statt. Nach Subtraktion des thermoelastischen Effektes und der Apparaturdämpfung trat bei Auftragung der dehnungsunabhängigen Dämpfung gegen die Wärmebehandlungstemperatur an der unverstärkten, lösungsgeglühten AZ91-Probe bei 260°C ein Dämpfungsmaximum auf, gleichzeitig nahm die Vickershärte zu. Die faserverstärkte, lösungsgeglühte Probe zeigte zusätzlich ein Dämpfungsmaximum bei etwa 160°C. Die Ergebnisse sind auf Ausscheidungshärtung zurückzuführen und mit dem Versetzungsmodell von Granato und Lücke korrelierbar, da die nach Ausscheidungshärtung an Punktdefekten verarmte Matrix zu einer Zunahme der Länge freier Versetzungssegmente führt.

Nach Wärmebehandlungstemperaturen über 413°C konnte im Gegensatz zur verstärkten Probe für die unverstärkte AZ91-Probe sowohl im gegossenen als auch lösungsgeglühten Zustand ein starker Anstieg der dehnungsunabhängigen Dämpfung beobachtet werden, der mit einem Abfall des effektiven Elastizitätsmoduls einherging. Rasterelektronenmikroskopische Analysen des Gefüges nach Wärmebehandlungstemperaturen oberhalb 413°C zeigten Heißrisse im Material, die beim faserverstärkten AZ91 durch die stabilisierende Wirkung des Fasernetzwerkes geringer ausgeprägt waren.

Mit der Dämpfungsapparatur konnte die Wechselfestigkeit gemessen werden. Diese wurde nach ca. 10^7 Schwingspielen erreicht und betrug etwa 80 MPa. Durchgeführte Dauerschwingversuche bei Dehnungen oberhalb der Wechselfestigkeit ergaben, daß die Dämpfung mit zunehmender Zahl der Biegeschwingungen in Sättigung ging und abnahm. Es wurde angenommen, daß dieses Verhalten einem Trainiereffekt zugrunde liegt. Die Diskussion der Meßergebnisse im Rahmen des Granato-Lücke-Modells zeigte, daß der Trainiereffekt von AZ91 mit einer Zunahme der Zahl starker Haftzentren verbunden ist. Die nachgewiesene Zwillingsbildung nach Erreichen der Sättigungsdämpfung untermauerte diese Analyse.

Das mit steigender Schwingzahl gemessene Dämpfungsmaximum in dem zuvor dehnungsunabhängigen Dehnungsbereich, das sich mit zunehmender Lastspielzahl zu kleineren Dehnungen verschob, sowie die gleichzeitige Abnahme des effektiven Elastizitätsmoduls wurde auf Ribbildung zurückgeführt. Für den dehnungsabhängigen, ribbeeinflussten Dämpfungsverlauf wurde ein rheologisches Ribmodell entwickelt. Die numerische Anpassung des Modells an die dehnungsabhängigen Dämpfungswerte war in guter Übereinstimmung mit dem Verlauf der gemessenen Kurven. Die Fitparameter lassen Schlüsse auf die Änderung der Riblängen nach dem Dauerschwingversuch zu.

Nach einer Wachsbeschichtung des Trägermaterials AZ91 lag eine Dämpfungserhöhung

vor, da sich die Dämpfung des Beschichtungsmaterials mit der Dämpfung des Trägermaterials überlagert. Unter Vernachlässigung einer externen Reibung von Beschichtungsfilm und Trägermaterial konnte die dehnungsabhängige Dämpfung des Beschichtungsfilms berechnet werden. Diese Messung ermöglicht die gezielte Wahl eines Beschichtungsmaterials, das die Eigenschaften Korrosionsschutz und Dämpfungserhöhung eines niedrigdämpfenden Konstruktionsmaterials besitzt.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum Dämpfungspotential der Magnesiumlegierung AZ91 führt der thermoelastische Effekt in der als Biegebalken vorliegenden Probe zu der größten Materialdämpfung. Durch diesen Effekt konnte ca. eine Verfünfachung der dehnungsunabhängigen Dämpfung für eine bestimmte Kombination aus Probendicke und Resonanzfrequenz eingestellt werden. Eine scheinbar höhere Materialdämpfung läßt sich durch Überlagerung mit einem hochdämpfenden Beschichtungsmaterial erzielen, wie am Beispiel einer mit Wachs beschichteten AZ91-Probe dokumentiert werden konnte. Mit dem verwendeten Filmmaterial wurde im untersuchten Dehnungsbereich von ca. $1 \cdot 10^{-5}$ bis $1 \cdot 10^{-3}$ ungefähr eine Verzwölfachung der Dämpfung gegenüber der unbeschichteten Probe erreicht. Beide Effekte können im Rahmen dieser Arbeit als technisch relevante Möglichkeiten zur Steigerung des Dämpfungspotentials der Magnesiumlegierung AZ91 betrachtet werden.

7.1 Ausblick

Anwendung fanden Magnesiumlegierungen bisher vorwiegend im Druckguß und als Legierungspartner für Aluminium [100]. Um eine weitere Gewichtsreduzierung im Fahrzeugbau herbeizuführen, sollen zukünftig vermehrt Magnesiumknetlegierungen zur Blechherstellung zum Einsatz kommen [101]. Auch für dieses Material können Dämpfungsmessungen einen wesentlichen Beitrag zur Analyse mikrostruktureller Änderungen liefern.

Metallische Schäume werden zunehmend als neue Werkstoffe entdeckt, die neben dem Vorteil einer offensichtlichen Gewichtsreduktion eine hohe Dämpfungskapazität aufweisen [8, 14]. Erste wichtige Dämpfungsmessungen an porösen Materialien wurden bereits von Banhart und Liu et al. [102] - [105] sowie Golovin et al. [8, 106, 107] durchgeführt. Ermüdungsversuche zeigten, daß gerade in diesen Materialien verstärkt mit einer Rißnukleation bei Dehnungsamplituden weit unterhalb der der Streckgrenze entsprechenden Dehnung zu rechnen ist [88]. Weitere Dämpfungsmessungen sind notwendig, um das Dämpfungspotential geschäumter (Leicht-)Metalle zu bestimmen.

Literaturverzeichnis

- [1] B. L. Mordike und T. Ebert, „Magnesium Properties-Applications-Potential“, Mat. Sci. Eng. A **302** (2001) 37
- [2] H. Haferkamp, M. Niemeyer, R. Boehm, U. Holzkamp, C. Jaschik und V. Kaese, „Development, Processing and Applications Range of Magnesium Lithium Alloys“, Mater. Sci. Forum **350-351** (2000) 31
- [3] H. Furuya, N. Kogiso, S. Matunaga und K. Senda, „Applications of Magnesium Alloys for Aerospace Structure Systems“, Mater. Sci. Forum **350-351** (2000) 341
- [4] D. W. James, „High Damping Metals for Engineering Applications“, Mat. Sci. Eng. **4** (1968) 1
- [5] R. Plunkett, „Damping Analysis: A Historical Perspective“, in: V. K. Kinra und A. Wolfenden (ed.), „M³D: Mechanics and Mechanisms of Material Damping“, ASTM Publication, Baltimore 1992, S. 562
- [6] J. Zhang, R. J. Perez, C. R. Wong und E. J. Lavernia, „Effects of Secondary Phases on the Damping Behaviour of Metals and Metal Matrix Composites“, Mat. Sci. Eng. **8** (1994) 325
- [7] A. S. Nowick und B. S. Berry, „Anelastic Relaxation in Crystalline Solids“, Academic Press, New York 1972
- [8] I. S. Golovin, H. R. Sinning, J. Göken und W. Riehemann, „Amplitude Dependent Damping of Some Metallic Foams“, Solid State Phen. **89/90** (2003) 267
- [9] C. Zener, „Elasticity and Anelasticity of Metals“, University of Chicago Press, Chicago 1948, S. 42
- [10] G. Fantozzi, „Phenomenology and Definitions“, in: R. Schaller, G. Fantozzi und G. Gremaud (ed.), „Mechanical Spectroscopy Q⁻¹ 2001“, Trans Tech Publications Ltd, Zürich 2001, S. 8

- [11] K. Iwasaki, „Mechanical and Elastic Waves in Solids“, in: G. L. Trigg (ed.), „Encyclopedia of Applied Physics, vol. 9“, VCH Publishers Inc., New York 1994, S. 515
- [12] W. Riehemann, „Metallische Werkstoffe mit extremer innerer Reibung und deren Messung“, Papierflieger-Verlag, Clausthal-Zellerfeld 1994
- [13] W. Nolting, „Theoretische Physik, 1. Klassische Mechanik“, Zimmermann-Neufang-Verlag, Ulmen 1989, S.154
- [14] M. F. Ashby, „Materials Selection in Mechanical Design“, 2. Auflage, Butterworth-Heinemann, Oxford 1999, S. 48
- [15] J. Göken und W. Riehemann, „Dehnungsabhängige Dämpfungsmessungen an abklingenden Biegeschwingungen von Werkstoffen“, Technisches Messen **68** (2001) 535
- [16] W. Riehemann, P. Fleischer und V. Martens, „Hochauflösende Messung der Spannungsrelaxation in Werkstoffen mit elektrodynamischen Waagen“, Technisches Messen **59** (1992) 245
- [17] J. Göken und W. Riehemann, „Thermoelastic Damping of the Low Density Metals AZ91 and DISPAL“, Mat. Sci. Eng. A **324** (2002) 134
- [18] W. H. Westphal, „Physik“, Springer-Verlag, Berlin 1970, S. 156
- [19] Datenblatt der Firma IBS Magnet[®], Katalogausgabe Nr. 8, Berlin 1998
- [20] Hütte, „Die Grundlagen der Ingenieurwissenschaften“, H. Czichos (ed.), Springer-Verlag, Berlin 1989, E83
- [21] Benutzerhandbuch PREMA[®] DMM 5017, PREMA[®] Präzisionselektronik GmbH, Mainz 1998
- [22] Datenblatt Analog Devices[®], AN-268, Analog Devices[®], Norwood, USA 2001
- [23] F. Abed el-al, J. Göken und W. Riehemann, „Internal Friction of New Magnesium Alloys“, in: B. L. Mordike und K. U. Kainer (ed.), „Magnesium Alloys and Their Applications“, Werkstoff-Informationsgesellschaft, Frankfurt 1998, S. 351
- [24] K. Sugimoto, K. Matsui, T. Okamoto und K. Kishitake, „Effect of Crystal Orientation on Amplitude-Dependent Damping in Magnesium“, Trans. JIM **16** (1975) 647

- [25] W. Riehemann, „Internal Friction in Magnesium Alloys“, in: B. L. Mordike und K. U. Kainer (ed.), „Magnesium Alloys and Their Applications“, Werkstoff-Informationsgesellschaft, Frankfurt 1998, S. 61
- [26] V. K. Kinra und K. B. Milligan, „Irreversible Heat Transfer as a Source of Thermoelastic Damping“, in: V. K. Kinra und A. Wolfenden (ed.), „M³D: Mechanics and Mechanisms of Material Damping“, ASTM Publication, Baltimore 1992, S. 95
- [27] Ch. Gerthsen, H. O. Kneser und H. Vogel, „Physik“, Springer-Verlag, Berlin 1989, S. 214
- [28] T. Heumann, „Diffusion in Metallen“, Springer-Verlag, Berlin 1992, S. 90
- [29] A. Granato und K. Lücke, „Internal Friction Phenomena Due to Dislocations“, in: J. C. Fisher, W. G. Johnston, R. Thomson und T. Vreeland (ed.), „Dislocation and Mechanical Properties of Crystals“, Konferenzbeitrag, Lake Placid 1956, S. 425
- [30] J. S. Koehler, „The Influence of Dislocations and Impurities on the Damping and the Elastic Constants of Metal Single Crystals“, in: W. Shockley, J. H. Hollomon, R. Maurer und F. Seitz (ed.), „Imperfections in Nearly Perfect Crystals“, John Wiley & Sons, New York 1950, S. 197
- [31] A. Granato und K. Lücke, „Simplified Theory of Dislocation Damping Including Point-Defect Drag. I. Theory of Drag by Equidistant Point Defects“, Phys. Rev. B, vol. **24**, no. 12 (1981) 6991
- [32] A. Granato und K. Lücke, „Simplified Theory of Dislocation Damping Including Point-Defect Drag. II. Superposition of Continuous and Pinning-Point-Drag Effects“, Phys. Rev. B, vol. **24**, no. 15 (1981) 7007
- [33] A. H. Cottrell, „Report of a Conference on Strength of Solids“, Physical Society, London 1948
- [34] R. De Batist, „Mechanical Spectroscopy“, in: E. Lifshin (ed.), „Characterization of Materials, Part II“, VCH-Verlag, Weinheim 1994, S. 165
- [35] W. Benoit, „Dislocation: Description and Dynamics“, in: R. Schaller, G. Fantozzi und G. Gremaud (ed.), „Mechanical Spectroscopy Q⁻¹ 2001“, Trans Tech Publications Ltd, Zürich 2001, S. 141
- [36] A. Granato und K. Lücke, „Application of Dislocation Theory to Internal Friction Phenomena at High Frequencies“, J. Appl. Phys. **27** (1956) 789

- [37] Z. Trojanová, P. Lukáč, H. Ferkel, B. L. Mordike und W. Riehemann, „Stability of Microstructure in Magnesium Reinforced by Nanoscaled Alumina Particles“, *Mat. Sci. Eng. A* **234-236** (1997) 798
- [38] B. J. Lazan, „Damping of Materials and Members in Structural Mechanics“, Pergamon Press, New York 1968
- [39] E. Sommer, „Bruchmechanische Bewertung von Oberflächenrissen“, Springer Verlag, Berlin 1984, S. 3
- [40] H.-J. Bargel und G. Schulze (ed.), „Werkstoffkunde“, Springer-Verlag, Berlin 2000, S. 118
- [41] K. Heckel, „Einführung in die technische Anwendung der Bruchmechanik“, Carl Hanser Verlag, München 1983, S. 36
- [42] A. A. Griffith, *Phil. Trans. R. Soc. A* **221** (1920) 163
- [43] G. R. Irwin, „Analysis of Stress and Strains Near the End of a Crack Traversing a Plate“, *J. Appl. Mech.* **24** (1957) 361
- [44] R. Schaller und G. Fantozzi, „Damping and Toughness“, in: R. Schaller, G. Fantozzi und G. Gremaud (ed.), „Mechanical Spectroscopy Q^{-1} 2001“, Trans Tech Publications Ltd, Zürich 2001, S. 615
- [45] K. Matsushita, S. Kuratani, T. Okamoto und M. Shimada, „Young’s Modulus and Internal Friction in Alumina Subjected to Thermal Shock“, *J. Mat. Sci. Letters* **3** (1984) 345
- [46] G. W. Smith und J. R. Birchak, „Internal Stress Distribution of Magnetomechanical Hysteresis-An Extension to Include Effects of Magnetic Field and Applied Stress“, *J. Appl. Phys.* **40** (1969) 5174
- [47] L. P. Pook, „The Role of Crack Growth in Metal Fatigue“, The Metals Society, London 1983, S.75
- [48] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig, „Taschenbuch der Mathematik“, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt/Main 1999, S. 757
- [49] V. Arnhold und J. Baumgarten, „Dispersion Strengthened Aluminium Extrusions“, *Powder Met. Int.* **17** (1985) 168

- [50] Datenblatt PEAK[®] Werkstoff GmbH, Velbert, Deutschland (02/2000)
- [51] M. M. Avedesian und H. Baker (ed.), „Magnesium and Magnesium Alloys“, ASM International, Ohio 1999
- [52] K. Klotter, „Technische Schwingungslehre“, Bd. 1, Teil A, Springer-Verlag, Berlin 1978, S. 195
- [53] P. Buchhagen, W. Riehemann und B. L. Mordike, „Stress Relaxation and Damping Capacity of Magnesium and Magnesium Alloys“, in: B. L. Mordike und F. Hehmann (ed.), „Magnesium Alloys and Their Applications“, Konferenzbeitrag, DGM, Oberursel 1992, S. 229
- [54] A. Rudajevová, J. Kiehn, K. U. Kainer, B. L. Mordike und P. Lukáč, „Thermal Diffusivity of Short-Fibre Reinforced Mg-Al-Zn-Mn Alloy“, *Scripta Mater.* **40** (1999) 57
- [55] A. Rudajevová, persönliche Mitteilung, Karlsuniversität Prag, Prag 2000
- [56] PEAK[®] Werkstoff GmbH, Velbert, Deutschland, persönliche Mitteilung (2000)
- [57] A. Rudajevová, „Thermal Diffusivity of Plasma Sprayed Alumina Coatings“, *Mater. Res. Bull.* **26** (1991) 1363
- [58] E. Kaschnitz und W. Funk, *Gießerei-Praxis* **11/12** (1997) 260
- [59] H. Kuchling, „Taschenbuch der Physik“, VEB Fachbuchverlag, Leipzig 1984
- [60] E. Grüneisen, „Zustand des festen Körpers“, in: H. Geiger und K. Scheel (ed.), „Thermische Eigenschaften der Stoffe“, Springer-Verlag, Berlin 1926, S. 1
- [61] Z. Trojanová, P. Lukáč, W. Riehemann und B. L. Mordike, „Study of Relaxation of Residual Internal Stress in Mg Composites by Internal Friction“, *Mat. Sci. Eng. A* **324** (2002) 122
- [62] P. Lukáč, Z. Trojanová, W. Riehemann und B. L. Mordike, „Damping in Magnesium Matrix Composites“, *Mater. Sci. Forum* **210-213** (1996) 619
- [63] K. U. Kainer, „Herstellung und Eigenschaften von faserverstärkten Magnesiumverbundwerkstoffen“, in: K. U. Kainer (ed.), „Metallische Verbundwerkstoffe“, DGM Informationsgesellschaft, Oberursel 1998, S. 219

- [64] J. Kiehn, C. Köhler und K. U. Kainer, „Stress Relaxation Behaviour of Thermally Cycled Short Fibre Reinforced Mg Alloys“, in: A. Poursartip und K. Street (ed.), „Int. Conf. on Composite Materials - ICCM 10“, Woodhead Pub. Ltd., UK-Abington, Band II, Canada 1995, S. 660
- [65] Datenquelle: Offizielle Homepage der Firma Saffil® (2000), www.saffil.com
- [66] J. Schröder und K. U. Kainer, „Effect of Production Technique and Reinforcements on the Microstructure and Properties of Magnesium Matrix Composites“, „Proc. of the ASM Int. Conf. on Advanced Aluminium and Magnesium Alloys“, Amsterdam 1990, S. 847
- [67] A. Rudajevová, J. Kiehn, P. Lukáč, K. U. Kainer und B. L. Mordike, „Thermal Properties of AZ91 and QE22 Matrix Composites“, in: B. L. Mordike und K. U. Kainer (ed.), „Magnesium Alloys and Their Applications“, Werkstoff-Informationsgesellschaft, Frankfurt 1998, S. 665
- [68] H. W. Höppel, G. Eisenmeier, B. Holzwarth und H. Mughrabi, „Cyclic Deformation Behavior of the Cast Magnesium Alloy AZ91“, in: K. U. Kainer (ed.), „Magnesium Alloys and Their Applications“, DGM, VCH-Verlag, Weinheim 2000, S. 348
- [69] W. Riehemann und F. Abed el-al, „Ageing of Internal Friction Properties of Magnesium“, *J. Alloys Comp.* **310** (2000) 127
- [70] J. Kiehn, K. U. Kainer, P. Vostrý und I. Stuliková, „Resistivity Changes due to Precipitations Effects in Fibre Reinforced Mg-Al-Zn-Mg Alloy“, *phys. stat. sol.* **161** (1997) 85
- [71] *Metals Handbook*, „Heat Treating“, vol. 4, ASM Society for Metals, Metals Park, Ohio 1985, S. 744
- [72] J. Göken und W. Riehemann, „Dependence of Internal Friction of Fibre Reinforced and Unreinforced AZ91 on Heat Treatment“, *Mat. Sci. Eng. A* **324** (2002) 127
- [73] J. R. Arsenault und N. Shi, „Dislocation Generation due to Differences Between the Coefficients of Thermal Expansion“, *Mat. Sci. Eng. A* **81** (1986) 175
- [74] J. Kiehn, W. Riehemann und K. U. Kainer, „Stress Relaxation of Short Fibre Reinforced Mg Metal Matrix Composites after Thermal Cycling“, *Mater. Sci. Forum A* **210-213** (1996) 503

- [75] Z. Trojanová, P. Lukáč, F. Chmelik und A. Rudajevová, „Changes in the Microstructure of an AZ91 Composite Estimated by Nondestructive Methods“, in: E. S. Dwaradakasa und C. G. Nair (ed.), „Advances in Composites“, Proc. of the 3rd Int. Conf., Bangalore 2000, S. 616
- [76] W. Riehemann, persönliche Mitteilung, TU Clausthal, Clausthal-Zellerfeld 2001
- [77] DIN Deutsches Institut für Normung e.V., „Materialprüfnormen für metallische Werkstoffe 1“, Beuth-Verlag GmbH, Berlin 1989
- [78] W. Domke, „Werkstoffkunde und Werkstoffprüfung“, Girardet-Verlag, Essen 1979, S. 342
- [79] C. Potzies, „Zum Ermüdungsverhalten der Magnesium-Gußlegierung G-MgAl9Zn1 (AZ91)“, Dissertation, Berlin 2001
- [80] Metals Handbook 9th Edition, „Metallography and Microstructures“, ASM Handbook, Ohio 1985
- [81] H. Schumann, „Metallographie“, Fachbuchverlag Leipzig, Leipzig (1958)
- [82] C. S. Roberts, „Magnesium and Its Alloys“, John Wiley & Sons, Inc., New York 1960, S. 88
- [83] E. F. Emley, „Principles of Magnesium Technology“, Pergamon Press, London 1966
- [84] F. Chmelik, persönliche Mitteilung, TU Clausthal, Clausthal-Zellerfeld 2002
- [85] J. Bohlen, F. Chmelik, F. Kaiser, D. Letzig, P. Lukáč, K. U. Kainer, „Acoustic Emission Generated During Tensile Deformation of an AZ31 Magnesium Sheet“, *Kovové materiály (Metallic Materials)* **40** (2002) 290
- [86] T. T. Lamark, F. Chmelik, Y. Estrin und P. Lukáč, „Plastic Deformation of a Magnesium Based Light Alloy Investigated by the Acoustic Emission Technique“, in: P. Mazal und V. Svoboda (ed.), „EWGAE 2002“, 25th European Conference on Acoustic Emission Testing, Prag 2002, in Druck
- [87] R. Schmidt-Fetzer, „Phasendiagramme von Magnesiumlegierungen“, in: C. Kammer (ed.), „Magnesium Taschenbuch“, Aluminium Verlag, Düsseldorf 2000, S. 113
- [88] I. S. Golovin, H. R. Sinning, J. Göken und W. Riehemann, „Mechanical Damping of Some Al Foams Under Cyclic Deformation“, in: J. Banhart, M. F. Ashby und

- N. A. Fleck (ed.), „Cellular Metals and Metal Foaming Technology“, Verlag MIT Publishing, Berlin 2001, S. 323
- [89] A. R. Boccaccini, C. B. Ponton und K. K. Chawla, „Development and Healing of Matrix Microcracks in Fibre Reinforced Glass Matrix Composites: Assessment by Internal Friction“, *Mater. Sci. Eng. A* **241** (1998) 141
- [90] S. L. Dole, O. Hunter, F. W. Calderwood und D. J. Bray, „Microcracking of Monoclinic HfO_2 “, *J. Am. Ceram. Soc.* **61** (1978) 486
- [91] S. M. McGuire, M. E. Fine, O. Buck und J. D. Achenbach, „Nondestructive Detection of Fatigue Cracks in PM 304 Stainless Steel by Internal Friction and Elasticity“, *J. Mater. Res.* **8** (1993) 2216
- [92] B. Budianski und R. J. O'Connell, „Elastic Moduli of a Cracked Solid“, *Int. Solids Struct.* **12** (1975) 81
- [93] K. Dehnert, M. Jäckel, H. Oehr, U. Rehbein und H. Seitz, „Allgemeine Chemie“, Schroedel-Verlag, Hannover 1986
- [94] D. Samatowicz, „Internal Friction of Ni and Fe Covered with Mineral Oil Films“, *J. Alloys Comp.* **310** (2000) 457
- [95] S. I. Hayek, „Mechanical Vibration and Damping“, in: G. L. Trigg (ed.), „Encyclopedia of Applied Physics, vol. 9“, VCH Publishers Inc., New York 1994, S. 561
- [96] M. Weller, „Thin-Layer Materials“, in: R. Schaller, G. Fantozzi und G. Gremaud (ed.), „Mechanical Spectroscopy Q^{-1} 2001“, Trans Tech Publications Ltd, Zürich 2001, S. 549
- [97] C. M. Su, Y. Wen und M. Wuttig, „Internal Friction in Thin Films and Membranes“, *J. de Phys. IV* **6** (1996) 757
- [98] G. W. Frasier und J. Keiser, „Thin Layer Measurement of Soil Bulk Density“, *J. Range Manage.* **46** (1993) 91
- [99] J. Y. Cavallé, L. David und J. Perez, „Relaxation Phenomena in Non Crystalline Solids: Case of Polymeric Materials“, in: R. Schaller, G. Fantozzi und G. Gremaud (ed.), „Mechanical Spectroscopy Q^{-1} 2001“, Trans Tech Publications Ltd, Zürich 2001, S. 499
- [100] Int. Magnesium Association, Annual Report 2001

- [101] J. Göken, J. Bohlen, D. Letzig, H.-G. Brokmeier und K. U. Kainer, „Mg-Feinbleche für den Ultraleichtbau in der Verkehrstechnik“, in: H. Kaufmann, P. J. Uggowitzer und A. Wahlen (ed.), „2. Ranshofener Leichtmetalltage 2002 - Vom Werkstoff zum Bauteilsystem“, LKR-Verlag, Ranshofen 2002, S. 229
- [102] J. Banhart und J. Baumeister und M. Weber, *Mat. Sci. Eng. A* **205** (1996) 221
- [103] C. S. Liu, Z. G. Zhu, F. S. Han und J. Banhart, „Internal Friction of Foamed Aluminium in the Range of Acoustic Frequencies“, *J. Mat. Sci.* **33** (1998) 1769
- [104] C. S. Liu, Z. G. Zhu, F. S. Han und J. Banhart, „Low-Frequency Internal Friction of Foamed Al“, *Phil. Mag. A* **78**, Nr. 6, (1998) 1329
- [105] C. S. Liu, Z. G. Zhu, F. S. Han und J. Banhart, „Study on Nonlinear Damping Properties of Foamed Al“, *Phil. Mag. A* **80**, Nr. 5, (2000) 1085
- [106] I. S. Golovin, H. R. Sinning, J. Göken, W. Riehemann und M. Brahm, „Fatigue-Related Damping in Some Metallic Cellular Materials“, Konferenzbeitrag, ICIFUAS-13, Bilbao 2002, in Druck
- [107] I. S. Golovin und H. R. Sinning, „Internal Friction and Damping Behavior of Metallic Foams and Some Related Structures“, Konferenzbeitrag, ICIFUAS-13, Bilbao 2002, in Druck

Abbildungsverzeichnis

2.1	Dreiparametermodell.	6
2.2	Vektordarstellung des komplexen Elastizitätsmoduls zur Darstellung der Materialdämpfung.	7
2.3	Debyepeak	9
2.4	Zeitabhängigkeit der Spannung σ und der Dehnung ϵ eines Materials mit Dämpfung bei harmonischer Spannungsanregung.	10
2.5	Hysteresekurve des Materials mit innerer Reibung im Spannungs-Dehnungs-Diagramm (schematisch).	10
2.6	Resonanzpeak einer erzwungenen mechanischen Schwingung eines mechanischen Schwingkreises der Güte Q	12
2.7	Freie gedämpfte harmonische Schwingung.	13
2.8	Dämpfungskapazität unterschiedlicher Materialien.	14
3.1	Schematisches Meßprinzip der Schwingungsanregung mittels elektromagnetischer Rückkopplung.	16
3.2	Schematische Darstellung des verwendeten Meßaufbaues.	17
3.3	Experimenteller Aufbau der Anlage zur Dämpfungsmessung.	19
3.4	Luftpulensystem, bestehend aus Feld-, Induktionsspulen und Permanentmagnet.	20
3.5	Einseitig eingespannter quaderförmiger Biegebalken mit maximaler Dehnungsamplitude ϵ_{\max} am Einspannungsort.	22
3.6	Auslenkung am freien Ende einer NiCr19NbMo-Biegeprobe gegen die induzierte effektive Wechselfspannung aufgetragen.	24
3.7	Flußdiagramm des Steuer- und Meßwertprogrammes.	27
3.8	Korrektur der Meßwerte aufgrund der zeitlichen Spannungsabnahme des Multimeters.	30
3.9	Reduktion der Datenpunkte in Mittelwerte aus Intervallen.	32

3.10	Dämpfung von reinem Magnesium und der Magnesiumlegierung AZ91 für Biegeschwingungen in Abhängigkeit von der maximalen Dehnungsamplitude in der Biegeprobe.	33
3.11	Einfluß des Drehmoments der Einspannschrauben auf die gemessene Materialdämpfung von NiCr19NbMo.	34
3.12	Einfluß der Luftdämpfung auf die Dämpfung von NiCr19NbMo.	35
3.13	Einfluß der Wirbelstromdämpfung auf die Dämpfung von NiCr19NbMo.	36
3.14	Radiale Verschiebung des Permanentmagneten in der Induktionsspule.	37
3.15	Verschiebung des Permanentmagneten entlang der Mittelachse des Meßspulensystems.	38
3.16	Einfluß der Verkippung der Längsachse des Permanentmagneten gegen die Achse der Luftspule auf die Dämpfung.	39
3.17	Einfluß zur Induktionsspule parallel geschalteter zusätzlicher Kapazitäten auf das Dämpfungsverhalten.	40
3.18	Relativer Fehler der Dämpfung bei unterschiedlichen Signal-Offset-Verhältnissen.	41
3.19	Offseteinfluß auf die Dämpfung.	42
4.1	Ausbauchung eines Versetzungssegmentes.	47
4.2	Versetzungslosreißen nach dem Modell von Granato und Lücke.	49
4.3	Granato-Lücke-Plot.	50
4.4	Normalspannung, Schubspannung τ rechtwinklig zur Rißspitze, Schubspannung τ parallel zur Rißspitze.	52
4.5	Rheologisches Modell bestehend aus einer Feder mit einem lokalisierten Reibungselement.	54
4.6	Dämpfungskapazität gegen die auf die maximale Dehnung zur Rißaufweitung ϵ_c normierte Dehnung in logarithmischer Skalierung aufgetragen.	55
4.7	Modellierte dehnungsabhängige rißbeeinflusste Dämpfung als Funktion der maximalen Dehnungsamplitude für unterschiedliche Standardabweichungen.	57
5.1	Logarithmisches Dekrement von AZ91 und DISPAL gegen die maximale Dehnungsamplitude von Biegeschwingungen in doppelt logarithmischer Skalierung für verschiedene Probendicken und Resonanzfrequenzen aufgetragen.	62
5.2	Dehnungsunabhängiges logarithmisches Dekrement δ_0 als Funktion der Resonanzfrequenz f für AZ91 und DISPAL in halblogarithmischer Auftragung für verschiedene Probendicken.	63

5.3	Dehnungsunabhängige Dämpfung von AZ91 und DISPAL gegen das Produkt aus Resonanzfrequenz und quadratischer Probendicke aufgetragen. . .	65
5.4	Dämpfung von homogenisiertem unverstärktem AZ91 als Funktion der maximalen Dehnungsamplitude nach verschiedenen Wärmebehandlungen. . .	70
5.5	Dehnungsunabhängige Dämpfung δ_0 und effektiver Elastizitätsmodul E_{eff} gegen die Wärmebehandlungstemperatur von unverstärktem AZ91 im Gußzustand und nach Homogenisierung (413°C/24 h) aufgetragen.	71
5.6	Korngrenzenriß in unverstärktem homogenisiertem AZ91.	72
5.7	Korrelation der mittleren Versetzungsbogenlänge l mit der Vickershärte bei unterschiedlichen Wärmebehandlungstemperaturen.	73
5.8	Dehnungsunabhängige Dämpfung δ_0 und effektiver Elastizitätsmodul E_{eff} gegen die Wärmebehandlungstemperatur von faserverstärktem AZ91 im Gußzustand und nach Homogenisierung (413°C/24 h).	74
5.9	Korngrenzenriß in faserverstärktem AZ91 nach Wärmebehandlung.	75
5.10	Korrelation der mittleren Versetzungsbogenlänge l mit der Vickershärte bei unterschiedlichen Wärmebehandlungstemperaturen für eine faserverstärkte AZ91-Probe im gegossenen und homogenisierten Zustand.	75
5.11	Vergleich der Wechselbelastungskurven von AZ91 bei unterschiedlicher Belastungsart.	79
5.12	Schwingungstreifen von AZ91 nach Rißfortschritt.	80
5.13	Sättigungsverhalten der Dämpfung von AZ91.	81
5.14	Gefügaufnahme von AZ91: a) vor Dauerschwingversuch, b) nach Dauerschwingversuch, Zwillingsbildung erkennbar.	84
5.15	Rißbeeinflusste dehnungsabhängige Dämpfung der Magnesiumlegierung AZ91 nach unterschiedlichen Schwingzahlen und zeitlich variierenden isothermen Wärmebehandlungen.	86
5.16	Fit der rißbeeinflussten dehnungsabhängigen Dämpfung der Magnesiumlegierung AZ91.	88
5.17	Änderung des effektiven Elastizitätsmoduls E_{eff} nach unterschiedlichen Gesamtschwingzahlen und isothermen Wärmebehandlungen.	90
5.18	Dämpfung von AZ91 nach Beschichtung mit Paraffinwachs.	92
5.19	Einseitig beschichtetes Trägermaterial (Substrat), dessen Dämpfung durch die Dämpfung der einzelnen Komponenten bestimmt wird.	93
5.20	Dämpfung von Paraffinwachs gegen die maximale Dehnungsamplitude in logarithmischer Skalierung aufgetragen.	95

Tabellenverzeichnis

3.1	Spuleneigenschaften.	21
5.1	Fitparameter der Dämpfungsmessungen zum thermoelastischen Effekt von AZ91 und DISPAL.	64
5.2	Vergleich der durch eigene Dämpfungsmessungen ermittelten physikalischen Eigenschaften von AZ91 und DISPAL mit denen anderer Autoren.	66
5.3	Veränderung der Konstanten C_1 und C_2 mit zunehmender Gesamtschwingzahl N	82
5.4	Beste Fitparameter der gefitteten rißbeeinflußten Dämpfungskurven.	87

