

# Magnetomechanische Eigenschaften von Mu-Metall

S. DROSDZIOK

II. Physikalisches Institut der Universität zu Köln

(Z. Naturforsch. **28 a**, 487—491 [1973]; eingegangen am 13. Dezember 1972)

*Magnetomechanical Properties of Mu-Metal*

Measurements of the magnetomechanical effects of high permeability materials have not yet been performed because of their smallness. Using a new technique, the Joule magnetostriction of Mu-metal is obtained by shear strain measurement. The change of shear modulus and the magneto-mechanical damping in dc and ac magnetic fields are investigated and discussed.

## 1. Einleitung

Als magnetomechanische Effekte bezeichnet man die Erscheinung, daß in Ferromagneten eine Verringerung der elastischen Moduln und zusätzliche mechanische Verluste auftreten, wenn über den inversen magnetostriktiven Effekt infolge einer elastischen Spannung die pauschale Magnetisierung bzw. die magnetische Bereichsstruktur verändert wird.

Die bisher durchgeführten Untersuchungen magnetomechanischer Eigenschaften ferromagnetischer Materialien beschränken sich auf Stoffe mit relativ hoher Gestaltsmagnetostraktion, beispielsweise Ni, Fe, Legierungen, Ferrite usw. mit Sättigungsmagnetostruktionswerten der Größenordnung  $30 \times 10^{-6}$ . Bei wesentlich kleinerer Magnetostraktion, etwa in der Größenordnung von  $1 \times 10^{-6}$ , werden die magnetomechanischen Effekte so klein, daß die Messung der Magnetostraktion (nach herkömmlichen Verfahren), der magnetomechanischen Dämpfung und der Änderung der elastischen Moduln unsicher wird. In früheren Arbeiten<sup>1, 2</sup> wurde über eine Apparatur berichtet, mit der man derartige Messungen mit hinreichender Genauigkeit ausführen kann. Darin wird ein Torsionspendel mit einem dünnwandigen Rohr des zu untersuchenden Materials als Federelement beschrieben.

Als Repräsentanten für Legierungen extrem hoher Permeabilität wählen wir hier Mu-Metall (Vacuumschmelze GmbH, Hanau, etwa 80% Ni, 16% Fe und Zusätze von Cu und Mo), mit der bei entsprechender Temperung eine Anfangspermeabilität von etwa 50000 erreicht werden kann<sup>3, 4</sup>.

Zur Herstellung der Proben wurde Mu-Metall-Blech von 0,1 mm Dicke zu einem Rohr von 45 mm

Länge und 6 mm Durchmesser gebogen. Zur Verringerung der inneren Spannungen, die durch die plastische Verformung beim Biegevorgang entstanden sind, wurde die Probe 2 Stunden bei 900 °C getempert. Danach hatte sie eine Koerzitivfeldstärke von 0,18 Oe. Die Probenenden wurden in eine Messinghalterung eingelötet. Der nach dem Biegen verbliebene Spalt in Längsrichtung des Rohres wurde zugelötet, damit bei den Torsionsschwingungen keine störenden Biegeschwingungen durch evtl. vorhandene geringe Unsymmetrien angeregt werden können. Die Eigenfrequenz des Torsionspendels, bei der auch die folgenden Messungen durchgeführt werden, beträgt etwa 350 Hz, der Gütefaktor etwa 800.

## 2. Magnetostriktion

Die Sättigungsmagnetostraktion hochpermeabler Magnetwerkstoffe liegt bei etwa  $1 \times 10^{-6}$  und darunter. Die herkömmliche Messung über die magnetostriktive Dehnung bereitet insofern Schwierigkeiten, als Zusatzdehnungen, z. B. durch magnetostatische Kräfte auf die Magnetpole an den Probenenden, bereits die gleiche Größenordnung erreichen können. Speziell für polykristalline (isotrope) rohrförmige Proben wurde nun ein Meßverfahren entwickelt<sup>5</sup>, bei dem nicht magnetostriktive Dehnungen, sondern die magnetostriktiven Scherungsverzerrungen untersucht werden, weshalb die obengenannten Fehler nicht auftreten. Nach<sup>5</sup> wurde dabei experimentell bei dynamischer Messung eine Nachweisgrenze von  $10^{-13}$  erzielt.

Die Scherungsverzerrung  $\varphi$  bei magnetostriktiver Verdrillung des Rohres beträgt nach<sup>5</sup>

$$\varphi = \frac{3}{2} \lambda \sin 2\alpha \quad (1)$$

mit  $\lambda$  als Sättigungsmagnetostruktionskonstante. Der Winkel  $\alpha$  ist in dieser Anordnung der Neigungswin-

Sonderdruckanforderungen an Dr. S. DROSDZIOK, II. Physikalisches Institut der Universität zu Köln, Lehrstuhl für Experimentalphysik, D-5000 Köln 41, Universitätstraße 14.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

kel der schraubenförmigen Magnetisierung gegen die Längsrichtung des Rohres. Das für diese Form der Magnetisierung erforderliche schraubenförmige Magnetfeld entstammt einer Solenoidspule für die longitudinale Komponente in Richtung des Rohres und einem geraden Draht in der Achse des Rohres, mit dem die zirkulare Feldkomponente erzeugt wird.

Die hier beschriebene Messung wird nun so ausgeführt, daß man ein longitudinales Gleichfeld  $H_1$  und ein zirkuläres Gleichfeld  $H_z$  mit einem gegen den Gleichfeldbetrag  $\sqrt{H_1^2 + H_z^2}$  kleinen zirkulären Wechselfeld der Amplitude  $H_z \sim$  überlagert. Dies ergibt nach Gl. (1) die Scherungsspannungsamplitude

$$\varphi \sim = 3 \lambda V H_z \sim (H_1(H_1^2 - H_z^2)/(H_1^2 + H_z^2)^2). \quad (2)$$

$\varphi \sim$  wird photoelektronisch über die Torsionsschwingungsamplitude des Pendels gemessen. Der Vergrößerungsfaktor  $V$  berücksichtigt das Resonanzverhalten des Pendels. Er wird experimentell aus der Resonanzkurve ermittelt. Im Resonanzmaximum ist er gleich dem Gütefaktor. Die Felder  $H_1$ ,  $H_z$ ,  $H_z \sim$  bezeichnen die wahren Magnetfelder im Inneren der Probe. Das resultierende Gleichfeld sättigt die Probe magnetisch, weshalb die Magnetisierung dann um einen kleinen Winkel oszilliert, dem Wechselfeld folgend.

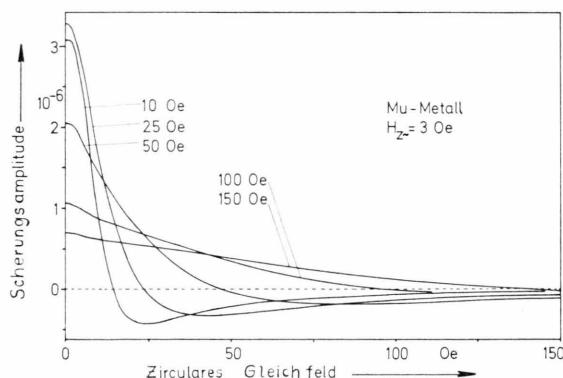


Abb. 1. Magnetostriktiv angeregte Scherungsspannungsamplitude in Abhängigkeit vom zirkulären Gleichfeld bei festem zirkulärem Wechselfeld und verschiedenen longitudinalen Gleichfeldern für Mu-Metall bei  $V=6$ .

Abbildung 1 zeigt Messungen magnetostriktiv angeregter Schwingungen. Dabei wurden die Wechselfeldamplitude  $H_z \sim = 3$  Oe und jeweils als Kurvenparameter das longitudinale Gleichfeld  $H_1$  festgehalten. Man erhält so die Kurven  $\varphi \sim (H_z)$  der Abb. 1, die mit einem XY-Schreiber ausgezeichnet wurden. Negative Werte von  $\varphi \sim$  deuten die Phasenumkehr

der Schwingung an. Da sich bei der Gleichfeldvariation der Schubmodul geringfügig verändert (siehe auch nächstes Kapitel), würde daraus bei hoher Güte in der Nähe der Eigenresonanz eine erhebliche Veränderung des Vergrößerungsfaktors  $V$  entstehen. Daher wurde zur korrekten Schreibaufzeichnung das Pendel unterhalb der Eigenfrequenz bei einem Vergrößerungsfaktor von nur etwa 6 angeregt, wodurch derartige Störungen nicht mehr ins Gewicht fallen. Die Meßkurven zeigen für Feldbeträge etwa oberhalb 100 Oe den nach Gl. (2) erwarteten Verlauf. Die verbleibende etwa 10-proz. Abweichung vom genauen Verlauf nach Gl. (2) ist evtl. auf herstellungsbedingte Texturen und damit Anisotropien im Mu-Metall-Blech zurückzuführen. Jeweils, wenn die wahren Felder  $H_1 = H_z$ , die Magnetisierungsschraube also die Neigung  $45^\circ$  besitzt, findet keine Schwingungsanregung statt. Aus Abweichungen der äußeren Felder von dieser Bedingung erhält man eine Auskunft über das entmagnetisierende Feld der Probe.

Bei Feldern unterhalb etwa 100 Oe, besonders bei sehr kleinen, beobachten wir erhebliche Unterschiede zu Gleichung (2). Dies ist zu erwarten, weil hier die Voraussetzungen für die Herleitung der Formel nicht mehr erfüllt sind. So ist die Magnetostriktion dort feldabhängig, da die Magnetisierung nicht mehr gesättigt ist. Weiterhin folgt die Magnetisierung infolge Hysterese nicht mehr dem resultierenden Magnetfeld.

Für  $\lambda$  erhält man für Mu-Metall den Wert  $\lambda_{\text{Mu}} = +1,65 \times 10^{-6}$  (zum Vergleich Ni  $-35 \times 10^{-6}$ ), der bei einem Gleichfeld von 200 Oe gemessen wurde. Das Vorzeichen von  $\lambda$  ergibt sich aus dem Phasenwinkel zwischen dem Wechselfeld und der Torsionsschwingung.

### 3. Magnetomechanische Effekte im Gleichfeld

Entsprechend der geringen Magnetostriktionskonstanten  $\lambda_{\text{Mu}} = 1,65 \times 10^{-6}$  erwartet man in Mu-Metall und ähnlich hochpermeablen Materialien nur geringe magnetoelastische Effekte. Abb. 2 zeigt die Resultate, die bei Variation der Gleichfeldstärke erhalten wurden. Da Torsionsschwingungen, also Scherungsverzerrungen, untersucht wurden, haben wir deren Dämpfung, angegeben als logarithmisches Dekrement, und den Schubmodul gemessen. Aufgetragen ist jeweils nur der uns hier interessierende magnetische Anteil: bei der Dämpfung wurde der

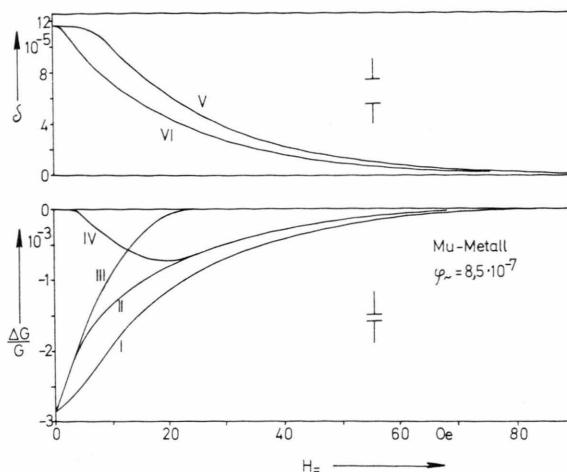


Abb. 2.  $\Delta G/G$ -Effekt und magnetomechanische Dämpfung von Scherungsschwingungen der Amplitude  $8.5 \cdot 10^{-7}$  im magnetischen Gleichfeld. I, V: longitudinales äußeres Feld; II, VI: longitudinales inneres und zirkuläres Feld; III:  $45^\circ$ -Schraubenfeld; IV: makroskopischer  $\Delta G/G$ -Anteil.

rein mechanisch bedingte Anteil, den man in der magnetischen Sättigung erhält, subtrahiert und beim Schubmodul die relative Änderung  $\Delta G/G$  gegenüber dem rein mechanischen Wert aufgetragen. Beide Größen verschwinden daher asymptotisch bei höheren Feldstärken. Da die magnetomechanischen Effekte nichtlinear, d. h. abhängig von der Verzerrungsamplitude sind<sup>1, 2, 6-8</sup>, werden diese und die folgenden Messungen bei der konstant gehaltenen Scherungsamplitude von  $8.5 \times 10^{-7}$  durchgeführt.

Den beträchtlich größten  $\Delta G/G$ -Effekt von  $2.8 \times 10^{-3}$  erhält man im pauschal unmagnetischen Zustand. (In Nickel bei der im Verhältnis zur Magnetostriktion äquivalenten Amplitude 0,13 nach<sup>1</sup>.) Meßkurve I zeigt die Zunahme des Schubmoduls in einem äußeren longitudinalen Gleichfeld. Wenn wir jedoch die Abhängigkeit vom wahren inneren Feld ermitteln wollen, müssen wir nach Abschnitt 2 experimentell den Mittelwert des entmagnetisierenden Feldes ermitteln. Nach Abzug des entmagnetisierenden Feldes ergibt sich Kurve II, die also die Abhängigkeit vom inneren Feld darstellt. Die so korrigierte Kurve stimmt mit Messungen im zirkulären Gleichfeld, bei dem das entmagnetisierende Feld vernachlässigt werden kann, im Rahmen der eingezeichneten experimentellen Fehlerblende von  $1 \times 10^{-4}$  überein.

Es interessiert nun, inwieweit der gemessene  $\Delta G/G$ -Effekt mikroskopischen oder makroskopischen Magnetisierungsänderungen zuzuordnen ist. Dazu

hat man folgendes zu bedenken: bei einer Verdrillung der Rohrprobe erzeugt man über den inversen magnetostriktiven Effekt eine magnetische Vorzugsrichtung in Form einer  $45^\circ$ -Schraube. Die pauschale Magnetisierung erfährt dann ein Drehmoment und wird sich um einen gewissen Winkel aus der Feldrichtung herausdrehen. Verwendet man nun ein schraubenförmiges Gleichfeld von  $45^\circ$  Neigungswinkel, so verschwindet dieses Drehmoment. Eine entsprechende Messung im  $45^\circ$ -Schraubenfeld zeigt die Kurve III. In diesem Falle bleibt nur der  $\Delta G/G$ -Effekt, der durch mikroskopische Magnetisierungsänderungen hervorgerufen wird, übrig. Den rein makroskopischen Anteil der Messung II erhalten wir graphisch aus der Differenz der beiden Kurven II und III. Er ist als Kurve IV dargestellt und zeigt bei etwa 20 Oe ein Extremum von  $-7.5 \times 10^{-4}$ . Bei dieser Zerlegung haben wir den (makroskopischen)  $\Delta G/G$ -Effektanteil vernachlässigt, der durch die Veränderung des Magnetisierungsbetrages hervorgerufen wird. Dies ist zulässig, da er klein gegenüber dem Effekt der Drehung der pauschalen Magnetisierung ist.

Im oberen Teil der Abb. 2 ist die magnetomechanische Dämpfung dargestellt, V gegen das äußere longitudinale magnetische Gleichfeld und VI im zirkulären bzw. um das entmagnetisierende Feld korrigierten longitudinalen Feld. Die magnetomechanische Dämpfung mit ihrem Maximalwert im unmagnetischen Zustand von etwa  $1.2 \times 10^{-4}$  ist sehr gering (Nickel  $5 \times 10^{-2}$  nach<sup>1</sup>). Sie ist daher, wie die eingetragene experimentelle Fehlerblende von  $2 \times 10^{-5}$  zeigt, schwierig zu bestimmen. Im Rahmen dieser Unsicherheit konnte kein Unterschied der Kurve VI zu einer Messung im  $45^\circ$  Schraubenfeld nachgewiesen werden, so daß man in diesem Falle die makroskopische Wirbelstromdämpfung vernachlässigen und die magnetomechanische Dämpfung überwiegend mikroskopischen magnetischen Prozessen zuordnen darf.

#### 4. Magnetomechanische Effekte im Wechselfeld

Weitere Informationen über magnetomechanisches Verhalten gewinnt man aus Wechselfelduntersuchungen. Von allen möglichen Wechselfeldfrequenzen wurde bei unseren Untersuchungen die ausgewählt, bei der die Effekte maximal werden: dies geschieht etwa 25 Hz unterhalb der Schwingungsfrequenz des Torsionspendels von 350 Hz. In den Mes-

sungen der Abb. 3 sind der  $\Delta G/G$ -Effekt und die magnetomechanische Dämpfung in Abhängigkeit von der Amplitude des longitudinalen äußeren Wechselfeldes aufgetragen. Wir sehen, daß beide Effekte nun wesentlich größer als im Falle des Gleichfeldes werden und zunächst — abweichend vom Gleichfeldfall — bei etwa 5,5 Oe ein Extremum erreichen, ehe sie asymptotisch verschwinden.

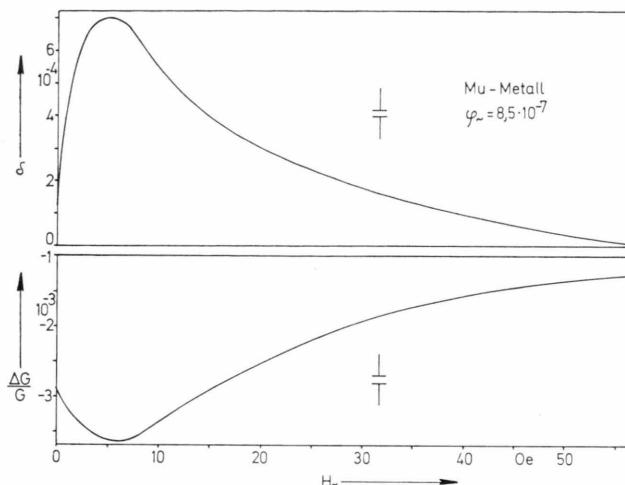


Abb. 3.  $\Delta G/G$ -Effekt und magnetomechanische Dämpfung von Scherungsschwingungen der Amplitude  $8.5 \cdot 10^{-7}$  im magnetischen longitudinalen äußeren Wechselfeld.

Wodurch läßt sich der Unterschied der Effekte im Gleich- und Wechselfeld erklären? Infolge des inversen magnetostriktiven Effektes findet bei der mechanischen Schwingung eine periodische Strukturänderung der magnetischen Bereiche statt. Nach Anlegen eines Gleichfeldes werden zunächst u. a. pro Schwingung viele Barkhausensprünge ausgelöst. Ihre Anzahl verringert und stabilisiert sich jedoch nach einer Reihe von Verzerrungszyklen im Sinne einer Idealisierung. Auf diesen dann stationären Zustand beziehen sich unsere Messungen im Gleichfeld. Im Unterschied dazu kann sich in einem Wechselfeld ein derartiger stationärer Zustand nicht einstellen. Denn die Bereichsstruktur wird durch das Wechselfeld ständig verändert, derart daß die mechanische Schwingung bei jedem Zyklus neue Barkhausen-Sprünge auslösen kann.

Wir erwarten daher, wie in Abb. 3 zu sehen ist, beim Anlegen eines Wechselfeldes zunächst eine weitere Verringerung des Schubmoduls und einen Anstieg der magnetomechanischen Dämpfung. Das Dämpfungsmaximum ist etwa 5-mal so hoch wie der

Anfangswert. Wird das Wechselfeld so groß, daß man auf der Magnetisierungskurve bereits in das Gebiet der Drehprozesse in der Nähe der Sättigung gelangt, wird die Zahl der von der Schwingung auslösbarer Bereichsprünge wieder geringer. Entsprechend zeigt sich dann eine Abnahme der magnetomechanischen Effekte.

Abbildung 3 zeigt, daß die Extremwerte bei einer Wechselfeldamplitude von etwa 5,5 Oe erreicht werden. Zur Bestimmung der dort erreichten Magnetisierung berücksichtigen wir, daß die Mu-Metallprobe hochpermeabel ist, so daß gilt  $\mu \gg 1/N$  ( $N$  Entmagnetisierungsfaktor). In diesem Falle kann man das innere Magnetfeld gegenüber dem äußeren, das durch das entmagnetisierende nahezu kompensiert wird, (z. B. nach <sup>9</sup>) vernachlässigen. Nach Abschnitt 2 wurde das entmagnetisierende Feld, das zum gesättigten Probenzustand gehört, experimentell zu 7,2 Oe bestimmt — entsprechend einem Entmagnetisierungsfaktor von  $10^{-3}$ . Daher können wir dem Außenfeld 5,5 Oe eine Magnetisierung von etwa 75% des Sättigungswertes zuordnen. Entsprechend den Magnetisierungskurven von Mu-Metall nach <sup>4</sup> kann das Übergangsgebiet zu Drehprozessen ebenfalls bei etwa 75% der Sättigungsmagnetisierung angesetzt werden. Unsere Meßergebnisse lassen sich somit in diesem Rahmen deuten.

## 5. Vergleich mit Nickel

Die im Text neben den Mu-Metallergebnissen zum Vergleich angeführten Daten an einer Ni-Probe mit 2,6 Oe Koerzitivfeldstärke werden in Tab. 1 zusammengefaßt. Beide Proben wurden ähnlich im

Tab. 1.

	Nickel	Mu-Metall	Quotient
$\lambda$	$-35 \cdot 10^{-6}$	$1,65 \cdot 10^{-6}$	-21
$\Delta G/G(0)$	0,13	$2,8 \cdot 10^{-3}$	46
$\delta(0)$	$5 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	417
$\Delta G/G(\sim)$	0,2	$3,5 \cdot 10^{-3}$	57
$\delta(\sim)$	0,3	$7 \cdot 10^{-4}$	429

Hochvakuum bei 900 °C getempert. Es sind die Sättigungsmagnetostriktion und die magnetomechanischen Effekte im pauschal unmagnetisierten Zustand (0) und die im Wechselfeld ( $\sim$ ) maximal erreichbaren Effekte jeweils bei Zimmertemperatur aufge-

führt. Die letzte Spalte enthält den Quotienten der betreffenden Größe an Ni und an Mu-Metall. Eine derart vereinfachte Gegenüberstellung ist insofern gerechtfertigt, als in beiden Materialien die elastischen Moduln und die Sättigungsmagnetisierung einander ähnlich sind.

Für die Dämpfung finden wir in beiden Fällen einen Quotienten von etwa 400 und für den  $\Delta G/G$ -Effekt etwa 50. Wie aus den Rechnungen in <sup>10</sup> hervorgeht, erwartet man, daß der  $\Delta G/G$ -Effekt bezüglich der Sättigungsmagnetostriktion quadratisch abnimmt. Dies kann man sich in einfacher Weise veranschaulichen: eine elastische Verzerrung ergibt über den inversen magnetostriktiven Effekt eine magnetische Anisotropie proportional zu  $\lambda$ . Die Reaktion der magnetischen Struktur darauf bewirkt eine wiederum zu  $\lambda$  proportionale magnetostriktive Zusatzverzerrung, was somit die quadratische Abhängigkeit des  $\Delta G/G$ -Effektes von  $\lambda$  ausmacht.

Das  $\Delta G/G$ -Verhältnis müßte demnach etwa 440 sein. Tabelle 1 zeigt jedoch an Mu-Metall einen mehr als 10-fachen  $\Delta G/G$ -Effekt. Dies läßt sich wegen der besonders hohen Permeabilität von Mu-Metall verstehen. Die Reaktion der magnetischen Struktur auf eine magnetische Anisotropie ist in hochpermeablen Materialien entsprechend stark, in unserer Mu-Metallprobe daher etwa 10-mal so hoch wie in der zum Vergleich herangezogenen Ni-Probe.

Beim Vergleich der Dämpfungswerte müssen wir berücksichtigen, daß die jeweilige Verzerrungsamplitude, die etwa die Hälfte der jeweiligen Sättigungsmagnetostriktion ausmacht, im magnetomechanischen Rayleigh-Bereich liegt<sup>1</sup>, in welchem

die elastischen Hysteresekurven durch Parabelstücke angenähert werden können. Die Dämpfung ist dort erstens proportional zur Verzerrungsamplitude und zweitens nach <sup>11</sup> proportional zur Sättigungsmagnetostriktion, was für unsere beiden Materialien und Amplitudenwerte eine in  $\lambda$  quadratische Abhängigkeit ergibt, in Übereinstimmung mit dem Quotienten von etwa 420.

Die Quotienten im Wechselfeld sind ähnlich denen im pauschal unmagnetischen Zustand. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß im Falle des Wechselfeldes mit maximalem magnetoelastischen Effekt die Schwingung linearisiert wird<sup>7</sup>, also nun Dämpfung und Schubmodul nicht mehr von der Verzerrungsamplitude abhängig sind.

## 6. Schlußbemerkungen

In der vorliegenden Arbeit konnten einige Untersuchungen über magnetostriktives und magnetoelastisches Verhalten der hochpermeablen Legierung Mu-Metall präsentiert werden. Die Meßergebnisse konnten im Rahmen bekannter Vorstellungen gedeutet werden. Die gefundenen magnetomechanischen Effekte sind wegen der geringen Magnetostriktion zwar klein, bei Verwendung geeigneter Meßmethoden dann aber noch hinreichend genau nachzuweisen, so daß es sinnvoll erscheint, künftig in die Untersuchung magnetomechanischer Effekte auch hochpermeable Materialien einzubeziehen.

Der Verfasser ist Herrn Prof. Dr. G. DIETZ für wertvolle Diskussionen über dieses Thema zu großem Dank verpflichtet.

<sup>1</sup> S. DROSDZIOK, Int. J. Magn. **3**, 235 [1972].

<sup>2</sup> S. DROSDZIOK, U. STÖWE u. G. DIETZ, Z. angew. Phys. **32**, 140 [1971].

<sup>3</sup> Handbuch Weichmagnetische Werkstoffe, Vacuumschmelze GmbH, Hanau 1967.

<sup>4</sup> R. M. BOZORTH, Ferromagnetism, D. van Nostrand, New York 1964.

<sup>5</sup> S. DROSDZIOK u. K. WESSEL, IEEE Trans. Magn., erscheint März 1973.

<sup>6</sup> C. F. BURDETT, D. M. WRIGHT u. J. D. SMITH, Phil. Mag. **22**, 47 [1970].

<sup>7</sup> S. DROSDZIOK, Czech. J. Phys. **B 23**, 197 [1973].

<sup>8</sup> S. DROSDZIOK, Acustica **28**, erscheint in Nr. 5 [1973].

<sup>9</sup> R. M. BOZORTH u. D. M. CHAPIN, J. Appl. Phys. **13**, 320 [1942].

<sup>10</sup> R. BECKER u. W. DÖRING, Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin 1939.

<sup>11</sup> M. KORNETZKI, Z. Phys. **121**, 560 [1943].