

Abb. 2. Werte des außerordentlichen Nernst-Effektes bei Sättigung der Magnetisierung in Abhängigkeit von der reduzierten Temperatur. Die Pfeile bezeichnen die Meßwerte für die Raumtemperatur.

Exakte Dämpfungskennwerte bei linearen Schwingungen

A. TROOST und J. BETTEN

Institut für Werkstoffkunde, RWTH Aachen

(Z. Naturforsch. **25 a**, 1994—1996 [1970]; eingeg. am 13. August 1970)

In der vorliegenden Untersuchung werden Dämpfungskennwerte allgemein formuliert. Als Beispiele sind Kennwerte freier und erzwungener gedämpfter Schwingungen aufgeführt. Die erörterten Abweichungen der meistens benutzten Umrechnungsbeziehungen von den strengen Gleichungen erklären zwangslässig einander widersprechende Angaben im Schrifttum.

Zur Beurteilung eines Schwingungsvorganges ist die Kenntnis von Dämpfungskennwerten von Bedeutung. So ist man bemüht, beispielsweise durch Ausschwingversuche das natürliche Dämpfungsmaß D eines Schwingers zu ermitteln, während man durch Aufnahme von Hystereseschleifen unmittelbar die dissipative Energie je Belastungszzyklus feststellt und somit über eine Bezugsenergie einen spezifischen Dämpfungskennwert ϑ erhält. Zwischen beiden Kennwerten besteht ein funktionaler Zusammenhang $\vartheta = \vartheta(D)$, der im folgenden sowohl für freie als auch für erzwungene gedämpfte Schwingungen am Beispiel eines Dehnenschwingers (Werkstoffdämpfung ϑ) hergeleitet werden soll. Die erhaltenen Beziehungen gelten für jedes lineare Schwingungssystem.

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr.-Ing. A. TROOST, Institut für Werkstoffkunde, Technische Hochschule Aachen, D-5100 Aachen.

Ordinaten nehmen bis zu einer Cu-Konzentration von 20% zu, darauf folgt eine Abnahme.

3. Die Versuche zu einer theoretischen Deutung der „außerordentlichen“ galvano- und thermomagnetischen Effekte stellen einen Zusammenhang zwischen den Konstanten R_1 (bzw. Q_1) und dem spezifischen Widerstand her, der durch die Meßergebnisse verschiedener Autoren gut bestätigt wird. R_1 und Q_1 wachsen demnach mit der Temperatur ebenso wie der spezifische Widerstand. Die von uns festgestellte Abnahme der Effekte oberhalb $T/T_c > 0.8$ paßt dann natürlich nicht in den Rahmen dieser Theorien. Man könnte aber annehmen, daß diese Erscheinung mit der Ausbildung einer Mikrostruktur zusammenhängt, bei der Bereiche mit höherem Curie-Punkt in einer Matrix mit niedrigerem T_c eingebettet sind. In diesem Fall würde es zu einer Kurzschließung der Spannungen in der Matrix kommen, die für die Abnahme der Effekte verantwortlich ist. Die Frage der Existenz solcher Mikrostrukturen wird zur Zeit auch an anderen Stellen und mit anderen Methoden untersucht.

Für die Möglichkeit, diese Untersuchung im Einvernehmen mit dem Vorstand des II. Physikalischen Instituts der Universität Wien, Prof. Dr. K. LINTNER, am Institut für Festkörperphysik der Ludwig-Boltzmann-Gesellschaft ausführen zu können, sei hier Dank gesagt.

Formulierung des Zusammenhangs $\vartheta = \vartheta(D)$

Die spezifische Dämpfung ist definiert als

$$\vartheta = A_d/A. \quad (1)$$

Darin bedeutet A_d die Dämpfungsarbeit, die je Periode zugeführt werden muß, um die Schwingung aufrechtzuerhalten, und A die in der äußersten Schwinglage aufgespeicherte maximale potentielle Energie als Bezugswert. Mit den Bezeichnungen nach Abb. 1 gilt

$$A_d = \oint \sigma(\varepsilon) d\varepsilon \quad (2)$$

$$\text{und} \quad A = \frac{1}{2} \sigma_a \varepsilon_a. \quad (3)$$

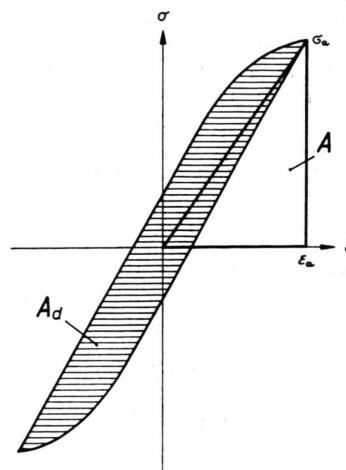


Abb. 1. Zur Definition der spezifischen Dämpfung.



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.

Die in Abb. 1 aufgenommene Hysteresisschleife eines Dehnenschwingers genügt der Gleichung

$$\sigma(\varepsilon) = E \varepsilon + \sigma_d(\varepsilon). \quad (4)$$

Darin ist σ_d eine „dissipative Spannung“, die allein die Form der Hysterese bestimmt. Bei geschwindigkeitsproportionaler Dämpfung gilt

$$\sigma_d = k^* \dot{\varepsilon}. \quad (5)$$

Unter der Voraussetzung (5) wird die Differentialgleichung für die Bewegung $\varepsilon = \varepsilon(t)$ linear. Diese Vereinfachung ist um so mehr gerechtfertigt, je weniger die experimentell aufgenommene Hysteresisschleife von einer Ellipse abweicht, wie man leicht zeigen kann.

Für einen Dehnenschwinger ist der Proportionalitätsfaktor k^* in Gl. (5)

$$k^* = k l / F \quad (6)$$

(k Dämpfungsfaktor; l Stablänge; F Querschnittsfläche).

Das natürliche Dämpfungsmaß D ist dem Dämpfungsfaktor k proportional gemäß der Beziehung

$$D = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} k; \quad 0 \leq D \leq 1. \quad (7)$$

In Gl. (7) ist ω die Eigenfrequenz des ungedämpften Systems und c die Steifigkeit gemäß

$$c = E F / l \quad (8)$$

(E Elastizitätsmodul).

Mit den Beziehungen (6), (7) und (8) geht Gl. (5) über in

$$\sigma_d = 2 D \frac{\dot{\varepsilon}}{\omega} E, \quad (9)$$

so daß sich damit die spezifische Dämpfung gemäß Definition (1) unter Berücksichtigung der Ausdrücke (2) bis (4) zu

$$\vartheta = \frac{4 D}{\omega \varepsilon_a^2} \oint \dot{\varepsilon} d\varepsilon \quad (10 \text{ a})$$

bzw. wegen $d\varepsilon = \dot{\varepsilon} dt$ zu

$$\vartheta = \frac{4 D}{\omega \varepsilon_a^2} \int_0^T \dot{\varepsilon}^2 dt \quad (10 \text{ b})$$

berechnet (T Schwingdauer).

Allgemein hat die Bewegungsgleichung des Dehnenschwingers die Form

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon(\omega^* t + \alpha) = \varepsilon(\Phi), \\ \Phi &= \omega^* t + \alpha \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

mit

$$\omega^* = \begin{cases} \omega & \text{für freie ungedämpfte Schwingung,} \\ \omega_d = \omega \sqrt{1 - D^2} & \text{für freie gedämpfte Schwingung,} \\ \Omega & \text{für erzwungene Schwingung} \end{cases}$$

(α Phasenwinkel).

Aus (11) erhält man

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d\varepsilon}{d\Phi} \frac{d\Phi}{dt}$$

bzw.

$$\dot{\varepsilon}^2 = \left(\frac{d\varepsilon}{d\Phi} \right)^2 \frac{d\Phi}{dt} \frac{d\Phi}{dt} = \omega^* \left(\frac{d\varepsilon}{d\Phi} \right)^2 \frac{d\Phi}{dt},$$

so daß Gl. (10 b) übergeht in die Beziehung:

$$\vartheta = \vartheta(D) = \frac{4 D}{\varepsilon_a^2} \frac{\omega^*}{\omega} \int_0^{2\pi} \left(\frac{d\varepsilon}{d\Phi} \right)^2 d\Phi. \quad (12)$$

Damit ist ein allgemeiner Zusammenhang zwischen der spezifischen Dämpfung ϑ und dem natürlichen Dämpfungsmaß D bei einer vorgegebenen Schwingungsform $\varepsilon = \varepsilon(\Phi)$ gegeben.

Kennwerte bei freier gedämpfter Schwingung

Die freie gedämpfte Schwingung ist dadurch gekennzeichnet, daß keine Erregerkraft vorhanden ist und die Frequenz ω^* den Wert

$$\omega^* = \omega_d = \omega \sqrt{1 - D^2} \quad (13)$$

annimmt. Die Schwingungsform ist gegeben durch

$$\varepsilon = C e^{-\omega D t} \cos(\omega_d t + \alpha) \quad (14 \text{ a})$$

bzw. durch

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon &= C e^{\alpha z} e^{-\omega \Phi} \cos \Phi \\ \Phi &= \omega_d t + \alpha \quad \text{und} \quad z = \frac{D}{\sqrt{1 - D^2}} \end{aligned} \right\}. \quad (14 \text{ b})$$

Um den Einfluß der Schwingungszahl K auszudrücken, ist Φ durch $\Phi^*(K) = \Phi + 2 \pi K$ zu ersetzen, so daß damit Gl. (14 b) in der allgemeinen Form

$$\varepsilon = C e^{\alpha z - 2\pi K z} e^{-\omega \Phi} \cos \Phi; \quad K = 0, 1, 2, \dots \quad (15 \text{ a})$$

geschrieben werden kann.

In Gl. (15 a) ist Φ innerhalb einer Periode zu zählen ($0 \leq \Phi \leq 2\pi$) entsprechend (12). Die K -te Amplitude ergibt sich für $\Phi = 0$ aus Gl. (15 a) zu

$$\varepsilon_a(K) = C e^{\alpha z - 2\pi K z},$$

so daß Gl. (15 a) in

$$\varepsilon = \varepsilon_a e^{-\omega \Phi} \cos \Phi \quad (15 \text{ b})$$

übergeht. Mit den Gln. (12) und (15 b) ergibt sich die spezifische Dämpfung unabhängig von der Zahl K zu

$$\left. \begin{aligned} \vartheta &= \vartheta(D) = (1 + D^2) [1 - e^{-4\pi z(D)}], \\ z(D) &= \frac{D}{\sqrt{1 - D^2}} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

im Gegensatz zu der oft angegebenen Beziehung

$$\tilde{\vartheta} = 1 - e^{-4\pi z}. \quad (17)$$

Nur für sehr geringe Energiedissipationen gilt:

$$D \ll 1 \quad \vartheta \approx \tilde{\vartheta} \approx 4\pi D, \quad (18)$$

eine ebenfalls oft benutzte „Umrechnungsbeziehung“.

Die Dämpfungen ϑ und $\tilde{\vartheta}$ sind in Abb. 2 abhängig von D dargestellt und mit $4\pi D$ verglichen.

Kennwerte bei erzwungener gedämpfter Schwingung

Für die erzwungene gedämpfte Schwingung mit der Erregerkraft $P(t) = P_0 \cos \Omega t$ und der Erregerfrequenz $\omega^* = \Omega$ erhält man mit dem Partikularanteil der Schwingungsform

$$\varepsilon = \varepsilon_a \cos \Phi; \quad \Phi = \Omega t + \alpha \quad (19)$$

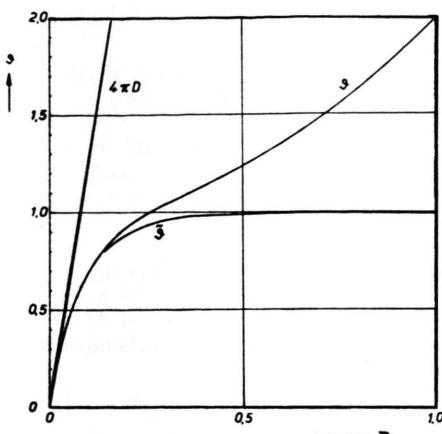


Abb. 2. Kennwerte bei freier gedämpfter Schwingung.

aus Gl. (12)

$$\vartheta = \vartheta(D) = 4\pi D \lambda. \quad (20)$$

Darin ist $\lambda = \Omega/\omega$ die Abstimmung des Systems. Die spezifische Dämpfung ϑ gemäß Gl. (20) ist somit bei erzwungenen Schwingungen abhängig von der Abstimmung λ des Systems; demgegenüber lautet die meistens im Schrifttum wiedergegebene Umrechnungsbeziehung stark abweichend

$$\tilde{\vartheta} = 4\pi D. \quad (21)$$

Bestimmt man bei der Auswertung erzwungener Schwingungen das Dämpfungsmaß D und berechnet die spezifische Dämpfung nach Gl. (21), so weicht das Ergebnis um so mehr vom tatsächlichen Wert (20) ab, je weiter man von der Abstimmung $\lambda = 1$, der Resonanzlage, entfernt ist.

Stoichiometric FeO as Metastable Intermediate of the Decomposition of Wustite at 225 °C

BERNHARD HENTSCHEL

Institut für Physikalische Chemie der Universität Münster
Münster (Westfalen), West Germany

(Z. Naturforsch. 25 a, 1996—1997 [1970]; received 16 October 1970)

If a wustite sample prepared above 1000 °C is annealed at 225 °C stoichiometric FeO occurs as a metastable decomposition intermediate, as has been demonstrated röntgenographically and by means of the Mössbauer-effect.

In 1954 HALLA¹ and coworkers suggested that in the decompositon of wustite below 570 °C the system passes through a metastable wustite phase which is richer in iron than the starting specimen. HOFFMAN and FISCHER² were able to corroborate this suggestion by demonstrating that during the annealing of wustite specimens below 570 °C the lattice constant increases, such that the final value attained depends not upon the initial composition $Fe_{1-y}O$, but only upon the value of the annealing temperature. From the linear relationship between the lattice constant (a) and the iron deficiency (y) according to the values of MARION³ (which have been confirmed by ENGELL⁴) HOFFMANN was able to determine the iron content of the metastable wustite formed during decomposition; in the case of some specimens with particularly high iron contents the relationship was extrapolated to the iron-rich side.

Reprints request to Dipl.-Chem. B. HENTSCHEL, Institut für Physikalische Chemie, Westfälische Wilhelms-Universität, D-4400 Münster (Westfalen), Schloßplatz 4.

¹ L. CASTELLIZ, W. DE SUTTER, and F. HALLA, Mh. Chem. **85**, 487 [1954].

² W. A. FISCHER and A. HOFFMANN, Arch. Eisenhüttenwesen **29** (No. 2), 107 [1958]. — A. HOFFMANN, Z. Elektrochem. **33** (No. 2), 207 [1959].

For the present investigations the initial wustite specimens of definite composition were prepared by oxidation of vacuum-melted sheets of pure iron, 30 μm thick. The oxidation was carried out at 1100 °C in a vertical furnace with CO—CO₂ mixtures. During the preparation the sample was hung by means of a platinum wire from a hollow iron cylinder which was suspended in a magnetic field within the gas-inlet tube above the furnace. By rapid dropping of the electromagnet the sample could be transferred in less than half a second from the furnace to a water-cooled section of the reaction tube. The composition of the samples was determined gravimetrically; the values were very reproducible. Neither magnetite nor α-iron, which could have been produced by decomposition during quenching, could be observed by x-ray diffraction or by means of the Mössbauer-effect.

Mössbauer spectra were recorded for a number of wustite samples, the composition of which varied throughout the range of phase stability at 1100 °C. These spectra do not agree with the interpretation of COX and SHIRANE⁵ for Mössbauer spectra of wustite; their form corresponds far better to that published by ELIAS and LINNETT⁶. The lattice constants were measured on the [400] reflex of wustite (between 63 and 65°) by means of a goniometer calibrated against silver. The values thus determined agree well with those of MARION (compare Fig. 1, range $y > 0.05$).

For the investigation of the subeutectic wustite decomposition, samples of the composition $Fe_{0.940}O$ were

³ F. MARION, Doc. Métallurg. **24**, 87—136 [1955].

⁴ H.-J. ENGELL, Arch. Eisenhüttenwesen **28**, 109 [1957].

⁵ G. SHIRANE and D. F. COX, Phys. Rev. **125** (No. 4) [1962].

⁶ D. J. ELIAS and J. W. LINNETT, Trans. Faraday Soc. **65** (No. 562), 2673 [1969].