

Abb. 1. Halbschematische Darstellung des Hohlraumresonators. 1 a, b: Öffnungen zum Ein- und Auskoppeln. 2: Versilbertes Porzellanröhrrchen. 3: Scharfkantiger Abschluß. 4: Halbwellenlängenschlitz. 5: Geschlitzte Kontakte. 6: Bronzefedern. 7: Vierkant zum Mikrometertrieb. (Zur besseren Übersicht wurde der zu untersuchende Draht und der Verschluß an der rechten Seite fortgelassen.)

Kontakt zwischen der Silberschicht und dem Deckel besorgt eine Klemmvorrichtung, die aus Gründen der besseren Übersicht in der Zeichnung fortgelassen wurde. Desgleichen wurde die rechte Deckelfläche nicht mitgezeichnet, in der der zu untersuchende Draht mit einer ähnlichen Klemmvorrichtung befestigt wird. Im Punkt 3 befindet sich ein scharfkantiger Bund, der bei kräftigem Anziehen des Deckels für einen guten Kontakt sorgt. Der linke Deckel muß zur Abstimmung verschiebar angeordnet sein. Mittels abgestimmter Schlitze ist es möglich, den Strombauch teilweise in das kompakte

Material hineinzutransformieren. Den noch verbleibenden Strom nehmen die Gleitkontakte 5 auf, welche durch verdrillte Bronzefedern 6 an die HR-Wand gepreßt werden. Die Bewegung des Abschlußkolbens wird durch einen in der Zeichnung fortgelassenen Präzisionsmikrometertrieb besorgt, dessen Schubkraft über den Vierkantstab 7 übertragen wird.

Die wirksame Länge des Drahtes im HR von ca. 6,5 cm zwingt uns, ein Magnetfeld zu erzeugen, welches über diese Strecke hin möglichst homogen ist. Dazu wurde ein eisenfreier Magnet aus zwei Spulen aufgebaut, deren Wicklungsraum einen dreieckigen Querschnitt besitzt und so konstruiert ist, daß der Magnet die gleichen Homogenitätsforderungen wie das HELMHOLTZ-Feld erfüllt und dabei die Durchführung von Messungen bei Feldstärken bis zu  $10^5$  Amp/m (etwa 1200 Oersted) gestattet.

Für zahlreiche Anregungen und Diskussionen sei Herrn Prof. DÖRING an dieser Stelle wärmstens gedankt. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Bereitstellung von Mitteln zur Bezahlung eines Mechanikers.

## Die Dämpfung der ferromagnetischen Resonanz an Ni-Fe-Drähten\*

Von V. ZEHLER \*\*

Aus dem Institut für theoretische Physik der Justus-Liebig-Hochschule Gießen  
(Z. Naturforschg. 12 a, 437—440 [1957]; eingegangen am 22. Dezember 1956)

Mittels des in der vorangehenden Arbeit<sup>1</sup> beschriebenen Hohlraumresonators werden Messungen an Fe—Ni-Drähten (68,75% Ni) durchgeführt, um Aussagen über die mutmaßliche Ursache der Dämpfung der ferromagnetischen Resonanz zu gewinnen. Dazu werden die Drähte kurzzeitig starken Zugspannungen ausgesetzt, die zum plastischen Fließen Anlaß geben. Dadurch werden die gemessenen Dispersionsskurven in charakteristischer Weise verflacht, und es ist nicht mehr möglich, sie durch gerechnete Kurven zu approximieren.

Es wird gezeigt, daß diese Verflachung offenbar nicht von inneren Spannungen herrührt, sondern durch das Entstehen von Rissen und Stufen in der Drahtoberfläche verursacht wird.

Die im folgenden beschriebenen Versuche wurden an Ni-Fe-Drähten mit einem Gehalt von 68,75% Ni mit einem Durchmesser von 0,4 mm durchgeführt. Dabei war das Hauptziel der Untersuchungen weniger auf die Bestimmung von  $\gamma$  bzw.  $g$  gerichtet; die-

ser Wert ist schon verschiedentlich gemessen worden<sup>2</sup>. Wir wollten vielmehr nähere Aufschlüsse über die Natur der Dämpfung bekommen und untersuchen, wie weit sich überhaupt die Dämpfung durch das einfache Bild von LANDAU und LIFSHITZ<sup>3</sup> be-

\* Im Auszug vorgetragen auf der Deutschen Physikertagung in München 1956.

\*\* Jetzt AEG-Forschungsinstitut, Frankfurt (Main)-Hausen.

<sup>1</sup> V. ZEHLER, Z. Naturforschg. 12 a, 433 [1957], im folgenden als I zitiert.

<sup>2</sup> C. KITTEL, J. Phys. Radium. 12, 291 [1951].

<sup>3</sup> L. LANDAU u. E. LIFSHITZ, Phys. Z. Sowjetunion 8, 153 [1935].



schreiben lässt. Dazu wurde zunächst ein Draht zur Vermeidung von inneren Spannungen bei  $900^\circ\text{C}$  eine Stunde lang im Wasserstoffstrom geglüht und langsam abgekühlt. Nach Einbau in den in der vorangehenden Arbeit<sup>1</sup> beschriebenen HR wurden die Resonanzkurven bei verschiedenen Gleichmagnetfeldern aufgenommen und deren Halbwertsbreiten sowie Verschiebungen des Maximums gegenüber  $H=0$  bestimmt. Das Ergebnis der Messungen zeigt Abb. 1 (ausgezogene Kurve). Die linke Figur zeigt die Änderung der Resonanzwellenlänge des HR, während die rechte die Halbwertsbreite seiner Resonanzkurven in Abhängigkeit vom Magnetfeld zeigt.

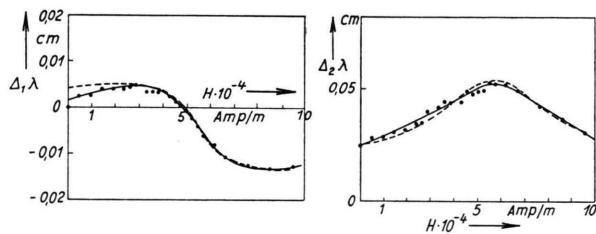


Abb. 1. Verschiebung der Resonanzwellenlänge  $\Delta_1\lambda$  des HR (Dispersionskurve) und Halbwertsbreite  $\Delta_2\lambda$  (Absorptionskurve) in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $H$  für einen Ni-Fe-Draht (68,75% Ni) nach einstündigem Glühen bei  $900^\circ\text{C}$  im Wasserstoffstrom. In den Abb. 1, 2, 4, 5, 6 sind die gemessenen Kurven ausgezogen. Bei sehr kleinen Magnetfeldern ergeben sich Abweichungen, weil der Draht hier noch nicht bis zur Sättigung magnetisiert ist. Die theoretischen Kurven sind gestrichelt; In Abb. 1 ist die Relaxationsfrequenz  $\Lambda=1,4 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ .

Die Resonanzerscheinung ist hier sehr verwaschen und unscharf. Da der Draht bei mikroskopischer Betrachtung eine schmutziggraue Oberfläche zeigt, wurde die gleiche Probe vier Minuten bei einer Temperatur von  $90^\circ\text{C}$  in einem Gemisch von 90%  $\sigma$ -Phosphorsäure und 10% Chromsäure bei einer Stromdichte von 0,8 Amp/cm<sup>2</sup> elektropoliert. Das Meßergebnis an diesem glänzend-blanken Draht zeigt die Abb. 2 (ausgezogene Kurve) bei gleichem Maßstab wie die Abb. 1. Die Lage der Resonanz wird durch Halbieren des geradlinigen Teiles der Dispersionskurve festgelegt, da Lage und Höhe des Maximums der Absorptionskurve sich nur durch Extrapolation bestimmen lassen: Hier sind die Resonanzkurven des HR so flach und breit, daß eine Bestimmung von  $\Delta_1\lambda$  und  $\Delta_2\lambda$  kaum noch möglich ist. Die so ermittelte Resonanzfeldstärke liegt bei 58 500 Amp/m (entsprechend 735 Oe). Nimmt man eine Sättigungsmagnetisierung von  $1,31 \text{ Wb/m}^2$

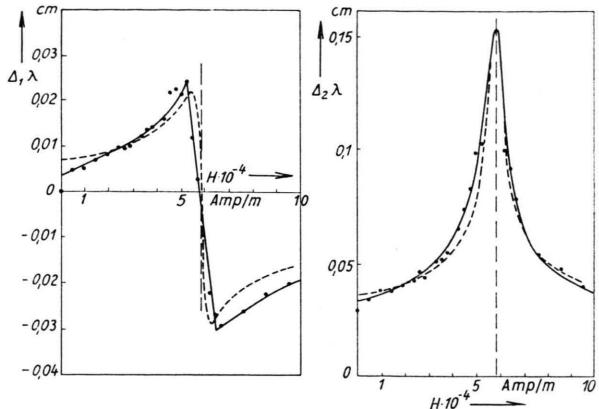


Abb. 2. Dispersions- und Absorptionskurve der gleichen Drahtprobe wie in Abb. 1 nach Elektropolitur der Oberfläche. Vgl. Unterschrift zu Abb. 1;  $\Lambda=1,9 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ .

(entsprechend 13 100 Gauß) an<sup>4</sup>, so erhält man bei der Frequenz von 9,274 GHz einen Wert von  $\gamma=2,30 \cdot 10^5 \text{ m/Amp sec}$ , das liefert nach I, Gl. (2) einen LANDÉ-Faktor  $g=2,08^2$ . Dieser Wert liegt innerhalb der von KIP und ARNOLD für Permalloy angegebenen Werte.

Wie schon oben ausgeführt, soll uns aber nicht so sehr der  $g$ -Wert interessieren wie die Dämpfung bzw.  $\Lambda$ . Dazu müssen die experimentell erhaltenen Kurven für  $\Delta_1\lambda$  und  $\Delta_2\lambda$  verglichen werden mit den theoretischen Kurven nach Gl. (16) in Verbindung mit Gl. (11) und Gl. (6) von I.

Das hochfrequente Magnetfeld im HR hat nur eine Azimutalkomponente

$$H_\varphi = H_0 \frac{1}{r} \cos \left( 4 \pi \frac{z}{L} \right). \quad (1)$$

Dabei ist  $H_0$  eine willkürliche Konstante,  $z$  die auf der Achse des HR gemessene Längenkoordinate und  $r$  die senkrecht auf dieser Achse stehende Radialkoordinate. Einsetzen in die beiden Integrale von Gl. (16) von I liefert nach elementarer Rechnung:

$$\int_s \mathfrak{H}^2 d\varphi = H_0^2 \frac{2\pi L}{b} \quad \text{und} \quad \int_v \mathfrak{H}^2 dV = H_0^2 \pi L \ln \frac{a}{b}. \quad (2)$$

Dabei ist  $b$  der Durchmesser und  $L$  die Länge des Innenleiters,  $a$  der Durchmesser des HR. Damit geht Gl. (16) von I über in

$$\Delta_2\lambda - 2i\Delta_1\lambda = 2\pi c \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \omega^3}} \cdot \frac{1}{b \ln \frac{a}{b}} [V\mu_R + iV\mu_L]. \quad (3)$$

<sup>4</sup> R. M. BOZORTH, Ferromagnetism, Toronto, New York, London 1951, S. 109.

Daraus ergibt sich zahlenmäßig:

$$\Delta_2\lambda - 2i\Delta_1\lambda = 1,77 \cdot 10^{-2} [\sqrt{\mu_R} + i\sqrt{\mu_L}] \text{ [cm]}, \quad (4)$$

wenn man setzt:

$$\omega = 5,827 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}, \quad \varkappa = 5,9 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}, \\ a = 2,5 \text{ cm}, \quad b = 0,032 \text{ cm}.$$

Der Wert der Leitfähigkeit  $\varkappa$  entstammt einer graphischen Darstellung im Buch von BOZORTH (l. c.<sup>4</sup>, S. 107) und ist zweifellos nicht ganz exakt. Auch der Drahtdurchmesser  $b$  ist nicht sehr genau: Durch das Elektropolieren ist dieser von 0,04 cm auf 0,032 cm im Mittel abgesunken; außerdem ist er nicht mehr über die gesamte Länge der Drahtprobe konstant. Folglich ist der Zahlenfaktor in Gl. (4) nicht sehr genau.

Berechnet man nun andererseits  $\mu_L$  und  $\mu_R$ , so liefern die Gln. (6) von I mit einem Wert  $\Delta_1 = 1 \cdot 10^{-2}$  (entsprechend  $\Delta = 1,9 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ ) den in Abb. 2 gestrichelten Verlauf. Wie schon in I näher besprochen, mußten beide Kurven allerdings solange vertikal gegeneinander verschoben werden, bis sich möglichst gute Übereinstimmung ergab, da in der Gl. (4) von I eine additive Konstante willkürlich bleibt. Trotz der Einfachheit des Dämpfungstermes von LANDAU und LIFSHITZ ist die Übereinstimmung erfreulich gut. Auch bei der Messung am unpolierten Draht in Abb. 1 wurde die theoretische Kurve eingezeichnet. Mit einem Wert von  $\Delta_1 = 7,5 \cdot 10^{-2}$  (entsprechend  $\Delta = 1,4 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$ ) ist ebenfalls eine gute Übereinstimmung zu erreichen.

Wir wollen nun untersuchen, wodurch die Dämpfung beeinflußt werden kann. Dazu wollen wir den Draht kurzzeitig mit einer Zugspannung beladen und danach die Dispersionskurve erneut durchmessen. Das Ergebnis zeigt die Abb. 3. Hier ist die Änderung der Resonanzwellenlänge des HR in Abhän-

gigkeit vom Magnetfeld aufgetragen: Die einzelnen Kurven sind bei verschiedenen starken Verspannungen aufgenommen. Die starke Änderung des qualitativen Verlaufes ist sofort zu überblicken. Darüber hinaus stellt man fest, daß die Resonanzfeldstärke nach kleinen Werten hin verschoben ist. Dies sollte auf innere Spannungen zurückzuführen sein, da diese auf Grund der Magnetostriktion einem Gleichmagnetfeld äquivalent sind. Dies soll in der folgenden Arbeit näher untersucht werden. Die Kristallanisotropie kann sich dagegen nicht bemerkbar machen, da  $K$  für die verwendete Legierung gerade verschwindet (l. c.<sup>4</sup>, S. 571). Besonders überrascht aber die Tatsache, daß es – besonders bei stark verspannten Drähten – nicht mehr gelingt, die gemessenen Kurven mit theoretischen in befriedigende Übereinstimmung zu bringen. Es liegt die Vermutung nahe, daß  $\Delta$  (und evtl. auch andere in die Gleichung eingehende Größen) nicht mehr an jeder Stelle des Drahtes den gleichen Wert haben. Der Einfluß dieses Inhomogenitätseffektes wird zur Zeit am hiesigen Institut näher untersucht.

In dem Bestreben, näheres über die Ursache der Verflachung der Kurven in der Abb. 3 zu erfahren, wurde versucht, diese wieder rückgängig zu machen. Da zunächst angenommen wurde, daß sie von inneren Spannungen herrühren, wurde der Draht erneut geglüht. Überraschenderweise blieb der erwünschte Effekt aus, ja die Kurvenform wurde noch mehr verschlechtert! (s. gestrichelte Kurve in Abb. 3). Es ist zwar möglich, daß durch das Glühen die Drahtoberfläche wieder so weit „verdorben“ wird, daß die Aufhebung der inneren Spannungen gerade durch diese Oberflächenschädigung kompensiert wird. Doch erscheint diese Deutung wegen der dann zwangsläufig folgenden nahezu quantitativen Übereinstimmung der beiden entgegengesetzt wirkenden Einflüsse etwas gewagt. Das wird auch durch das folgende Experiment bestätigt: Ein in üblicher Weise vorbehandelter Draht wird durchgemessen; das Ergebnis zeigt die Abb. 4. Der Verlauf läßt sich approximieren durch eine Kurve<sup>5</sup> mit  $\Delta_1 = 2 \cdot 10^{-2}$  (entsprechend  $\Delta = 3,8 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ ). Dabei wurden jedoch die Ordinaten um 20% vergrößert; das erscheint wegen der Unsicherheit im Zahlenfaktor der Gl. (4) durchaus gerechtfertigt. Dieser Draht wurde noch einmal im Wasserstoffstrom geglüht: Die er-

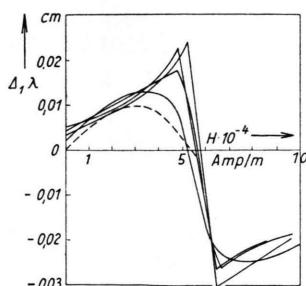


Abb. 3. Dispersionskurven am gleichen Draht wie in Abb. 2 nach kurzzeitigen Einwirkungen von steigenden Zugbeanspruchungen, die zu verschiedenen starkem plastischen Fließen Anlaß geben. Gestrichelt: Nach anschließendem einstündigen Glühen bei 900°C im Wasserstoffstrom.

<sup>5</sup> Die gegenüber den Kurven in Abb. 2 abweichende Größe von  $\Delta_1$  läßt sich dadurch erklären, daß der Einfluß des Elektropolierens auf die Dämpfung nicht in jedem Falle reproduzierbar der gleiche ist.

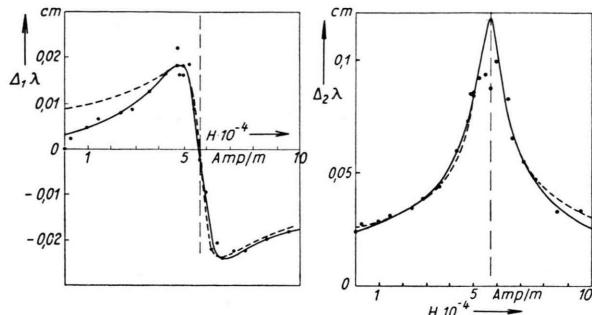


Abb. 4. Dispersions- und Absorptionskurve für eine weitere geglühte und elektropolierte Drahtprobe. Vgl. Unterschrift zu Abb. 1;  $\Lambda = 3,8 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ , Ordinate um 20% vergrößert.

neute Messung ergab eine relativ geringe Vergrößerung der Dämpfung auf  $\Lambda_1 = 3,5 \cdot 10^{-2}$  (entsprechend  $\Lambda = 6,65 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ ), s. Abb. 5. Damit ist gezeigt, daß der Einfluß des Glühprozesses weit geringer ist als der der Verstreckung des Drahtes. Es erscheint vielmehr so, daß das Glühen in Abb. 3 die Kurve noch zusätzlich durch Verschlechterung der Oberflächeneigenschaften verflacht, während die durch das plastische Verformen entstandenen Einflüsse unverändert bestehen bleiben.

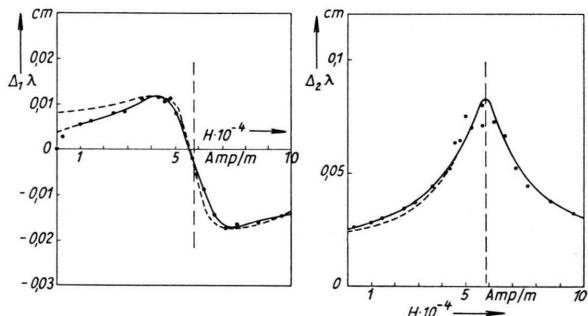


Abb. 5. Dispersions- und Absorptionskurve an der gleichen Drahtprobe wie in Abb. 4 nach erneuter Glühbehandlung. Vgl. Unterschrift zu Abb. 1;  $\Lambda = 6,65 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ , Ordinate um 10% vergrößert.

Diese letzteren scheinen vielmehr davon herzurühren, daß die Drahtoberfläche durch die Dehnung mechanisch beschädigt wird: Sei es durch feine Risse oder durch das Entstehen von Treppenstrukturen infolge des Abgleitens von Gleitebenen aufeinander. Diese Vermutung wird gestützt durch das letzte Experiment: Abb. 6 zeigt die Meßergebnisse an einem in üblicher Weise vorbehandelten Draht. Eine gute Näherung erhält man hier mit einem Wert  $\Lambda_1 = 0,7 \cdot 10^{-2}$  (entsprechend  $\Lambda = 1,33 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ ). Dieser Draht wurde mit einer Zugspannung von  $62 \text{ kp/mm}^2$  bis nahe zur Zerreißgrenze gedeihnt. Die Abb. 7 zeigt das Ergebnis der neuen Messung. Um nun die möglicherweise in der Oberfläche entstan-

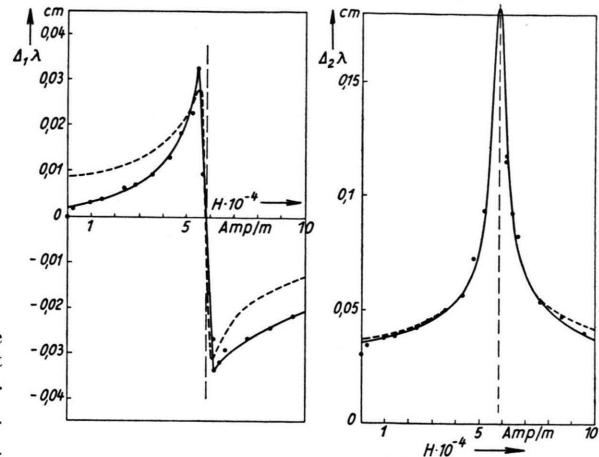


Abb. 6. Dispersions- und Absorptionskurve für einen weiteren geglühten und elektropolierten Draht. Vgl. Unterschrift zu Abb. 1,  $\Lambda = 1,33 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$ .

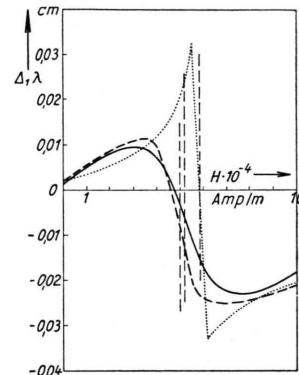


Abb. 7. Dispersionskurven am gleichen Draht wie Abb. 6 nach kurzzeitiger Belastung mit einer Zugspannung von  $62 \text{ kp/mm}^2$ . Punktiert: ungedehnt; ausgezogen: gedeihnt; gestrichelt: nach anschließender erneuer Elektropolitur.

denen Unebenheiten auszugleichen, wurde der Draht noch einmal ca. 1 Minute lang elektropoliert und erneut durchgemessen. Die gestrichelte Kurve zeigt, daß sich tatsächlich der Verlauf von  $\Delta_1 \lambda$  gegen  $H$  wieder etwas in Richtung der ursprünglichen Messungen verändert. Das läßt den Schluß zu, daß die Beeinträchtigung der Resonanzschärfe durch plastische Verformung zum größten Teil nur mittelbar durch entstehende Unregelmäßigkeiten in der Oberfläche der Drahtprobe verursacht wird; die inneren Spannungen beeinflussen nur die Lage der Resonanz, scheinen aber auf die eigentliche Kurvenform nur einen geringen Einfluß zu haben.

Der V a c u u m s c h m e l z e A. G. Hanau danken wir für die Überlassung geeigneter Drahtproben. Die Apparaturen zur Durchführung der Messungen wurden größtenteils aus Mitteln der ERP-Hilfe beschafft. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Überlassung einer Rechenmaschine zur Durchführung der numerischen Rechnungen. Schließlich habe ich Herrn Prof. DÖRING für sein ständiges förderndes Interesse am Fortgang der Arbeit herzlich zu danken.