

turkoeffizienten für die scheinbaren Molwärmen und die scheinbaren Molvolumina herangezogen, denn er liefert einen mit steigender Temperatur kleiner werdenden positiven Anteil an den Größen C_{p_0} und Φ_0 . Andererseits konnte das Auftreten der positiven Temperaturkoeffizienten der B_{ion} -Werte mit dem überwiegenden Einfluß eines strukturbrechenden Effektes gedeutet werden. EIGEN und WICKE aber schreiben es ebenfalls diesem Effekt zu, daß er einen negativen Anteil der scheinbaren Molwärmen und der scheinbaren Molvolumina verursacht (Verminderung der Zahl der in der „Eisstruktur“ gebundenen Wassermoleküle), der mit wachsender Temperatur (entsprechendes Verschwinden der weiträumigen Molekülverbände in der Eistruktur bei höherer Temperatur) verschwindet.

Man sieht, daß die hier gegebene Deutung des Temperatuverlaufs der B_{ion} -Werte mit der von EIGEN und WICKE für das Temperaturverhalten der Größen C_{p_0} und Φ_0 in Einklang steht. Der ähnliche Temperaturverlauf der drei Größen erscheint daher durchaus sinnvoll.

Herrn Prof. E. HÜCKEL, in dessen Abteilung diese Arbeit durchgeführt wurde, möchte ich für sein fördern- des Interesse und viele wertvolle Ratschläge besonders herzlich danken. Herrn Prof. W. WALCHER danke ich für die freundliche Überlassung von Institutsmitteln. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft ermöglichte durch die Gewährung einer Beihilfe die experimentelle Durchführung dieser Arbeit, wofür ihr hiermit bestens gedankt sei.

Die ferromagnetische Resonanz an drahtförmigen Proben

Von V. ZEHLER *

Aus dem Institut für theoretische Physik der Justus-Liebig-Hochschule Gießen
(Z. Naturforsch. **12a**, 433—437 [1957]; eingegangen am 22. Dezember 1956)

Ausgehend von der Beschreibung der Spinbewegung mittels des Drehimpulssatzes wird unter der Annahme eines empirischen Dämpfungsgliedes die komplexe Permeabilität einer metallischen Probe ausgerechnet. Dabei sollen ein großes magnetisches Gleichfeld und ein kleines hochfrequentes Wechselfeld senkrecht aufeinander in der Metalloberfläche liegen.

Andererseits wird der Zusammenhang hergestellt zwischen der Permeabilität eines Teiles der Wandfläche eines Hohlraumresonators (HR) und der Änderung seines Q -Wertes und seiner Resonanzfrequenz. Damit ist man in der Lage, die Gültigkeit des Drehimpulssatzes für die Spinbewegung und vor allem die Brauchbarkeit des Dämpfungsgliedes nachzuprüfen.

Zur Verwendung von drahtförmigen Proben als Wandmaterial wird die Konstruktion eines HR vom Typ TEM 004 angegeben.

1. Zusammenhang der Spinpräzession mit der Permeabilität

Die ferromagnetische Resonanz wurde vor 10 Jahren von GRIFFITHS¹ entdeckt und seitdem an vielen Stoffen untersucht. Theoretisch wird das Phänomen gedeutet als Aufschaukelung der Präzessionsbewegung der für das ferromagnetische Verhalten verantwortlichen Elektronenspins. Da die Mittelwerte quantenmechanischer Größen bei der Mittelung über eine große Anzahl den Gesetzen der klassischen Mechanik gehorchen, läßt sich diese Bewegung durch den Drehimpulssatz beschreiben. Allgemein kann man daher für die zeitliche Änderung des Drehimpulses pro Volumeneinheit \mathfrak{J} ansetzen:

$$\frac{d\mathfrak{J}}{dt} = [\mathfrak{M} \mathfrak{H}] . \quad (1)$$

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

¹ J. H. E. GRIFFITHS, Nature, Lond. **158**, 670 [1946].

Die Änderung von \mathfrak{J} ist gleich dem wirksamen Drehmoment, welches hier gegeben ist durch das Vektorprodukt der Magnetisierung pro Volumeneinheit \mathfrak{M} mit dem wirksamen Magnetfeld \mathfrak{H} . \mathfrak{M} seinerseits ist aber mit \mathfrak{J} verknüpft durch die Beziehung

$$\mathfrak{M} = \gamma \mathfrak{J} \quad (2) \quad \text{mit } \gamma = g \cdot \frac{\mu_0 e}{2 m} . \quad (2 \text{ a})$$

Dabei ist γ ² das sogenannte gyromagnetische Verhältnis und g der LANDE-Faktor. Die Erläuterung der weiteren Konstanten kann wohl übergangen werden. Die Gl. (1) gilt aber nur im Idealfall einer ungedämpften Bewegung. Um eine Dämpfung zu berücksichtigen, wollen wir den empirischen Dämpfungsterm nach LANDAU und LIFSHITZ³ einführen;

² C. KITTEL, Phys. Rev. **71**, 270 [1947].

³ L. LANDAU u. E. LIFSHITZ, Phys. Z. Sowjetunion **8**, 153 [1935].



er ist proportional dem Ausdruck $[\mathfrak{M}[\mathfrak{H} \mathfrak{M}]]$, und sein Inhalt wird bei der geometrischen Interpretation des doppelten Vektorproduktes sofort verständlich. Damit ergibt sich für die Bewegungsgleichung schließlich (s. a. ⁴)

$$\frac{d\mathfrak{M}}{dt} = \gamma [\mathfrak{M} \mathfrak{H}] + A \left(\mathfrak{H} - \frac{(\mathfrak{H} \mathfrak{M}) \cdot \mathfrak{M}}{M^2} \right). \quad (3)$$

Das wirksame Magnetfeld \mathfrak{H} setzt sich zusammen aus einem großen statischen Magnetfeld in z -Richtung vom Betrage H , einem kleinen hochfrequenten Wechselfeld in x -Richtung vom Betrage h und dem entmagnetisierenden Feld der Probe. Diese soll aus einem metallischen Ferromagnetikum bestehen, und infolge des Skineffektes wird das hochfrequente Wechselfeld nur so wenig eindringen, daß es in jedem Falle gerechtfertigt erscheint, ihre Oberfläche als eben anzunehmen. Wir wollen sie parallel zu beiden Magnetfeldern in die $x-z$ -Ebene legen; dann erhalten wir ein entmagnetisierendes Feld in y -Richtung von der Größe $-M_y/\mu_0$ (in internationalen Einheiten), wenn wir die y -Achse als in das Material hineinzeigend annehmen. Damit hat das Magnetfeld die Komponenten: $\mathfrak{H} = (h, -M_y/\mu_0, H)$ und die Magnetisierung: $\mathfrak{M} = (M_x, M_y, M_z)$, dabei ist $M_z \approx M$, der Sättigungsmagnetisierung und infolgedessen $M_{x,y} \ll M$. Wir wollen dies in Gl. (3) einsetzen und eine Zeitabhängigkeit von der Form $e^{i\omega t}$ annehmen; dann erhält man ein lineares Gleichungssystem für M_x und M_y . Uns soll dabei speziell die Größe von $M_x/h = \chi = \chi_1 - i\chi_2$, die komplexe Suszeptibilität des zu untersuchenden Materials interessieren. Für diese ergibt sich nach elementarer Rechnung bei Vernachlässigung kleiner Größen und Einführung eines neuen, reduzierten Dämpfungsfaktors $A_1 = A/\gamma M$ ⁵

$$\chi = \gamma M \frac{\gamma \cdot \frac{B}{\mu_0} (1 + A_1^2) + i\omega A_1}{-\omega^2 + \frac{BH}{\mu_0} \gamma^2 (1 + A_1^2) + i\omega \gamma A_1 \left(\frac{B}{\mu_0} + H \right)}. \quad (4)$$

Resonanz tritt auf, wenn der Realteil des Nenners verschwindet, das liefert:

$$\omega_R = \gamma \sqrt{(1 + A_1^2) \frac{BH}{\mu_0}} \approx \gamma \sqrt{\frac{BH}{\mu_0}} \text{ für } A_1 \ll 1. \quad (5)$$

Nach Einführung einer Variablen $x^2 = \frac{\gamma^2}{\omega^2} \frac{BH}{\mu_0}$ und

Trennung von Real- und Imaginärteil erhält man schließlich für

$$\chi_1 = \frac{\gamma^2}{\omega^2} \frac{MB}{\mu_0} \frac{x^2 - 1 + A_1^2 (2x^2 - \mu_0 \frac{H}{B})}{(x^2 - 1)^2 + A_1^2 \left[\frac{\gamma^2}{\omega^2} \left(H^2 + \frac{B^2}{\mu_0^2} \right) + 2x^4 \right]} = \mu_0 (\mu_1 - 1) \quad (6a)$$

und

$$\chi_2 = \frac{\gamma M}{\omega} \cdot A_1 \frac{1 + (1 + A_1^2) \frac{\gamma^2}{\omega^2} \frac{B^2}{\mu_0^2}}{(x^2 - 1)^2 + A_1^2 \left[\frac{\gamma^2}{\omega^2} \left(H^2 + \frac{B^2}{\mu_0^2} \right) + 2x^4 \right]} = \mu_0 \mu_2. \quad (6b)$$

Dabei sind μ_1 und $-\mu_2$ Real- und Imaginärteil der ebenfalls komplexen Permeabilität.

2. Zusammenhang der Eigenschaften des HR mit der Permeabilität des Wandmaterials

Bei den Messungen an metallischen Proben muß man ihre verhältnismäßig große Leitfähigkeit berücksichtigen. Man kann daher die Probekörper nicht einfach wie bei der Untersuchung von nicht-leitenden Stoffen im Innern eines Hohlraumresonators (HR) an einer Stelle hohen Magnetfeldes anbringen (s. z. B. ⁵). Dadurch würde die Feldverteilung grundlegend geändert werden. Wir müssen vielmehr einen Teil der Wandoberfläche aus dem zu untersuchenden Material herstellen. Durch diese Änderung der Wandeigenschaften werden natürlich die Eigenschaften des verwendeten HR stark beeinflußt, jedoch nicht in solch einem Maße, daß dieser sich nicht doch noch mit einem supraleitenden HR gleicher Abmessungen vergleichen ließe.

Wir betrachten zunächst einen verlustfreien und unbelasteten HR. Dieser kann, einmal angeregt, in beliebiger Weise unendlich lange Zeit schwingen. Magnetisches und elektrisches Feld in seinem Innern können entwickelt werden nach den orthogonalen und normierten Eigenfunktionen \mathfrak{E}_a und \mathfrak{H}_a der MAXWELLSchen Gln. im HR:

$$\mathfrak{E} = \sum_a \mathfrak{E}_a \int_V \mathfrak{E} \mathfrak{E}_a dV \quad \text{mit} \quad \int_V \mathfrak{E}_a \mathfrak{E}_{a'} dV = \delta_{aa'} \quad (7)$$

und

$$\mathfrak{H} = \sum_a \mathfrak{H}_a \int_V \mathfrak{H} \mathfrak{H}_a dV \quad \text{mit} \quad \int_V \mathfrak{H}_a \mathfrak{H}_{a'} dV = \delta_{aa'}.$$

Die einzelnen Entwicklungskoeffizienten $\int_V \mathfrak{E} \mathfrak{E}_a dV$

bzw. $\int_V \mathfrak{H} \mathfrak{H}_a dV$ schwingen dann mit der Eigen-

⁴ C. KITTEL, J. Phys. Radium **12**, 291 [1951].

⁵ H. G. BELJERS, Physica **14**, 629 [1949].

frequenz ω_a und verhalten sich zueinander wie $-i\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$.

Regt man diesen Resonator mit einer nur wenig von ω_a verschiedenen Frequenz an, so wird sich im wesentlichen auch nur die a -te Schwingungsform ausbilden, und infolgedessen kann man die Summationen in Gl. (7) fortlassen. Das gleiche wird auch noch bei der Entwicklung der Felder eines realen HR angenähert der Fall sein. Nahezu alle Entwicklungskoeffizienten werden bis auf einen verschwinden.

Einen realen HR wollen wir dadurch erhalten, daß wir entlang eines Teiles S der Oberfläche Normalleitung herstellen. Der Q -Wert wird nun auf einen endlichen Betrag absinken, und auch die Resonanzfrequenz ω_a ändert sich um $\Delta\omega$. Den Zusammenhang dieser beiden Größen mit den Eigenschaften der verlustbehafteten Oberfläche hat SLATER⁶ angegeben:

$$\frac{1}{Q} - 2i\frac{\Delta\omega}{\omega_a} = \frac{-i}{\omega_a\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \frac{\int_S [\mathfrak{n} \mathfrak{E}] \mathfrak{H}_a df}{\int_V \mathfrak{E} \mathfrak{E}_a dV} \quad (8)$$

\mathfrak{E} ist hier das tatsächlich im HR vorhandene Feld und $[\mathfrak{n} \mathfrak{E}]$ seine Tangentialkomponente. Für diese folgt aus der Theorie des Skineffektes:

$$[\mathfrak{n} \mathfrak{E}] = \mathfrak{H} \sqrt{\frac{\mu_0 \omega i}{\pi}} \quad (9)$$

Dabei ist π die Leitfähigkeit des betrachteten Materials. Bei der Aufspaltung dieser Wurzel in Real- und Imaginärteil muß man beachten, daß μ in unserem Falle komplex ist [s. Gl. (6)]. Es ist üblich, die Wurzel in der folgenden Form zu schreiben:

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{\mu \mu_0 \omega i}{\pi}} &= \sqrt{\frac{\mu \mu_0 \omega}{2\pi}} (1+i) \\ &= \sqrt{\frac{\mu_0 \omega}{2\pi}} [\sqrt{\mu_R} + i\sqrt{\mu_L}] \end{aligned} \quad (10)$$

mit $\mu_R = |\mu| + \mu_2$ und $\mu_L = |\mu| - \mu_2$,

wobei $|\mu| = \sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2}$. (11)

Im Falle eines rein reellen μ sind also μ_R und μ_L einander gleich.

Wenn der HR nahezu mit der Frequenz ω_a schwingt, wird seine Feldverteilung in erster Näherung die der a -ten Schwingungsform sein. Daher

können wir für das Nennerintegral der rechten Seite der Gl. (8) setzen:

$$\int_V \mathfrak{E} \mathfrak{E}_a dV = -i\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \int_V \mathfrak{H} \mathfrak{H}_a dV. \quad (12)$$

Wenn man die Gln. (9) bis (12) in Gl. (8) einsetzt, erhält man:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\omega_a \sqrt{\mu_0}} \frac{\int_S [\mathfrak{n} \mathfrak{E}] \mathfrak{H}_a df}{\int_V \mathfrak{H} \mathfrak{H}_a dV} \\ = \frac{1}{\sqrt{\omega_a \mu_0} 2\pi} [\sqrt{\mu_R} + i\sqrt{\mu_L}] \frac{\int_S \mathfrak{H} \mathfrak{H}_a df}{\int_V \mathfrak{H} \mathfrak{H}_a dV}; \end{aligned}$$

das liefert schließlich wegen

$$\begin{aligned} \mathfrak{H} &= \mathfrak{H}_a \int_V \mathfrak{H} \mathfrak{H}_a dV, \\ \frac{1}{Q} - 2i\frac{\Delta\omega}{\omega_a} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi \mu_0 \omega_a}} [\sqrt{\mu_R} + i\sqrt{\mu_L}] \int_S \mathfrak{H}_a^2 df. \end{aligned} \quad (13)$$

Es ist im allgemeinen bequemer, die nicht normierten Eigenfunktionen zu verwenden, dann ändert sich die Gl. (13) folgendermaßen

$$\frac{1}{Q} - 2i\frac{\Delta\omega}{\omega_a} = \frac{1}{\sqrt{2\pi \mu_0 \omega_a}} [\sqrt{\mu_R} + i\sqrt{\mu_L}] \frac{\int_S \mathfrak{H}^2 df}{\int_V \mathfrak{H}^2 dV}. \quad (13 \text{ a})$$

Über die Ausdehnung der Fläche S ist dabei nichts ausgesagt. Erstreckt man diese zum Beispiel über die gesamte Wandfläche des HR, so liefert der Realteil von Gl. (13 a) die bekannte Beziehung⁷ zur Berechnung von Q . Meist wird hier jedoch unter der Voraussetzung von nicht ferromagnetischen Wandmaterialien $\mu_R = 1$ gesetzt.

Bei der Messung von Q wird die Differenz $\Delta\omega_{1/2}$ der beiden Frequenzen bestimmt, an denen die vom HR durchgelassene Energie auf den halben Wert der Energie in der Resonanz abgesunken ist. Dann ist (vgl. z. B. I. c.⁷, S. 291)

$$\frac{1}{Q} = \frac{\Delta\omega_{1/2}}{\omega}. \quad (14)$$

Daß hierbei eigentlich Q_L , das sogenannte belastete Q , gemessen wird, ist keine besondere Schwierigkeit, da Q_L im Grenzfall für genügend schwache Ankopplung in das unbelastete Q übergeht. Außerdem ist die Differenz der beiden reziproken Q -Werte

$$\frac{1}{Q_L} - \frac{1}{Q} = \text{const.} \quad (15)$$

⁶ J. G. SLATER, Rev. Mod. Phys. **18**, 441 [1946].

⁷ Zum Beispiel C. G. MONTGOMERY, Technique of Microwave Measurements. New York and London 1947, S. 294.

Gl. (14) zeigt dann, daß zu $\Delta\omega_{1/2}$ eine additive Konstante hinzugefügt werden muß.

Einsetzen von Gl. (14) in Gl. (13 a) liefert dann schließlich:

$$\begin{aligned}\Delta\omega_{1/2} - 2i\Delta\omega &= \sqrt{\frac{\omega_a}{2\pi\mu_0}} [\sqrt{\mu_R} + i\sqrt{\mu_L}] \frac{\int_s \mathfrak{H}^2 df}{\int_v \mathfrak{H}^2 dv} \\ &= \frac{\omega^2}{2\pi c} [\Delta_2\lambda - 2i\Delta_1\lambda].\end{aligned}\quad (16)$$

Dabei sind $\Delta_2\lambda$ bzw. $\Delta_1\lambda$ Halbwertsbreite bzw. Resonanzverschiebung im Wellenlängenmaßstab.

Diese Beziehung, nur etwas anders geschrieben, findet sich auch bei LEDINEGG und URBAN⁸, nur halten die dort gegebenen Ableitungen keiner strengeren Nachprüfung stand.

Im folgenden wollen wir uns nun darauf beschränken, mit S den ferromagnetischen Teil der HR-Oberfläche zu bezeichnen. Gl. (16) gilt dann zunächst nur für den Fall, daß Verluste in dem übrigen Teil der Wandungen nicht auftreten. Darüber hinaus wurden schon auf der rechten Seite der Gl. (8) weitere für die hier geplanten Untersuchungen uninteressante Terme fortgelassen, die ebenfalls einen Beitrag zu $\Delta\omega_{1/2}$ und $\Delta\omega$ geben. Diese sind jedoch konstant und werden z. B. durch ein von außen angelegtes Gleichmagnetfeld nicht beeinflußt.

Gl. (16) lehrt uns daher, daß wir nach Berechnung der beiden Integrale der rechten Seite in der Lage sind, aus den gemessenen Werten von $\Delta_1\lambda$ und $\Delta_2\lambda$ bis auf eine additive Konstante die rechte Seite von Gl. (16) und damit $\sqrt{\mu_R}$ und $\sqrt{\mu_L}$ in Abhängigkeit vom Gleichmagnetfeld zu bestimmen. Die Gln. (11) liefern dabei den Zusammenhang mit den Gln. (6), so daß sich auf diese Weise die theoretischen Voraussetzungen der Gl. (3) nachprüfen lassen. Die Messung geht dabei allerdings so vor sich, daß man die Sendefrequenz konstant hält und die Resonanzfrequenz des HR durch Änderung der Abstimmung variiert und so ebenfalls die Resonanzkurve durchläuft.

3. Ein HR zur Aufnahme von drahtförmigen Proben

Die Untersuchung der ferromagnetischen Resonanz wurde bei einer Frequenz von 9,274 GHz mit einem Reflexklystron 2K25 durchgeführt. Die Draht-

proben hatten einen Durchmesser von 0,4 mm. Diese kann man nur in einem HR vom koaxialen Schwingungstyp als „Wandmaterial“ einbauen, nämlich als Mittelleiter. Die Zahl der möglichen Typen wird dadurch eingeschränkt, daß wir vorausgesetzt hatten, daß das Gleichmagnetfeld und das hochfrequente Wechselfeld senkrecht aufeinander und in der Drahtoberfläche liegen sollten. Zweckmäßigerweise wird man das Gleichmagnetfeld in Richtung der Drahtachse legen, dann müssen die Kraftlinien des hochfrequenten Wechselfeldes den Draht ringförmig umschließen. Es kommt also nur ein Resonator vom TM 0mn-Typ in Frage, und zwar stellt es sich heraus, daß der Typ TEM 004 am geeignetsten ist. Bei dieser Schwingungsform verlaufen die elektrischen und magnetischen Kraftlinien wie in einem koaxialen Kabel, nämlich die elektrischen Feldlinien radial, während das Magnetfeld nur eine Azimutalkomponente besitzt. Die Länge des Resonators beträgt vier Halbwellen. Leider hat dieser Typ von vornherein einen verhältnismäßig kleinen Q -Wert. So ergibt sich theoretisch für einen völlig aus Silber hergestellten HR bei den von uns verwendeten Abmessungen (s. Abb. 1) ein Wert von $Q = 2300$. Dem stehen andererseits einige große Vorteile gegenüber: Die Verschiebung der Resonanzfrequenz und die Änderung des Q -Wertes hängt bei diesem Typ besonders stark von den Eigenschaften des Mittelleiters ab. Der zu beobachtende Effekt wird also hier besonders deutlich hervortreten. Außerdem bereitet die Eichung des Resonators keine Schwierigkeiten, da seine mit einem Mikrometer gemessene Längenänderung gerade halb so groß ist wie die entsprechende Änderung der Resonanzwellenlänge.

Die eigentliche Konstruktion des HR bereitet immer noch einige Schwierigkeiten. Ihre Behebung soll an Hand der folgenden Abb. 1 erläutert werden. Hier ist der verwendete HR schematisch dargestellt. Die cm-Welle wird dem Resonator durch ein koaxiales Kabel zugeführt und mittels einer kleinen Antenne verstellbarer Länge in der Öffnung 1 a eingekoppelt. Entsprechend erfolgt die Auskoppelung. In den Eckpunkten sowie an den Befestigungsstellen des Mittelleiters an den beiden Deckelflächen treten Strombäuche auf, so daß an diesen Stellen für einen besonders guten Kontakt gesorgt werden muß. An der Stelle 2 befindet sich ein versilbertes Porzellanröhren, welches den Draht bis zu einem Stromknoten abdeckt. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß der Draht im Deckel frei verschiebbar bleibt. Nur muß das Röhren einen möglichst kleinen Durchmesser haben, da es zusammen mit dem Draht wie eine koaxiale Leitung wirkt und laufend Energie aus dem HR abstrahlt. Den jetzt erforderlichen guten

⁸ E. LEDINEGG u. P. URBAN, Arch. elektr. Übertragung 7, 523 [1953].

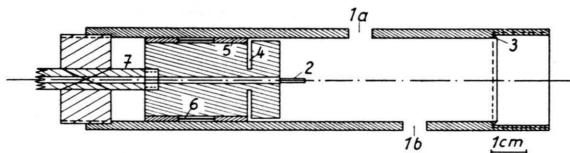


Abb. 1. Halbschematische Darstellung des Hohlraumresonators. 1a, b: Öffnungen zum Ein- und Auskoppeln. 2: Versilbertes Porzellanröhrrchen. 3: Scharfkantiger Abschluß. 4: Halbwellenlängenschlitz. 5: Geschlitzte Kontakte. 6: Bronzefedern. 7: Vierkant zum Mikrometertrieb. (Zur besseren Übersicht wurde der 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 Arbeit¹ 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 Dispersionskurven 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 γ bzw. g gerichtet; die-

ser Wert ist schon verschiedentlich gemessen worden². 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 LIFSHITZ³ be-

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

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

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

² C. KITTEL, J. Phys. Radium. 12, 291 [1951].

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