Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 12 (1939)

Heft: VII

Artikel: Messung des gyromagnetischen Effektes an den Legierungen Mangan-Antimon und Eisen-Selen

Autor: Galavics, F.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110957

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 15.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Messung des gyromagnetischen Effektes an den Legierungen Mangan-Antimon und Eisen-Selen

von **F. Galavics.**

(6. XI. 39.)

Einleitung.

Bekanntlich lässt sich durch Messung der gyromagnetischen Effekte das Verhältnis des magnetischen Momentes μ zum mechanischen Drehimpuls j der Atome einer Substanz bestimmen. Rührt der Magnetismus der Substanz von der Bahnbewegung der Elektronen her, so beträgt dieses Verhältnis:

$$\frac{\mu}{j} = \frac{e}{2\,mc}.$$

Für Spinelektronen ist das Verhältnis doppelt so gross:

$$\frac{\mu}{j} = 2\,\frac{e}{2\,mc}.$$

Im allgemeinen Falle, in welchem der Magnetismus sowohl durch die Bahnbewegung wie auch durch den Spin der Elektronen entsteht, setzt man für das obige Verhältnis an:

$$\frac{\mu}{j} = g\,\frac{e}{2\,mc} = \frac{1}{\lambda}\quad.$$

g ist der Landésche-Faktor und beträgt 1 für Bahnelektronen, 2 für Spinelektronen.

Die Bestimmung des g-Faktors kann nach zwei Methoden erfolgen. Es kann die Änderung der Magnetisierung durch Rotation der magnetischen Substanz (Barnett-Effekt) oder der bei Änderung der Magnetisierung auftretende Drehimpuls (Einstein-de Haas-Effekt) gemessen werden.[1]) Barnett bestimmte den g-Faktor an

[1]) Ein zusammenfassender Bericht über gyromagnetische Effekte befindet sich bei S. I. Barnett, Rev. of modern Physics, Bd. 7, S. 129, 1935.

einer Reihe von ferromagnetischen Substanzen nach beiden Methoden. Er fand, dass der Magnetismus der Ferromagnetica hauptsächlich vom Elektronenspin herrührt. Doch betont er, einen Einfluss der Bahnbewegung mit Sicherheit feststellen zu können, indem der g-Faktor nach seinen Messungen im Mittel 5% weniger als 2 beträgt. Diese Abweichung vom Werte 2 soll nach seinen Messungen ausserhalb des mittleren Fehlers (ca. 2%) liegen. Mehrere englische Physiker, Chattock und Bates, Sucksmith und Bates und Sucksmith haben gyromagnetische Messungen ebenfalls an einer Reihe von ferromagnetischen Substanzen nach der Methode von Einstein-de Haas ausgeführt. Diese Autoren können im Gegensatz zu Barnett keine systematische Abweichung des g-Faktors vom Werte 2 feststellen. Bei einigen Messreihen von Sucksmith und Bates war der mittlere Fehler sehr gering (4‰).

Unter den untersuchten Ferromagnetica befand sich ausser Eisen, Nickel und Kobalt und deren Legierungen die Heusler-Legierung (Mn, Cu, Al). Zur Erweiterung dieser Messreihe ist in der vorliegenden Untersuchung der *g-Faktor* an einer ferromagnetischen Legierung mit zwei nicht ferromagnetischen Komponenten, Mangan und Antimon, gemessen worden. Als Werte für den g-Faktor haben sich aus den Messreihen bestehend von je 5 bis 6 Messungen an drei Präparaten 2,07, 1,91 und 1,89 ergeben. Die Abweichungen vom Werte 2 liegen innerhalb der Streuung der Messpunkte. Die Bestimmung des g-Faktors erfolgte durch Messung des Einstein-de Haas-Effektes nach der Methode von F. Coeterier und P. Scherrer.

Coeterier und Scherrer haben bei gyromagnetischen Messungen an Pyrrhotin-Kristallen eine sehr bemerkenswerte Abweichung vom allgemeinen Verhalten der Ferromagnetica gefunden. Sie bestimmten den g-Faktor dieser Substanz zu 0,63. Bei Pyrrhotin-Kristallen beteiligen sich also am Magnetismus sowohl die Bahnmomente wie auch die Spinmomente. Die Autoren fanden dieses Ergebnis in Übereinstimmung mit der Tatsache, dass sich die Pyrrhotin-Kristalle magnetisch anomal verhalten, indem die hexagonalen Kristalle in der hexagonalen Hauptebene Ferromagnetismus, in der hexagonalen Hauptachse Paramagnetismus aufweisen. Da es schwierig vorzustellen wäre, dass Spinmomente an eine kristallographische Vorzugsrichtung gebunden sein sollten, findet die magnetische Anomalie des Pyrrhotins in der Tatsache, dass am Magnetismus des Kristalles die Bahnmomente teilnehmen, ihre Erklärung.

In der vorliegenden Arbeit ist versucht worden, einen weiteren Kristall zu finden, welcher die magnetischen Anomalien des Pyrrhotins aufweist. Wegleitend war dabei der Gedanke, die

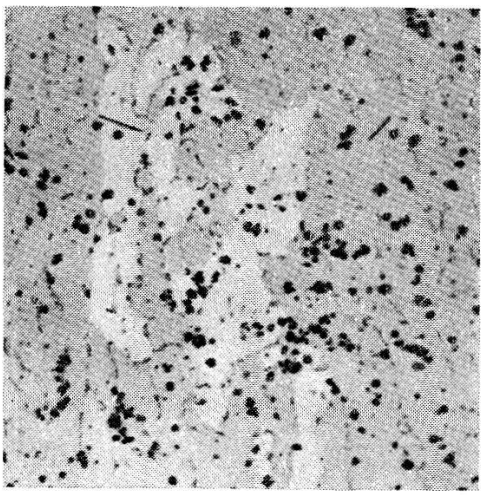

Fig. 1a.
Kerngefüge.

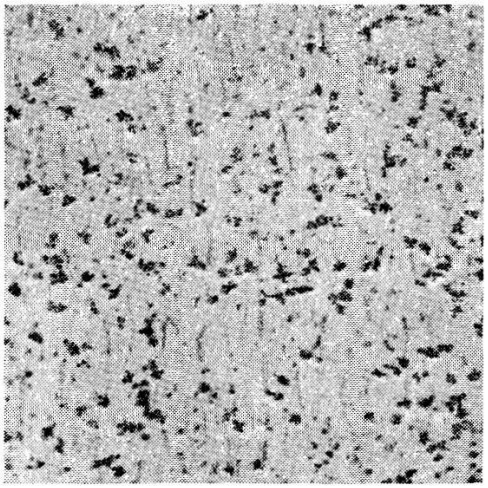

Fig. 1b.
Randgefüge.

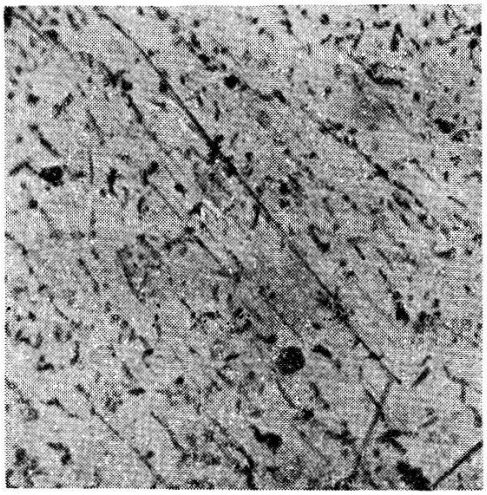

Fig. 1c.
66,9 Atomproz. Mn – 33,1 Atomproz. Sb. 70fache Vergrösserung, geätzt mit verdünnter HNO_3.

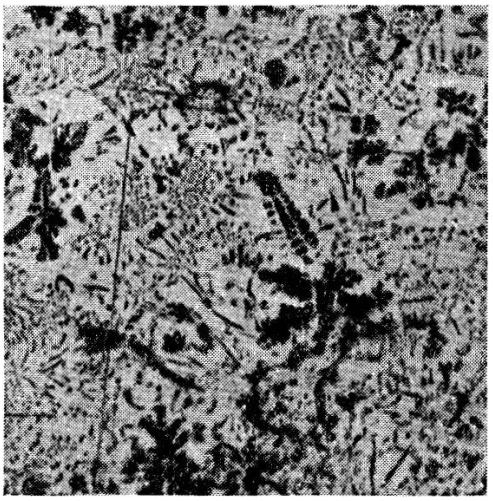

Fig. 1d.
74,1 Atomproz. Mn – 25,9 Atomproz. Sb. 70fache Vergrösserung, geätzt mit verdünnter HNO_3.

Schwefelatome des Pyrrhotins durch ein mit dem Schwefel chemisch verwandtes Element zu ersetzen. Als solches wurde das im periodischen System in der gleichen Vertikalreihe sich befindende Selen gewählt. Die Messungen, bestehend aus je 6 Einzelmessungen an 4 Präparaten, ergaben die Werte: 0,35, 0,39, 0,88 und 0,57 für den g-Faktor. Die starke Streuung der Messwerte rührt von dem relativ grossen permanenten Moment der Substanz her. Dadurch werden, wie im Folgenden ausgeführt wird, die nicht eliminierbaren Störungen und deren nicht kontrollierbarer Einfluss vergrössert. Doch sprechen diese vorläufigen Messungen nicht dagegen, dass der g-Faktor der Eisen–Selen-Legierungen vom Werte 2 abweicht und dass die Bahnmomente, ähnlich wie bei Pyrrhotin, zum Magnetismus wesentlich beitragen. Bemerkenswert erscheint uns aus diesem Grunde die Tatsache, dass die Eisen–Selen-Legierungen eine weitgehende Analogie in der Kristallstruktur mit den Pyrrhotin-Kristallen aufweisen. Darüber wird im folgenden Kapitel ausführlich berichtet.

Physikalische Eigenschaften der untersuchten Legierungen.

Die untersuchte Mangan–Antimon-Legierung hatte folgende Zusammensetzung: 48,6% Mangan, 50,0% Antimon und 1,4% Eisen[1]). Das Zustandsdiagramm der Mn–Sb-Legierungen ist von Williams[2]) aufgenommen worden. Bei 48% (66,9 Atomproz.) Mangan tritt die Verbindung Mn_2Sb auf. Bei Legierungen, die mehr Mn oder Sb als die Verbindung Mn_2Sb enthalten, kristallisiert die Verbindung Mn_2Sb nicht als solche, sondern es bilden sich im Bereiche von 65 bis 69 Atomproz. Mn-Mischkristalle. Die Schliffbilder (Fig. 1a und 1b) bestätigen dieses Verhalten in Übereinstimmung mit dem von Williams (Fig. 1c und 1d) mitgeteilten Befund. Die kleinen Einschlüsse sind auch von Williams festgestellt und mit Manganresten identifiziert worden. Das magnetische Verhalten der Mn–Sb-Legierungen ist von Honda[3]) eingehend untersucht worden. In Übereinstimmung mit Heusler stellten auch Williams und Honda fest, dass die nicht ferromagnetischen Metalle Mangan und Antimon ferromagnetische Legierungen bilden, und zwar nach Honda bei jeder Zusammensetzung. Der Curiepunkt liegt bei 315° C.

---

[1]) Die Angaben beziehen sich auf das Gewicht. Für die chemische Analyse und Anfertigung von Schliffbildern sind wir der Eidg. Materialprüfungsanstalt in Zürich zum Dank verpflichtet.

[2]) Ztschr. f. anorg. Chemie **55**, 1, 1907.

[3]) Ann. d. Phys. **32**, 1017, 1910.

Die Kristallstruktur der Eisen–Selen-Legierungen ist von HÄGG und KINDSTRÖM[1]) bestimmt worden. Die Autoren geben Folgendes an:

„Im System Fe–Se treten bei 50 Atomproz. Se zwei intermediäre Phasen auf. Die eine ist unterhalb einer Temperatur zwischen 300° und 600° stabil und besitzt B 10-Struktur. Die Elementarzelle ist einfach tetragonal und enthält 2 Fe-Atome in den Lagen 0 0 0, ½ ½ 0 und 2 Se-Atome in den Lagen 0 ½ u, ½ 0 $\bar{u}$ ($u = 0{,}26$). Die höchstsymmetrische Raumgruppe ist D^7_{4h}. Die a-Achse beträgt 3,765 Å und die c-Achse 5,518 Å. Diese tetragonale Phase ist nicht bei Se-Gehalten oberhalb 50 Atomproz. stabil. Oberhalb der genannten Temperatur existiert eine Phase mit Nickelarsenid-(B 8)-Struktur. Sie vermag Se zu lösen und wird dann auch bei niedrigen Temperaturen stabil. Die Se-Auflösung findet unter

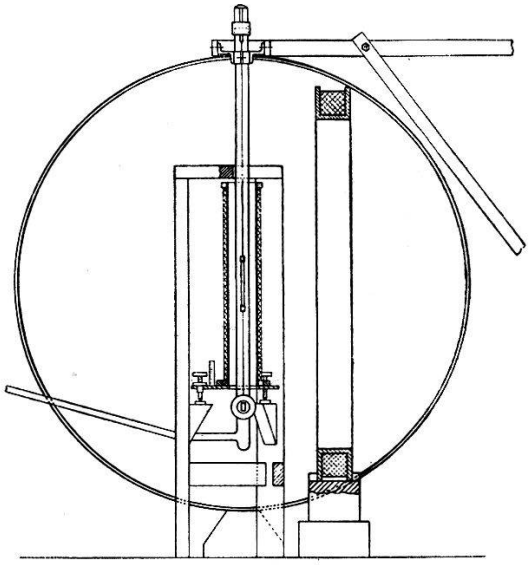

Fig. 2.

beträchtlicher Gitterkontraktion statt. Bei etwa 53 Atomproz. Se tritt eine Deformation ein, so dass aus der orthohexagonalen Elementarzelle der B 8-Struktur eine monokline Zelle entsteht. Mit wachsendem Se-Gehalt wird die Deformation vergrössert, bis sie bei etwa 55 bis 56 Atomproz. Se ein Maximum erreicht. Sie geht dann zurück, bis die Phase bei 57,5 Atomproz. Se ihre Sereichste Homogenitätsgrenze erreicht. Die Gitterkontraktion ist bis zu dieser Grenze stetig. Vergleiche zwischen beobachteten und aus den Röntgendaten berechneten Dichtewerten machen es wahrscheinlich, dass hier eine feste Lösung vom Subtraktionstyp vorliegt. Die Lösung von Se in FeSe beruht also auf dem Auf-

[1]) Ztschr. f. phys. Chemie, B. **22**, 453, 1933.

*

treten von Lücken im Fe-Gitter. Zwischen 57,5 und 100 Atomproz. Se scheint keine stabile intermediäre Phase zu existieren."

Über das magnetische Verhalten der Legierungen stellten die Autoren keine Untersuchungen an.

Wie bereits in der Einleitung ausgeführt wurde, ist die Herstellung der Eisen–Selen-Legierung durch den Wunsch veranlasst worden, einen die magnetischen Anomalien des Pyrrhotins aufweisenden Kristall zu finden. Es ist deshalb bemerkenswert, dass nach den Untersuchungen von Hägg und Sucksdorff[1]) die Pyrrhotinkristalle weitgehende Analogie in der Kristallstruktur mit den Eisen–Selen-Legierungen aufweisen. Die Autoren führen aus:

„Bei der Zusammensetzung FeS existiert im System Fe–S eine hexagonale Überstruktur des Nickelarsenidtypes, die aus diesem Grundgitter entsteht, wenn die längste Basendiagonale a-Achse wird, unter gleichzeitiger Verdoppelung der c-Achse. Zwischen 51 und 52 Atomproz. S verschwindet die Überstruktur und es bleibt eine Nickelarsenidstruktur zurück, die bis ungefähr 55,5 Atomproz. S existiert. Die Steigerung des S-Gehaltes wird von einer Gitterkontraktion begleitet, und die Dichtewerte zeigen, dass hier keine Substitution von Fe gegen S vorliegen kann, sondern dass die Erhöhung der S-Konzentration von Leerstellen im Fe-Gitter verursacht wird. Diese Phase bietet somit ein Beispiel einer neuen Art von festen Lösungen, die hier Subtraktionsphasen genannt werden."

Die Legierungen FeS und FeSe weisen also die gemeinsame Eigenschaft auf, dass von 50 Atomproz. beginnend in einem engen Bereich durch eine für beide Kristalle gemeinsame Phase (B 8) das Metalloid gelöst wird. Die Auflösung findet unter beträchtlicher Gitterkontraktion statt. Die Erhöhung der Metalloid-Konzentration wird von Leerstellen im Fe-Gitter verursacht.

Die Autoren stellten noch in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen fest, dass das nicht ferromagnetische FeS durch Auflösung von S ferromagnetisch wird und dass die Stärke des Magnetismus mit wachsendem S-Gehalt anstieg. Es wäre folglich von Interesse, analoge Untersuchungen anzustellen und zu prüfen, ob Ähnlichkeit im magnetischen Verhalten der beiden Legierungen besteht; im besonderen wäre es wissenswert, ob die bekannten magnetischen Anomalien der Pyrrhotin-Einkristalle auch bei den Eisen–Selen-Legierungen auftreten.

---

[1]) Ztschr. f. phys. Chemie, B. **22**, 444, 1933.

Messmethode.

Die verwendete Methode wurde von F. COETERIER und P. SCHERRER[1]) angegeben, und ist zur Messung des gyromagnetischen Effektes an Pyrrhotin[2]) benützt worden. Ein Stäbchen aus der zu untersuchenden Substanz wird an einem Torsionsfaden (Quarz) aufgehängt und dauernd in der Periode seiner Eigenschwingung in der Längsrichtung ummagnetisiert (siehe Fig. 2). Infolge des bei der Ummagnetisierung auftretenden periodischen Drehmomentes werden die Schwingungen zur Resonanzamplitude aufgeschaukelt. Die Amplitude wird ausser dem g-Faktor durch das magnetische Moment des Stäbchens und durch die Dämpfung bestimmt. Da das erstere aus Gründen, die weiter unten ausgeführt werden, nicht beliebig gross gewählt werden kann, sollte die Dämpfung durch gutes Vakuum möglichst verringert werden. Da jedoch die Breite der Resonanzkurve bei geringer Dämpfung bekanntlich sehr klein ist, wird die genaue Einhaltung der Resonanzfrequenz unvermeidlich. Diese Schwierigkeit ist bei der Methode von COETERIER und SCHERRER dadurch behoben worden, dass das Ummagnetisieren durch das schwingende System selbst bewirkt wird. Das schwingende Stäbchen trägt einen Spiegel, der einen beleuchteten Spalt auf eine Skala abbildet. An der der Nullage des Stäbchens entsprechenden Stelle der Skala befindet sich eine Photozelle, die folglich bei Nulldurchgang jeweils beleuchtet wird. Der Photostrom wird mit Hilfe eines Verstärkers auf ein Relaissystem übertragen, welches das Kommutieren des Feldes bewirkt. Auf diese Weise wird die Einhaltung der Resonanzfrequenz automatisch erreicht. Ein weiterer grosser Vorteil der Messmethode zeigt sich bei der Eliminierung des Effektes der störenden Drehmomente. Wie bei COETERIER besonders klar gezeigt ist, gibt es störende Drehmomente, die sich nicht eliminieren lassen. Solche Drehmomente treten auf, wenn der Magnetstrom und demzufolge das Magnetfeld und das magnetische Moment des Präparates bei der Kommutierung nicht rein antisymmetrisch verlaufen. In der Fourieranalyse der Horizontalkomponenten dieser zwei letzteren Grössen zeigt es sich dann, dass Terme auftreten, die mit den Horizontalkomponenten des permanenten Momentes vom Präparat und des nicht vollständig kompensierten erdmagnetischen Feldes Drehmomente erzeugen, die mit dem gyromagnetischen Drehmoment in Phase sind, und auch die

---

[1]) Helv. Phys. Acta [5] **3**, 217—223 (1932).

[2]) F. COETERIER, Metingen over het Einstein-De Haas-effekt van pyrrhotien. Diss. Zürich-Amsterdam (1933). — F. COETERIER, Messung des gyromagnetischen Effektes an Pyrrhotin, Helv. Phys. Acta [8] **6**, 522—564 (1935).

gleiche Frequenz haben. Zu diesen Drehmomenten kommt noch, wie W. Sucksmith[1]) gezeigt hat, bei Substanzen, die Hysterese aufweisen, ein weiteres Drehmoment hinzu, welches auch in Phase mit dem gyromagnetischen Drehmoment ist und deshalb ebenfalls nicht eliminiert werden kann. Um diese Störungen möglichst klein halten zu können, sind trägheitsfreie Kommutation, genaue Kompensation des Erdfeldes und Homogenität der Präparate anzustreben.

Im Folgenden sollen nur die eliminierbaren Störungen betrachtet werden. Das wechselnde Spulenfeld mit dem permanenten magnetischen Moment des Präparates, sowie das wechselnde magnetische Moment des Präparates mit dem nicht vollständig kompensierten Erdfeld (jeweils nur die Horizontalkomponenten betrachtet) ergeben Drehmomente, die dem gyromagnetischen Drehmoment um 90^0 phasenverschoben sind. Diese Drehmomente können, wie im Folgenden gezeigt wird, eliminiert werden, obwohl sie mit der Schwingung in Resonanz sind.

Bedeuten q die Elongation des schwingenden Systemes bei ausgeschaltetem Magnetfeld von der Nullage gerechnet, Θ das Trägheitsmoment, ν den Reibungskoeffizienten, c die Torsionskonstante, so lautet die Differentialgleichung der Schwingung:

$$\Theta\ddot{q} + \nu\dot{q} + cq = \Delta S + M \sin \omega t + N \cos \omega t. \tag{1}$$

Die rechte Seite stellt die ersten drei Glieder einer Fourierentwicklung für die äusseren Drehmomente dar. Höhere Harmonische dieser Entwicklung werden vernachlässigt, weil sie mit der Eigenschwingung nicht in Resonanz sind.

Die Lösung der Differentialgleichung für den stationären Zustand lautet:

$$q = \frac{\Delta S}{c} + A \sin \omega t. \tag{2}$$

Wie in Fig. 3a ersichtlich ist, vollzieht sich die Schwingung nicht um die Nullage, sondern es tritt eine Verschiebung $\Delta S/c$ des Schwingungsmittelpunktes auf, wenn die Fourierentwicklung der äusseren Drehmomente nicht nur periodische Terme aufweist. Demzufolge tritt bei der Kommutation eine jeweilige Vor- bzw. Nacheilung um einen Wert δ auf. δ ist in Fig. 3 eingetragen und lässt sich berechnen:

$$\sin \delta = \frac{\Delta S}{c} \cdot \frac{1}{A} \sim \delta. \tag{3}$$

[1]) W. Sucksmith, Gyromagnetischer Effekt einer ferromagnetischen Substanz oberhalb ihres Curiepunktes. Helv. Phys. Acta [8] **2**, 205—210 (1935).

Da nur kleine Werte für δ in Betracht kommen, kann von der in Gl. (3) angegebenen Näherung Gebrauch gemacht werden.

Die Fourierentwicklung für die Feldstärke H (gestrichelte Kurve in Fig. 3b) wird demnach:

$$H(\omega t) = \left[\frac{H_1 - H_2}{2} + \frac{2}{\pi}\delta H_m\right] + \frac{4}{\pi} H_m \cos\delta \sin\omega t. \tag{4}$$

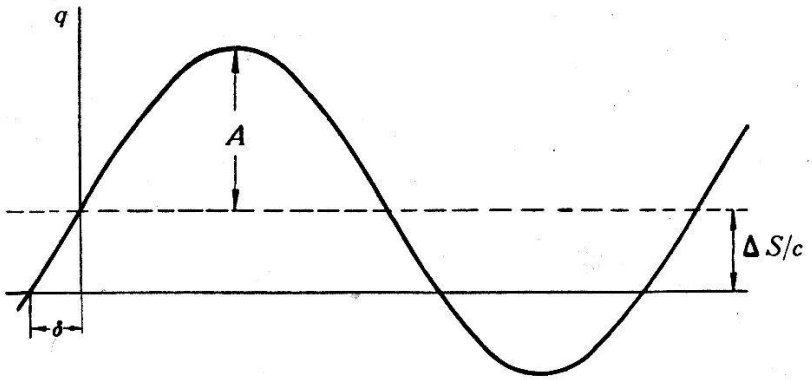

Fig. 3a.

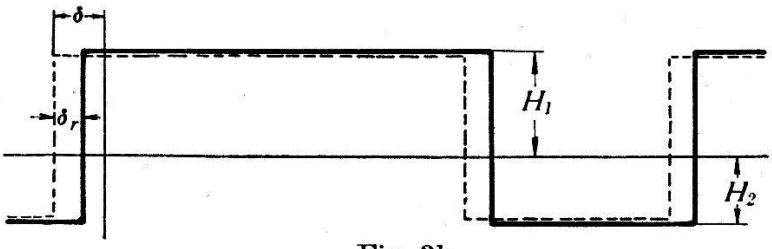

Fig. 3b.

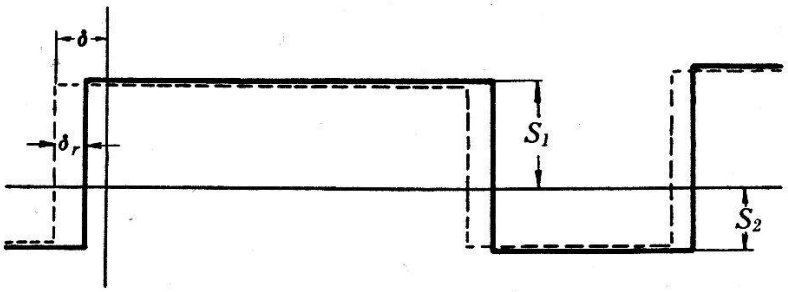

Fig. 3c.

Es bedeutet:

$$H_m = \frac{H_1 + H_2}{2}. \tag{5}$$

Führt man in Gl. (4) für δ den Wert aus Gl. (3) ein und setzt man, da nur in erster Näherung gerechnet wird, $\cos\delta = 1$, so wird Gl. (4):

$$H(\omega t) = \left[\frac{H_1 - H_2}{2} + \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\Delta S}{c} \cdot \frac{1}{A} \cdot H_m\right] + \frac{4}{\pi} H_m \sin\omega t. \tag{4a}$$

Diese Entwicklung besitzt Gültigkeit, wenn die Kommutation streng bei Nulldurchgang geschieht. Erfährt die Kommutation infolge der Schaltzeit τ eine Verzögerung:

$$\delta_\tau = \omega \tau \tag{6}$$

und tritt andererseits eine von der Breite b des Spaltbildes abhängige Voreilung auf:

$$\delta_L = \omega \frac{b}{2 A \omega} = \frac{b}{2 A} \tag{7}$$

so dass eine resultierende Verzögerung entsteht:

$$\delta_r = \delta_\tau - \delta_L \tag{8}$$

so muss die in Gl. (4a) angegebene Entwicklung für die Feldstärke korrigiert werden:

$$H(\omega t) = \left[\frac{H_1 - H_2}{2} + \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\Delta S}{c} \cdot \frac{1}{A} H_m\right] + \frac{4}{\pi} H_m \sin(\omega t - \delta_r). \tag{9}$$

Wird die Hysteresis der zu untersuchenden Substanz nicht berücksichtigt, so gilt für das magnetische Moment $J(\omega t)$ ein analoger Ausdruck, wie für die Feldstärke H. Das gyromagnetische Drehmoment berechnet sich sodann zu:

$$T = \lambda \frac{dJ(\omega t)}{dt} = \frac{4}{\pi} \cdot \lambda J_m \omega \cos(\omega t - \delta_r) \tag{10}$$

wobei:

$$J_m = \frac{J_1 + J_2}{2} \tag{10a}$$

bedeutet. Für die resultierende Störung $S(\omega t)$, soweit nur die eliminierbaren betrachtet werden, gilt ebenfalls ein analoger Ausdruck, wie für $H(\omega t)$ und $J(\omega t)$. (Siehe Fig. 3c.)

$$S(\omega t) = \left[\frac{S_1 - S_2}{2} + \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\Delta S}{c} \cdot \frac{1}{A} \cdot S_m\right] + \frac{4}{\pi} \cdot S_m \sin(\omega t - \delta_r). \tag{11}$$

Hierin bedeutet:

$$S_m = \frac{S_1 + S_2}{2}. \tag{11a}$$

Damit sind die äusseren Drehmomente berechnet, und das resultierende Drehmoment $T + S$ soll mit der rechten Seite von Gl. (1)

verglichen werden, um die Koeffizienten ΔS, M und N bestimmen zu können. Für ΔS ergibt sich sofort:

$$\Delta S = \frac{S_1 - S_2}{2} + \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\Delta S}{c} \cdot \frac{1}{A} \cdot S_m \tag{12}$$

$$\Delta S = \frac{S_1 - S_2}{2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{2}{\pi} \cdot \frac{S_m}{c} \cdot \frac{1}{A}} \tag{12a}$$

S_m/c bedeutet die der mittleren Störung S_m entsprechende mittlere Nullpunktverschiebung beim Einschalten des Magnetfeldes in beiden Richtungen der Spulenachse. S_m/c war bei den Messungen viel kleiner als die Resonanzamplitude; A folglich lässt sich Gl. (12a) näherungsweise schreiben:

$$\Delta S \cong \frac{S_1 - S_2}{2}. \tag{12b}$$

Nach Gl. (12b) ergibt sich also dann eine Verschiebung $\Delta S/c$ des Schwingungsmittelpunktes, wenn die Störungen S_1 und S_2 für die in den beiden Achsenrichtungen eingeschalteten Magnetfelder ungleich sind. Dies wurde auch tatsächlich beobachtet und die Verschiebung des Schwingungsmittelpunktes hatte den nach Gl. (12b) berechneten Wert.

Zur Bestimmung der Koeffizienten M und N in Gl. (1) ist das resultierende äussere Drehmoment $T + S$:

$$T + S = \frac{S_1 - S_2}{2} + \frac{4}{\pi} S_m \sin(\omega t - \delta_r) + \frac{4}{\pi} \lambda J_m \omega \cos(\omega t - \delta_r) \tag{13}$$

etwas umzuformen.

$$T + S = \frac{S_1 - S_2}{2} + \frac{4}{\pi} (\lambda J_m \omega \sin \delta_r + S_m \cos \delta_r) \sin \omega t$$
$$+ \frac{4}{\pi} (\lambda J_m \omega \cos \delta_r - S_m \sin \delta_r) \cos \omega t. \tag{13a}$$

Danach ergibt sich für die Koeffizienten M und N:

$$M = \frac{4}{\pi} (\lambda J_m \omega \sin \delta_r + S_m \cos \delta_r) \tag{14a}$$

$$N = \frac{4}{\pi} (\lambda J_m \omega \cos \delta_r - S_m \sin \delta_r). \tag{14b}$$

Schliesslich wird zur Berechnung der Resonanzamplitude A der Lösungsansatz Gl. (2) in die Differentialgleichung Gl. (1) eingeführt. Dabei ergeben sich folgende zwei Gleichungen:

$$A(c - \Theta\omega^2) = M = \frac{4}{\pi}(\lambda J_m \omega \sin\delta_r + S_m \cos\delta_r) \tag{15}$$

$$A\nu\omega = N = \frac{4}{\pi}(\lambda J_m \omega \cos\delta_r - S_m \sin\delta_r). \tag{16}$$

Aus diesen Gleichungen lassen sich die Kreisfrequenz ω, welche nicht weiter interessant ist und die Resonanzamplitude A berechnen. (In den Entwicklungen für $\sin\delta_r$ und $\cos\delta_r$ wird jeweils nur das erste Glied beibehalten)

$$A = \frac{N}{\nu\omega} = \frac{4}{\pi\nu}\left(\lambda J_m - S_m \cdot \frac{\delta_r}{\omega}\right)$$

oder

$$\underline{A = \frac{4}{\pi\nu}\left(\lambda J_m - S_m \tau + S_m \frac{b/2}{A\omega}\right).} \tag{17}$$

Es wird noch folgende Bezeichnung eingeführt:

$$\tau_L = \frac{b/2}{A\omega} \tag{18}$$

τ_L ist die Zeit, während welcher die halbe Breite des Spaltbildes zurückgelegt wird. Diese Zeit bestimmt die Voreilung in der Kommutation.

Führt man τ_L in Gl. (17) ein, so wird:

$$A = \frac{4}{\pi\nu}(\lambda J_m - S_m \tau + S_m \tau_L). \tag{17a}$$

Bei verschwindender Störung ergibt sich nach Gl. (17a) eine Resonanzamplitude A_0, welche dem reinen gyromagnetischen Effekt entspricht:

$$A_0 = \frac{4}{\pi\nu} \cdot \lambda J_m.$$

Zur Bestimmung des g-Faktors ist die Messung der gyromagnetischen Resonanzamplitude A_0 notwendig. Der Gang einer Messung besteht also darin, dass die Resonanzamplituden bei der gleichen Dämpfung für verschiedene Störungen gemessen werden.

Die Amplitude wird in Funktion der Störung graphisch interpoliert, der Ordinatenwert bei $S_m = 0$ ergibt die gyromagnetische Resonanzamplitude. Die Störung

$$S_m = \frac{S_1 + S_2}{2}$$

(Gl. 11a) wird durch die verursachten Nullpunktverschiebungen q_1 und q_2 gemessen:

$$S_m = c\,\frac{q_1 + q_2}{2}\,.$$

Aus Gl. (17a) scheint noch eine andere Möglichkeit für die Bestimmung der gyromagnetischen Resonanzamplitude hervorzugehen. Durch geeignete Einstellung der Spaltbreite lässt sich erreichen, dass τ_L gleich τ wird, d. h. die Voreilung infolge endlicher Breite des Spaltbildes kann durch die von der Schaltzeit verursachte Nacheilung aufgehoben werden. In diesem Falle sollte sich die Resonanzamplitude nach Gl. (17a) bei beliebiger Störung auf die gyromagnetische Resonanzamplitude einstellen. Die Gleichgewichtsverhältnisse sind indessen, wie die folgenden Stabilitätsuntersuchungen zeigen, nicht von solcher Einfachheit.

Gleichung (17) lässt sich nach Erweiterung um den Faktor ωA auf folgende Form bringen:

$$\pi\,\nu\,\omega A^2 - \pi\,\frac{4}{\pi}\,\lambda\,J_m\,\omega A + \left(\pi\,\frac{4}{\pi}\,S_m\,\omega\,\tau\,A - \pi\,\frac{4}{\pi}\,S_m\,\frac{b}{2}\right) = 0\,. \qquad (17\text{b})$$

Die Glieder dieser Gleichung lassen sich der Reihe nach mit der Reibungsarbeit, der Arbeit des gyromagnetischen Drehmomentes und der Arbeit der Störung während einer Periode identifizieren, d. h. die Gleichung stellt die Anwendung des Energiesatzes auf den stationären Zustand dar. Ist der Ausdruck auf der linken Seite in Gl. (17b) nicht gleich Null, sondern positiv, so überwiegt die Reibungsarbeit und die Amplitude nimmt ab. Bei negativen Werten vergrössert sich dagegen die Amplitude. Den Nullstellen entspricht der stationäre Zustand. Um bessere Übersicht über den Einfluss der Vor- und Nacheilung zu erhalten, soll Gl. (17b) noch etwas umgeformt werden. Die Voreilung τ_L ist von der Amplitude abhängig und nach Gl. (18) derselben umgekehrt proportional. Vergleiche mit diesem variablen Wert sind schwierig, es soll deshalb eine Bezugsgrösse gebildet werden. Als

solche soll die Voreilung τ_{L_0} bei der gyromagnetischen Resonanzamplitude A_0 dienen:

$$\tau_{L_0} = \frac{b/2}{A_0 \omega}. \tag{18a}$$

Bezieht man diesen Wert auf die Schaltzeit τ, so ergibt sich ein Vergleichswert ε:

$$\varepsilon = \frac{\tau_{L_0}}{\tau} = \frac{b/2}{A_0 \omega \tau} \tag{20}$$

$\varepsilon = 1$ heisst nun, dass bei der gyromagnetischen Amplitude A_0 die Voreilung in der Kommutation durch die Nacheilung gerade aufgehoben wird. Bei $\varepsilon > 1$ überwiegt die Voreilung, $\varepsilon < 1$ bedeutet dagegen das Überwiegen der Nacheilung bei der gyromagnetischen Amplitude. Nach Einführung des Vergleichswertes ε in Gl. (17b) und nach Kürzung mit dem Faktor $\pi \nu \omega$ wird diese:

$$A^2 - A_0 A + \frac{4}{\pi \nu} S_m \tau A - \frac{4}{\pi \nu} S_m \varepsilon \tau A_0 = 0. \tag{17c}$$

Für die Störung Null ergeben sich folgende Amplitudenwerte:

$$S = 0 \qquad A = 0 \qquad A = A_0.$$

Um die Lösungen von Gl. (17c) diskutieren zu können, sind noch einige Definitionen über die Vorzeichen der Grössen A und S_m nötig. Die Amplitude A ist positiv, wenn sie, mit dem Magnetfeld verglichen, mit der gyromagnetischen Amplitude A_0 gleichphasig ist. Die Störung S_m ist positiv, wenn sie, von der geringen Vor- oder Nacheilung der Kommutation abgesehen, dem gyromagnetischen Drehmoment um 90^0 phasenverschoben ist. Die Lösungen $A = f(S_m)$ von Gl. (17c) sind nun, da ε das Vorzeichen gleichzeitig mit A wechselt, zwei Scharen von Hyperbeln mit ε als Parameter. Die eine Schar ist für positive, die andere für negative Amplituden gültig. Die Asymptotengleichungen der Hyperbeln sind:

$$A = (1 - \varepsilon) A_0 - \frac{4}{\pi \nu} \cdot S_m \tau$$

$$A = \varepsilon A_0.$$

In Fig. 4 ist die Amplitude in Funktion der Störung für verschiedene Vergleichswerte ε dargestellt. Die in den einzelnen Gebieten eingetragenen Pfeile geben die Richtung an, in welcher sich die Amplitude bei einer bestimmten Störung verändert. Die Kurven-

teile, welche gestrichelt angegeben sind, stellen folglich die labilen Gleichgewichtslagen dar.

Auf Grund von Gl. (17a) ist festgestellt worden, dass bei $\tau = \tau_{L_0}$ also bei $\varepsilon = 1$ auch eine von der Störung unabhängige, der gyro-

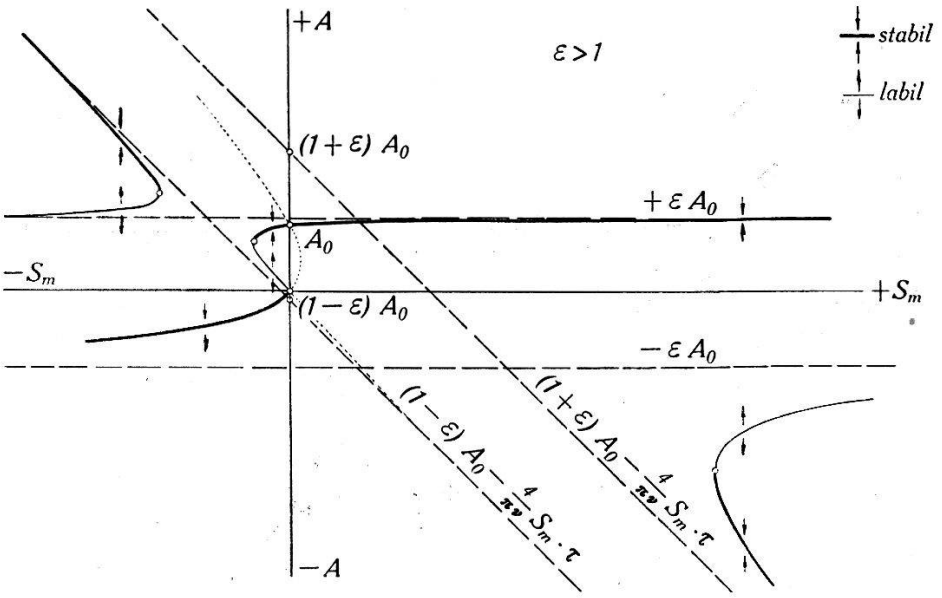

Fig. 4a.

magnetischen Amplitude entsprechende Gleichgewichtslage für die Resonanzamplitude sich ergibt. Diese Feststellung trifft zwar zu, wie aus Fig. 4b ebenfalls ersichtlich ist. Die Gleichgewichtslagen

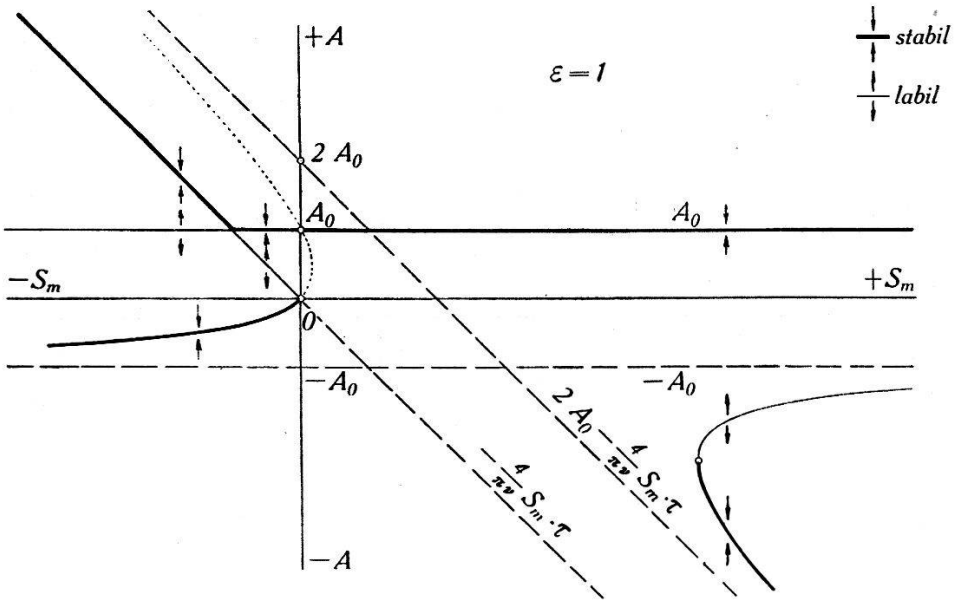

Fig. 4b.

sind jedoch zum Teil labil, weshalb keine besondere Möglichkeit zur Bestimmung der gyromagnetischen Resonanzamplitude durch die Erfüllung der Bedingung $\varepsilon = 1$ entsteht.

Die Bestimmung der Pfeilrichtungen in Fig. 4 erfolgte auf Grund der auf Seite 593 angegebenen Überlegung, wonach das Vorzeichen des Ausdruckes auf der linken Seite von Gl. (17b) und somit auch von Gl. (17c) das Anwachsen bzw. das Abnehmen

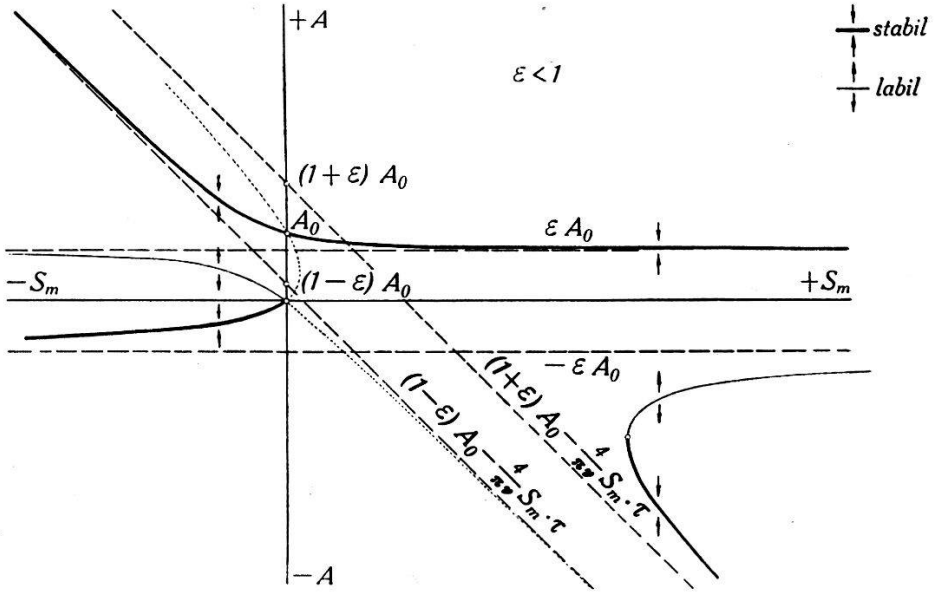

Fig. 4c.

der Amplitude bestimmt. Für genügend gross gewählte positive oder negative Amplituden können die in der Amplitude linearen Glieder in Gl. (17c) dem quadratischen ersten Glied gegenüber,

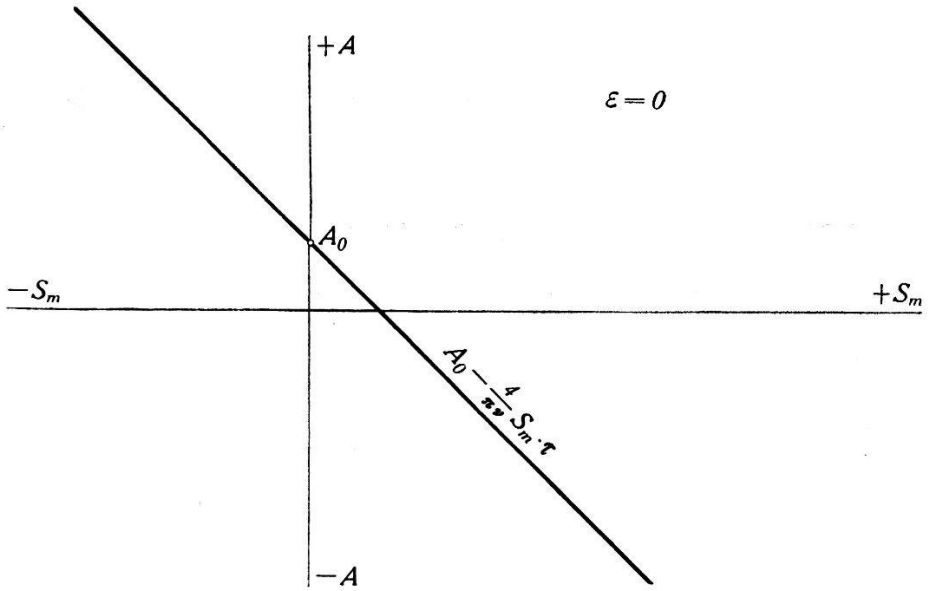

Fig. 4d.

dessen Vorzeichen stets positiv ist, vernachlässigt werden. Es findet also ein Abnehmen der Amplitude statt. Dementsprechend sind die äussersten Pfeile sowohl im Gebiet der positiven, wie

auch der negativen Amplituden gegen die Abscissenachse gerichtet. Bei Vorwärtsschreiten gegen die Abszissenachse ändert sich der Richtungssinn der Pfeile bis zur den Gleichgewichtslagen entsprechenden Kurve nicht, da das Vorzeichen der quadratischen Funktion auf der linken Seite von Gl. (17c) nur nach Nulldurchgang wechseln kann. Aus dieser Feststellung folgt sogleich, dass nach Durchschreiten der Gleichgewichtskurve der Richtungssinn der Pfeile wechselt. Labil sind sodann diejenigen Gleichgewichtslagen, für welche mindestens einer der Pfeile in den an die Gleichgewichtskurve angrenzenden Gebieten von dieser Kurve weg gerichtet ist.

An Hand der $A = f(S_m)$-Kurven können noch Betrachtungen über die obere und untere Grenze der Resonanzamplitude angestellt werden. Es besteht eine gewisse Freiheit in der Wahl der Dämpfung und des totalen magnetischen Momentes und somit auch in der Wahl der Resonanzamplitude. Der Nachteil kleiner Resonanzamplituden liegt darin, dass die Voreilung τ_{L_0} im Vergleich zur Schaltzeit τ grosse Werte annimmt; der Vergleichswert ε wird also grösser als Eins. Aus Fig. 4a ist dann ersichtlich, dass die $A = f(S_m)$-Kurve in der Nähe der gyromagnetischen Resonanzamplitude in diesem Falle steil ist. Die Genauigkeit der Messung wird dadurch vermindert. Wollte man bei sehr schwach magnetischen Substanzen die Resonanzamplitude durch geringe Dämpfung vergrössern, so vergrössert sich gleichzeitig die Zeitkonstante der Schwingung, so dass die Messung eines Punktes der $A = f(S_m)$-Kurve mehrere Stunden in Anspruch nimmt. Bei den vorliegenden Messungen betrug die Zeitkonstante bis zu zwei Stunden. Die gleichen Folgen weist die Vergrösserung des totalen magnetischen Momentes durch Vermehrung der Substanzmenge auf; dagegen ist die Vergrösserung des magnetischen Momentes durch stärkeres Magnetfeld von guter Wirkung. Bei Substanzen grösserer Magnetisierung kann die Resonanzamplitude $20 \div 30$ cm betragen, ohne dass die Zeitkonstante unbrauchbar hohe Werte annehmen würde. Sodann kann der Vergleichswert ε durch geeignete Wahl der Spaltbildbreite auf 1, sogar auf kleinere Werte vermindert werden. Dabei verändert sich die Form der $A = f(S_m)$-Kurve entsprechend den Figuren 4b und 4c. Es wurden auch tatsächlich bei den Messungen an Eisenpulver Kurvenformen sowohl nach Fig. 4a, wie auch nach Fig. 4c je nach Wahl der Spaltbildbreite beobachtet. Können aber auch sehr kleine ε-Werte erreicht werden: es wird stets nötig sein, die Schaltzeit τ möglichst niedrig zu halten, da die Steilheit der $A = f(S_m)$-Kurve an der gyromagnetischen Amplitude ($S_m = 0$) bei kleinen ε-Werten durch die Schaltzeit bestimmt wird. (Siehe Fig. 4d.)

Um kleine Schaltzeiten erreichen zu können, sind zur Kommutierung des Magnetstromes Thyratrons verwendet worden. Der Photostrom, der in der Photozelle beim Passieren des Spaltbildes entsteht, wird durch die in Fig. 5 angegebene Schaltung verstärkt und den Gittern der 4 Thyratrons, die sich in der Umschalteinrichtung (Fig. 6) befinden, zugeführt. Im Schaltungsschema bedeuten ϱ den Widerstand, L die Selbstinduktivität der Magnetspule. Vor Ankunft des Impulses an den Gittern soll der Strom durch die Thyratrons 1 und 2 auf dem in Fig. 6a angegebenen, mit stark ausgezogenen Linien bezeichneten Wege fliessen. Die Thyratrons 3 und 4 sind in Zündbereitschaft, da sie positive Anodenspannung (bei der ausgeführten Schaltung 106 Volt) besitzen. Es findet jedoch keine Entladung in diesen Thyratrons statt, da die

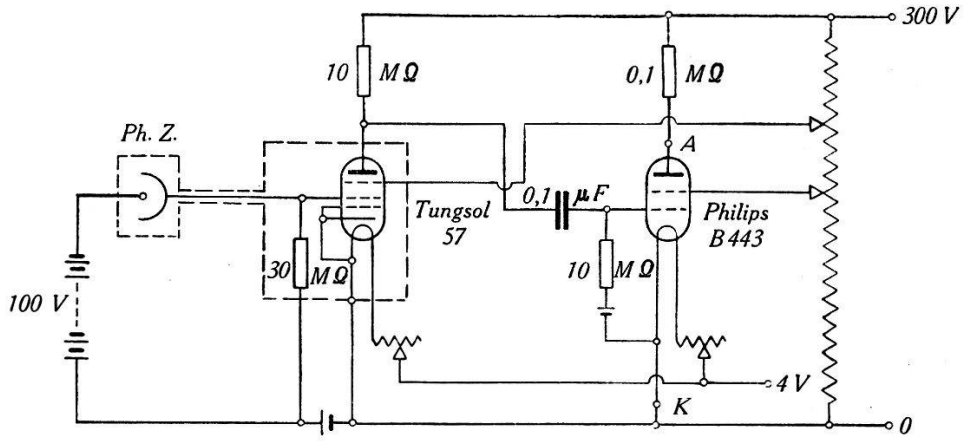

Fig. 5.

Gitter genügende negative Vorspannung (— 4 Volt) haben. Die Kondensatoren sind auf eine dem Spannungsabfall an den Widerständen r und ϱ entsprechende Spannung aufgeladen (90 Volt). Der an den Gittern ankommende positive Stromimpuls bringt die Thyratrons 3 und 4 zum Zünden, wodurch die Spannung an diesen auf die Entladungsspannung (ca. 16 Volt) sinkt. Die Spannung an den Kondensatoren bleibt im ersten Moment erhalten, wodurch die Thyratrons 1 und 2 während der Zeit, in welcher der Ausgleichsvorgang sich abspielt, negative Anodenspannungen (— 74 Volt) erhalten und gelöscht werden. Der Strom fliesst jetzt auf dem in Fig. 6b mit stark ausgezogenen Linien bezeichneten Wege, in der Magnetspule also in umgekehrter Richtung. Die Kommutation hat folglich stattgefunden. Da die Entladungsspannung der Thyratrons unabhängig vom Entladungsstrom als konstant vorausgesetzt werden kann, lässt sich der Ausgleichsvorgang sehr einfach berechnen. Nach Voraussetzung herrscht nämlich zwischen den in Fig. 6c mit O und V bezeichneten Punkten konstante

Spannung (V). Für den Ausgleichsvorgang ist also das Schema in Fig. 6c gültig. Bezeichnet i_{L_0} den stationären Magnetstrom, so gilt nach dem oben Ausgeführten für einen beliebigen Zeitpunkt:

$$t = t \qquad V = i_{L_0}(2\,r + \varrho) = \text{const.}$$

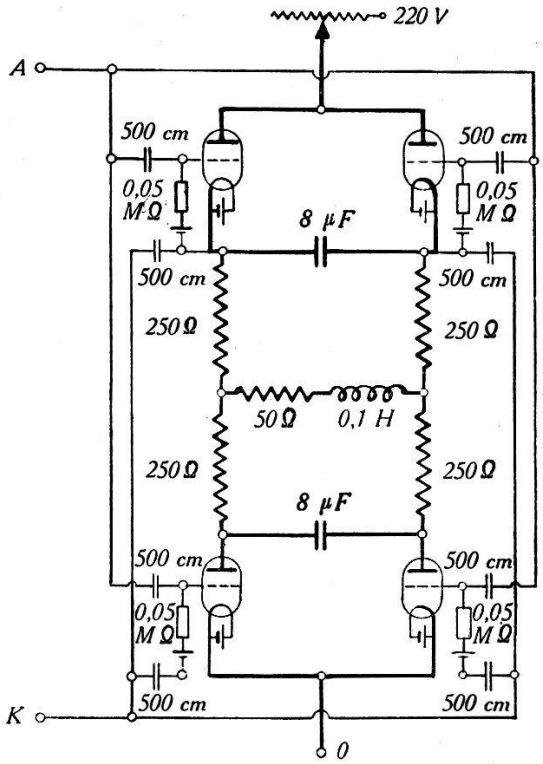

Fig. 6.

Als Anfangsbedingungen gelten:

$$t = 0 \qquad i_L = i_{L_0}$$

$$V_c = V_{c_0} = i_{L_0}(r + \varrho)$$

Aus den Kirchhoff'schen Gleichungen:

$$V = 2\,i_r \cdot r - \left(i_L \cdot \varrho + L\frac{d\,i_L}{d\,t}\right)$$

$$V = -\,V_c + (i_c + i_r)\,r$$

$$i_c = i_L + i_r$$

und aus der Gleichung für den Ladungsstrom des Kondensators:

$$\frac{d\,V_c}{d\,t} = -\frac{i_c}{c}$$

folgt nach geeigneten Umformungen:

$$L\frac{d^2(i_L+i_{L_0})}{dt}+\left(\varrho+r+\tfrac{1}{2}\frac{L}{rc}\right)\frac{d(i_L+i_{L_0})}{dt}+\left(\frac{\varrho}{2}+r\right)\frac{1}{rc}(i_L+i_{L_0})=0.$$

Diese Gleichung stellt die Differentialgleichung des Kommutationsvorganges dar. Die Lösungen sind im Folgenden angegeben. Es sind drei Fälle zu unterscheiden:

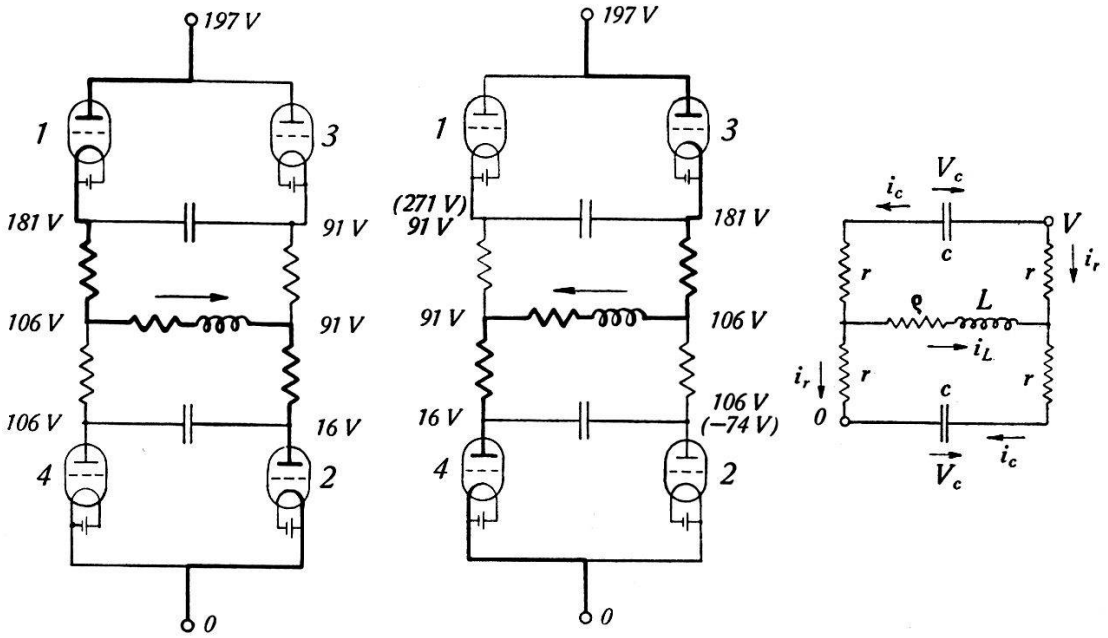

Fig. 6a. Fig. 6b. Fig. 6c.

Fall a). Ist:

$$\left(\frac{\varrho+r}{2L}+\frac{1}{4rc}\right)^2>\left(\frac{\varrho+r}{2L}+\frac{r}{2L}\right)\frac{1}{rc}$$

so verläuft die Kommutierung aperiodisch. Bezeichnen:

$$\alpha=\frac{\varrho+r}{2L}+\frac{1}{4rc}$$

$$\beta=\sqrt{\left(\frac{\varrho+r}{2L}+\frac{1}{4rc}\right)^2-\left(\frac{\varrho+r}{2L}+\frac{r}{2L}\right)\frac{1}{rc}}$$

so ist die Lösung:

$$i_L+i_{L_0}=2\,i_{L_0}\,e^{-\alpha t}\left(ch\,\beta t+\frac{\alpha}{\beta}sh\,\beta t\right).$$

Diese Lösung ist in Fig. 7, Kurve *a*, graphisch dargestellt. Beachtenswert ist, dass die Forderung nach einem möglichst antisymmetrischen Kommutationsvorgang[1]) gut erfüllt ist.

Fall b). Ist:

$$\left(\frac{\varrho + r}{2L} + \frac{1}{4rc}\right)^2 = \left(\frac{\varrho + r}{2L} + \frac{r}{2L}\right)\frac{1}{rc}$$

dann tritt der aperiodische Grenzfall auf. Die Lösung lautet in diesem Falle:

$$i_L + i_{L_0} = 2\, i_{L_0} e^{-\alpha t}(1 + \alpha t) \qquad \text{(Siehe Fig. 7, Kurve } b\text{)}$$

α hat hier die gleiche Bedeutung, wie im Fall a).

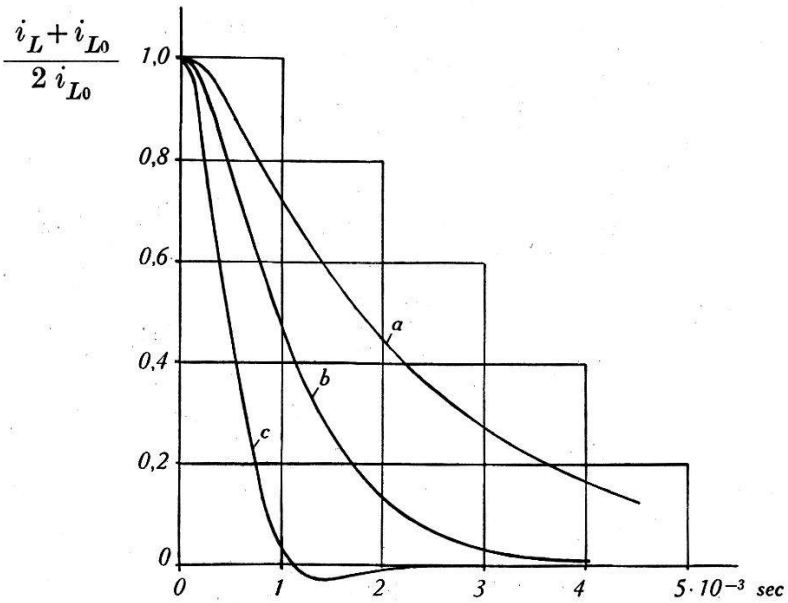

Fig. 7.

Fall c). Ist schliesslich:

$$\left(\frac{\varrho + r}{2L} + \frac{1}{4rc}\right)^2 < \left(\frac{\varrho + r}{2L} + \frac{r}{2L}\right)\frac{1}{rc}$$

so verläuft der Kommutationsvorgang periodisch. Die Gleichung der gedämpften Schwingungen lautet:

$$i_L + i_{L_0} = 2\, i_{L_0} e^{-\alpha t}\left(\cos \beta t + \frac{\alpha}{\beta} \sin \beta t\right) \quad \text{(Siehe Fig. 7, Kurve } c\text{)}$$

[1]) Coeterier, l. c.

*

wobei:

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{\varrho + r}{2L} + \frac{r}{2L}\right)\frac{1}{rc} - \left(\frac{\varrho + r}{2L} + \frac{1}{4rc}\right)^2}$$

bedeutet. α hat die gleiche Bedeutung wie in den Fällen a) und b).

Die Untersuchung der Aperiodizitätsbedingung ergibt zwei Grenzwerte für die Grösse der Kapazität c. Für Kapazitätswerte, die kleiner sind als der untere Grenzwert bzw. grösser als der obere Grenzwert, wird die Kommutation aperiodisch. Bei Zwischenwerten der Kapazität ist der Ausgleichsvorgang periodisch. Es ist indessen die Form der Kommutationskurve im letzteren Falle keineswegs ungünstig, wie dies aus Fig. 7 (Kurve c) hervorgeht. (Kurve c stellt dabei denjenigen periodischen Schwingungsvorgang dar, bei welchem extremales Hinausschwingen über den kommutierten Stromwert auftritt.)

Es ist aber auch noch zu beachten, dass die Grösse der Gegenspannung, die die Thyratrons zum Löschen bringt, und die Zeit, während welcher die Gegenspannung abklingt, einen Mindestwert nicht unterschreiten dürfen, damit das Löschen mit Sicherheit bewerkstelligt wird. Die Forderung nach kleinen Schaltzeiten und damit nach geringer Breite der Kommutationskurve bedingt kleine Abklingungszeit der Gegenspannung, da diese die gleiche Grössenordnung besitzt, wie die Breite der Kommutationskurve. Aus Vorversuchen ging hervor, dass die Abklingungszeit der Gegenspannung umso kleiner gewählt werden kann, je grösser die Gegenspannung ist. Demnach sind möglichst grosse Werte für die Widerstände r zu wählen, damit die Abklingungszeit niedrig gehalten werden kann. Die obere Grenze für die Widerstände ist dadurch gegeben, dass die Anodenspannung an den in Zündbereitschaft stehenden Röhren, die mit zunehmendem Widerstand gleichfalls zunimmt, einen Höchstwert nicht überschreiten darf. Bei der ausgeführten Schaltung betrug die Anodenspannung 106 Volt, entsprechend den Widerstandswerten von $r = 250\ \Omega$, $\varrho = 50\ \Omega$ bei einem Wert von 0,3 Amp. des zu kommutierenden Magnetstromes und bei 16 Volt Entladungsspannung. Aus der Bedingungsgleichung des aperiodischen Grenzfalles lässt sich nach Festlegung des Widerstandes r die Grösse der Kapazität C berechnen. Für die oben angegebenen Widerstandswerte von $r = 250\ \Omega$, $\varrho = 50\ \Omega$ und bei der Selbstinduktivität von $L = 0{,}1\ H$ ergeben sich als Kapazitätsgrenzwerte $c = 0{,}13\ \mu F$ und $c = 3{,}4\ \mu F$. Die zum unteren Grenzwert gehörende Halbwertszeit der Kommutationskurve von $1{,}83 \cdot 10^{-4}$ sec. ist nicht genügend gross, um die Löschung

der Thyratrons zu erreichen. Die zum oberen Kapazitätsgrenzwert gehörende Halbwertszeit beträgt $0{,}94 \cdot 10^{-3}$ sec. Es wurde jedoch in der Nähe dieser Halbwertszeit ($c = 4\ \mu F$ anstatt $3{,}4\ \mu F$) zeitweiliges Ausbleiben der Löschung festgestellt, so dass die Kapazitätswerte auf $8\ \mu F$ erhöht wurden, was eine Erhöhung der Halbwertszeit auf $1{,}75 \cdot 10^{-3}$ sec. und die einwandfreie Löschung der Röhren zur Folge hatte.

Die berechnete Halbwertszeit stellt die untere Grenze für die Schaltzeit dar. Korrekturen sind infolge der Ionisierungszeit der Gasstrecke in den Thyratrons und infolge der Zeitkonstanten in den übrigen Teilen der Schaltung (Verstärker) anzubringen. Gemäss den auf S. 596 angegebenen Ausführungen lässt sich aus den Kurven, die die Resonanzamplitude in Funktion der Störung darstellen, die Grössenordnung der Schaltzeit abschätzen. Es wurden auf diese Weise in Übereinstimmung mit den obigen Ausführungen grössere Schaltzeiten als $1{,}75 \cdot 10^{-3}$ sec., doch solche von der Grössenordnung von einigen 10^{-3} sec. gefunden.

Messtechnik.

Bei der Herstellung der Präparate sind zwei Möglichkeiten vorhanden. Es kann versucht werden, aus der zu messenden Substanz massive Stäbchen herzustellen. Der Vorteil dieser Methode wäre die Erzielung grosser magnetischer Momente. Andererseits ist das Schleifen von Stäbchen aus den sehr spröden Substanzen mit beträchtlichen technischen Schwierigkeiten verbunden. Aus diesem Grunde sind wir zur Herstellung von Pulverpräparaten übergegangen, wobei sich als Vorteil erweist, dass eventuelle permanente magnetische Momente der Körnchen bei der sehr grossen Anzahl derselben im Mittel sich aufheben. Das Pulverisieren geschah in einem Achatmörser. Das auf diese Weise erhaltene sehr feine Pulver wurde in dünne Glasröhrchen gefüllt. Die Glasröhrchen hatten durchschnittlich ca. 8 cm Länge, 0,8 mm Innendurchmesser und 0,1 mm Wandstärke. Bei der Herstellung der Glasröhrchen ist möglichst kreisförmiger und gleichmässiger Querschnitt angestrebt worden. Dies liess sich auch erreichen, wenn es gelang, bei der Herstellung in der Flamme das Röhrchen sehr gerade auszuziehen. Verwendet wurden jeweils nur Röhrchen, deren Durchmesser in allen Querschnitten auf mindestens $^1/_{100}$ mm übereinstimmte. Danach sind die Röhrchen an einem Ende zugeschmolzen worden. Bei der Füllung ist das offene Ende des Rohres immer gleich tief in das Pulver getaucht worden. Die auf diese Weise jeweils gleiche Pulver-

menge stampfte man mit einem passenden harten Messingdraht in das Röhrchen. Nach Auffüllung wurde das Röhrchen am offenen Ende mit Schellack zugekittet. Zur Aufhängung des Röhrchens und des Spiegels sind aus Zelluloid zwei Kappen gedreht worden, in deren zylindrischen Bohrungen das Stäbchen befestigt werden konnte. Der volle Teil der oberen Kappe ist teilweise genau bis zur Mitte abgefeilt worden. An diese Fläche ist in einer feinen Furche der Quarzfaden (ca. 20 μ) mit Schellack gekittet worden. Die obere Kappe trug noch einen Passitz für eine kleine, als zusätzliches Trägheitsmoment dienende Kreisscheibe. In der unteren Kappe wurde der Glasstab (ca. 0,6 mm dick und 15 cm lang), an den der Spiegel gekittet war, befestigt. Um koaxiale Einstellung des Glasstabes zu ermöglichen, wurde dieser nicht an die Kappe gekittet, sondern mit Hilfe eines Kugelgelenkes aufgehängt. Zu diesem Zweck ist das dünn ausgezogene Ende des Glasstabes durch die im vollen Teil der Kappe befindliche kleine zentrische Bohrung von $^3/_{10}$ mm durchgesteckt, und in der Flamme mit einem Kügelchen versehen worden. Eine Verdrehung des Glasstabes gegen die Kappe ist nicht aufgetreten. Durch den dünn ausgezogenen Teil des Glasstabes waren der Spiegel und das Präparat lose gekoppelt, wodurch dem Spiegel genügende Stabilität verliehen wurde.

Die verwendete Magnetspule ist bei Coeterier ausführlich beschrieben. Die Spule war auf einer Bakelitplatte befestigt und konnte mit Hilfe von drei mit Masstab versehenen, vertikalen Stellschrauben beliebig eingestellt werden.

Die Horizontalkomponente des erdmagnetischen Feldes wurde durch zwei Ringspulen kompensiert. Diese Anordnung ist bei Coeterier ebenfalls ausführlich besprochen.

Die an der gleichen Stelle angegebene schwingungsfreie Aufhängung, bei welcher das Hauptgewicht auf eine stabile Befestigung des Torsionskopfes gelegt wird, hat sich auch bei der ca. zweimal kleineren Dämpfung gut bewährt. Der evakuierte und zur Fernhaltung von elektrostatischen Störungen versilberte und geerdete Glaszylinder, in dem sich das Präparat befand, durfte jedoch nicht an dem Tisch befestigt werden, auf welchem die Magnetspulen aufgestellt waren, ansonst bei der Einstellung der Stellschrauben störende Schwingungen aufgetreten sind, die erst nach mehreren Stunden gedämpft waren. Auch musste die Heizung der Quecksilberdampfstrahlpumpe so eingestellt werden, dass heftiges Sieden des Quecksilbers vermieden wurde. Als dann doch noch Störungen von der Pumpe her durch die Vakuumleitung sich übertrugen, wurde in diese eine Dämpfungseinrichtung eingebaut, die aus einer

in zähes Öl getauchten Tombakrohrschleife bestand. Diese Einrichtung drückte die mechanischen Störungen auf ein zulässiges Mass herunter.

Es ist notwendig, auf die Messung des magnetischen Momentes genauer einzugehen, da sich diese Messungen infolge Kleinheit des magnetischen Momentes (ca. 0,4 CGS pro cm^3) bei den Eisen-Selen-Pulverpräparaten als schwierig erwiesen haben. Nach einer üblichen Messmethode wird das Präparat mit einer Messwicklung versehen und es wird die Ladung, die bei der Ummagnetisierung in der Messwicklung abfliesst, mit einem ballistischen Galvanometer gemessen. Bei kleinen magnetischen Momenten kann jedoch diese Methode in der angegebenen Form nicht verwendet werden. Es wird nämlich bei der Ummagnetisierung nicht nur durch die Änderung des magnetischen Momentes, sondern auch durch die Änderung des äusseren Feldes Spannung in die Messwicklung induziert. Der Effekt des äusseren Feldes (ca. 35 Gauss) lässt sich zwar durch eine direkte Messung, bei welcher die Messwicklung das Präparat nicht enthält, bestimmen. Da aber dieser Effekt den Effekt des magnetischen Momentes von der oben angegebenen Grösse um ein Vielfaches übertrifft, würde die Differenzmessung sehr ungenaue Resultate liefern. Die folgenden Angaben, die sich auf ein magnetisches Moment von 0,4 CGS pro cm^3 und auf ein äusseres Feld von 35 Gauss beziehen, zeigen klar die Unbrauchbarkeit der Differenzmessung. Das Verhältnis der Effekte des äusseren Feldes und des magnetischen Momentes ist bei gleichem Durchmesser des Präparates und der Messwicklung 7. Aus praktischen Gründen (Wandstärke des Glasröhrchens und des Wicklungskörpers, Drahtdicke) beträgt jedoch der Durchmesser der Messwicklung ca. das Dreifache des Präparatdurchmessers von 0,8 mm, wodurch das genannte Verhältnis auf 63 erhöht wird. Als brauchbar hat sich dagegen die Methode erwiesen, bei welcher das Präparat aus der Messwicklung herausgezogen und auf diese Weise eine Flussänderung erzeugt wird. Ein Effekt des äusseren Feldes tritt dabei nicht auf, da der Flussanteil dieses Feldes nicht verändert wird. Theoretisch sollte die Messwicklung unendlich lang sein, damit fehlerfrei gemessen wird. Bei endlicher Länge der Wicklung ergibt die Messung zu kleine Werte für das magnetische Moment. Denkt man sich das stabförmige Präparat durch einen Dipol von gleicher Länge und von gleichem Moment ersetzt, so lässt sich der Messfehler angeben. Für eine Messwicklung, deren Länge gleich der Dipollänge ist und deren Durchmesser sich zur Länge wie 3:100 verhält, beträgt der Fehler 1,5%. Dieser Fehler kann auf 0,65‰ vermindert werden, wenn die Messwicklung bei

Beibehaltung der ursprünglichen Dipollänge um zehn Wicklungsdurchmesser verlängert wird. Ersetzt man das stabförmige Präparat durch ein langgestrecktes Rotationsellipsoid von gleicher Länge und gleichem Moment, so ergibt sich für den Messfehler bei der letztgenannten verlängerten Messwicklung ein Betrag von der gleichen Grössenordnung und zwar 0,44‰.

Das kleinste zu messende magnetische Moment betrug $1{,}76 \cdot 10^{-2}$ CGS. Bei Verschwinden dieses magnetischen Momentes wurden in die Messwicklung mit 171 Windungen/cm $3{,}8 \cdot 10^{-7}$ Volt/sec. induziert. Zur ballistischen Messung diente ein Kipp'sches Galvanometer mit $1{,}5 \cdot 10^{-7}$ Volt/mm Spannungsempfindlichkeit. Bei 10 m Abstand der Skala konnte so für das angegebene magnetische Moment ein ballistischer Ausschlag von 19,8 mm $\pm$ 1% erreicht werden. Geeicht wurde mit der EMK, die in der Sekundärwicklung eines Zweispulensystemes mit bekannter Gegeninduktivität durch eine bestimmte Stromänderung in der Primärwicklung entsteht. Bei der Messung mit dem Kipp'schen Galvanometer, dessen Schwingungsdauer nur 2 Sekunden betrug, musste noch darauf geachtet werden, dass die Zeitkonstante des Galvanometerkreises und die Zeit, in welcher das Präparat aus der Messwicklung entfernt wurde, der Schwingungsdauer gegenüber klein waren. Um das letztere zu erreichen, ist das Präparat mit einem Fallgewicht verbunden worden. Das Gewicht wurde mit ungespanntem Verbindungsfaden fallen gelassen. Das Herausreissen des Präparates aus der Messwicklung begann erst in dem Zeitpunkt, in welchem der Verbindungsfaden gespannt wurde, wobei dann das Fallgewicht schon eine bestimmte Geschwindigkeit erreicht hatte. Durch Änderung der Fallhöhe konnte also die Zeit, in welcher das Präparat die Messwicklung verliess, variiert werden. Als Kriterium für genügende Kleinheit dieser Zeitdauer diente die Bedingung, dass der ballistische Ausschlag bei Veränderung der Fallhöhe konstant bleiben musste.

Ausser der Kenntnis des magnetischen Momentes ist noch diejenige des Reibungskoeffizienten notwendig, um die Messung des gyromagnetischen Effektes auswerten zu können. Den Reibungskoeffizienten bestimmt man aus dem Trägheitsmoment und dem logarithmischen Dekrement des schwingenden Systemes. Das Trägheitsmoment ergibt sich aus den Schwingungsdauern des Systemes mit und ohne zusätzliches Trägheitsmoment, wobei diese Messungen am besten im Vakuum ausgeführt werden. Zur Bestimmung des logarithmischen Dekrementes lässt man das System im gleichen Vakuum ausschwingen, in welchem die Messung der gyromagnetischen Resonanzamplitude vorgenommen wird. Wegen

der geringen Dämpfung beanspruchte die Messung des Dekrementes 2 bis 3 Stunden. Diese Messung wurde nach der Bestimmung der Resonanzamplitude jeweils wiederholt, um die Konstanz des Vakuums zu prüfen.

Zur Eliminierung der Störungen muss die magnetische Feldstärke mit Hilfe der Stellschrauben in eine mit der Rotationsachse des Präparates parallele Lage gebracht werden. Dieser Zustand ist dann erreicht, wenn die Ein- und Umschaltung des Magnetfeldes keine Änderung in der Nullage und Schwingungsdauer des Systemes hervorruft. Die Übereinstimmung der Schwingungsdauer konnte auf 2 bis 3 Zehntelsekunden bei ca. 4 Minuten Messdauer, also auf ca. $1^0/_{00}$ genau erreicht werden. Nach dieser Einstellung ist das System in Schwingungen versetzt und der Umschaltmechanismus in Gang gesetzt worden. Die Aufschaukelung der Schwingung zur Resonanzamplitude dauerte jeweils ca. 2 bis 3 Stunden. Die Bestimmung der gyromagnetischen Amplitude, d. h. die Interpolation für den störungsfreien Zustand wird genauer, wenn die Messungen bei verschiedenen Störungen vorgenommen werden. Zu diesem Zweck wurde der störungsfreie Zustand durch Verdrehung der Stellschrauben verändert, wobei die entstehende Nullpunktverschiebung als Mass für die Störung abgelesen wurde. In der folgenden Tabelle sind die Resultate der Messungen an Mangan-Antimon zusammengestellt.

Vor diesen Messungen wurde noch eine Kontrollmessung an einem Eisenpulverpräparat ausgeführt, wobei $g = 1{,}96$ gefunden wurde.

Mangan-Antimon.

Zahl der Beobachtungen	$\delta = \nu\, 2/\Theta$ $\cdot 10^4$	c $\cdot 10^3$	Θ $\cdot 10^3$	I_{tot} $\cdot 10^2$	A_0 cm	Abstand der Skala cm	H Gauss	g
6	0,81	3,53	3,99	28,1	9,75	150	35	1,91
5	1,06	3,53	3,85	22,9	6,4	150	35	1,89
5	0,98	4,15	3,89	24,5	6,7	150	35	2,07

Vorläufige Messungen an Eisen-Selen.

Wie bereits in der Einleitung ausgeführt wurde, weisen die in der nachfolgenden Tabelle zusammengestellten Messwerte an Eisen-Selen eine grosse Streuung auf. Diese rührt vom relativ grossen permanenten Moment der Substanz und auch von der Kleinheit des magnetischen Momentes her. Genaue Messungen liessen

sich durch Ermittlung der Zusammensetzung mit dem maximalen magnetischen Moment im Homogenitätsbereich der Fe-Se-Legierung erreichen.

Eisen-Selen.

Zahl der Beobachtungen	$\delta = \nu/2\,\Theta$ $\cdot 10^4$	c $\cdot 10^3$	Θ $\cdot 10^3$	I_{tot} $\cdot 10^2$	A_0 cm	Abstand der Skala cm	H Gauss	g
6	0,75	2,58	1,094	2,97	19,4	145	35	0,39
6	0,877	8,18	1,103	1,77	4,35	145	35	0,879
6	0,838	8,63	1,608	2,98	8,05	145	35	0,57
6	0,63	8,87	4,94	5,55	10,5	145	30	0,354

Vorliegende Arbeit ist im Physikalischen Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich ausgeführt worden. Herrn Prof. Dr. P. Scherrer möchte ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein stetes Interesse bestens danken.