

# Messung des gyromagnetischen Effektes an Pyrrhotin

Autor(en): **Coeterier, Frederik**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **8 (1935)**

Heft VI

PDF erstellt am: **26.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-110540>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

# Messung des gyromagnetischen Effektes an Pyrrhotin

von Frederik Coeterier.

(20. VIII. 35).

## 1. Einleitung.

Mit Hilfe der bekannten rotationsmagnetischen Effekte lässt sich aus dem kreiselartigen Verhalten der Elementarmagnete das Verhältnis des mechanischen Drehimpulses zum magnetischen Moment bestimmen. Die ersten rotationsmagnetischen Versuche stammen von MAXWELL (1861), sie waren aber wegen unzureichender Empfindlichkeit der Anordnung negativ. Spätere Versuche von PERRY 1890 und RICHARDSON (1907), der auch die vollständige Theorie ausarbeitete, waren ebenfalls ohne Erfolg. Erst 1914 konnte BARNET den theoretisch erwarteten Effekt quantitativ nachweisen. 1915 konnten EINSTEIN und DE HAAS die Umkehr des von BARNET untersuchten Effektes, nämlich den Drehstoss bei der Magnetisierung eines Eisenstäbchens messen. Zahlenmässig zuverlässige Werte für den letztgenannten Effekt erhielt erst E. BECK 1919. Einen zusammenfassenden Bericht über gyromagnetische Effekte findet sich bei S. J. BARNETT, Rev. of modern Physics, Bd. 7, S. 1929, 1935.

Mit dem magnetischen Moment eines Elektrons, das sich in einer geschlossenen Bahn bewegt, ist stets ein Drehimpuls verbunden und bei einer Änderung des magnetischen Moments findet eine Änderung des Drehimpulses statt. Da der Gesamtdrehimpuls des Systems, das z. B. ein Eisenstäbchen sein kann, konstant bleiben muss, liegt es nahe anzunehmen, dass auf das Stäbchen im ganzen eine Reaktion ausgeübt wird, dass also ein Drehmoment darauf wirkt, das entgegengesetzt gleich ist der Veränderung des Elektronendrehimpulses pro Zeiteinheit. Die Grösse dieses Drehmoments ist leicht anzugeben. Das magnetische Moment einer Elektronenbahn ist:

$$\mu = \frac{i}{c} \cdot \Omega = \frac{ne}{c} \Omega$$

$\Omega$  = Fläche der Bahn

$n$  = Anzahl Umläufe pro sec.

$e$  = Elektronenladung

$c$  = Lichtgeschwindigkeit

Der Drehimpuls ist:

$$j = m v r$$

$$m = \text{Elektronenmasse} \quad r = \text{Radius vektor}$$

$\frac{1}{2} v r$  ist die Flächengeschwindigkeit, die sich auch als  $n O$  schreiben lässt; also ist

$$j = 2 n m O.$$

Daraus folgt

$$\frac{\mu}{j} = \frac{e}{2 m c} = \frac{1}{\lambda}.$$

Die Richtungen der beiden Vektoren  $j$  und  $\mu$  sind in diesem Falle gleich. Wird ein Eisenstäbchen magnetisiert oder entmagnetisiert, so ist das Drehmoment  $M$  demnach:

$$M = d/dt (\text{Drehimpuls}) = \frac{d}{dt} (\lambda I) = \lambda \frac{dI}{dt}$$

wobei mit  $I$  das totale magnetische Moment bezeichnet ist.

## 2. Theoretische Betrachtungen.

Bei der Resonanzmethode wie EINSTEIN und DE HAAS sie anwenden, kann man die Formel für die Amplitude, die das System asymptotisch annimmt, auf folgende einfache Weise ableiten:

Es sei die Bewegungsgleichung des aufgehängten Systems ohne Einwirkung eines Drehmoments:

$$K \ddot{q} + P \dot{q} + D q = 0.$$

Dabei bedeutet

$$\begin{array}{ll} K = \text{das Trägheitsmoment} & q = \text{die Entfernung aus der Ruhelage} \\ D = \text{die Trägheitskonstante} & = A e^{-St} \sin \omega t \\ P = \text{die Dämpfungskonstante} & T = \text{die halbe Schwingungszeit} \end{array}$$

$$\frac{\pi}{\omega} = \pi \sqrt{\frac{K}{D}}.$$

$$\delta \text{ das logarithmische Dekrement} = \frac{P}{2K}.$$

Wenn das System nach einer halben Periode wieder durch die

Nullage schwingt, beträgt die Änderung des Absolutbetrages des Drehimpulses:

$$\Delta K \dot{q} = \Delta K A \omega = K \omega A \delta T = \frac{\pi}{2} P A. \quad (1)$$

Die Änderung der kinetischen Energie ist:

$$\Delta \frac{1}{2} K \dot{q}^2 = K \dot{q} \Delta A \omega = K \dot{q} A \omega \delta T = \frac{\pi}{2} P A \cdot A \omega. \quad (2)$$

Der verlorene Drehimpulsbetrag wird nachgeliefert von dem Stoss, den das Stäbchen nach dem Newton'schen Gesetz erleidet, durch das Umklappen der Elektronenbahnen. Aus der Gleichung von RICHARDSON folgt also in Verbindung mit Gleichung (1):

$$\frac{1}{2} \pi P A = 2 \lambda I$$

oder

$$A = \frac{4 \lambda I}{\pi P}. \quad (3)$$

Es liegt nahe, eine Bestätigung dieser Formel für die Resonanzamplitude mittels der Energiebilanz zu versuchen.

Bei der Stossmethode von STEWART und — a fortiori — bei der Nullmethode von SUCKSMITH und BATES hat es wenig Sinn, die Betrachtungen über den Drehimpuls durch Energiebetrachtungen zu vervollständigen. Bei der Resonanzmethode von EINSTEIN und DE HAAS müssen aber vollständigkeithalber die *beiden* ersten Integrale der Bewegungsgleichungen berücksichtigt werden. Dem Stäbchen wird durch das Ummagnetisieren nicht nur Impuls, sondern auch Energie zugeführt. Diese ist natürlich gleich

$$\int \lambda \frac{dI}{dt} dq = \int \lambda \frac{dI}{dt} \dot{q} dt = \lambda \dot{q} \int dI = 2 \lambda I \dot{q}. \quad (4)$$

Aber der Gebrauch des Drehmomentes  $\lambda \frac{dI}{dt}$  bedeutet eine verkappte Anwendung des Drehimpulssatzes, die gerade vermieden werden soll. Es gibt jedoch noch einen andern Weg.

Die magnetische Energie des Systems Spule-Stäbchen besteht aus drei Teilen: aus

a) der Feldenergie  $\frac{1}{8\pi} \int H^2 dv$

b) der potentiellen Energie des magnetischen Körpers im Feld, deren Dichte proportional ist zu  $HI$ ;

c) der inneren magnetischen Energie des Körpers.

Die Feldenergie  $a$  steht in Wechselwirkung mit der Arbeit, die die Stromquelle in der Spule verrichtet; man kann sie auch schreiben  $\frac{1}{2}Li^2$ .

Mit der Zunahme der Energiebeträge  $b$  und  $c$ , verursacht durch eine Änderung  $dI$  des magnetischen Moments, tritt zugleich eine Erwärmung des Körpers auf (magnetokalorischer Effekt). Ausserdem verursacht  $dI$  bei konstantem Feld  $H$  eine Induktionsspannung im Stromkreis der Spule, sodass da eine — positive oder negative — Arbeit  $HdI$  verrichtet werden muss. Schliesslich hat man stets noch eine Veränderung der kinetischen Energie der Elektronen infolge der Larmorpräzession in Betracht zu ziehen. Diese tritt bei einer Zunahme von  $H$  und auch bei einer Zunahme von  $I$  auf. Der Betrag ist dementsprechend  $IdH$  oder  $HdI$ .

Während des Ummagnetisierens leistet der felderzeugende Strom eine Arbeit  $\int HdI$ . Wie ist nun die Überlegung zu modifizieren wegen der Rotation des Präparats während des Ummagnetisierens? Die Rotation übt eine Richtwirkung auf die Atommomente aus wegen des Kreisel-Effekts. Der Körper verhält sich, als ob er sich in einem Scheinfeld  $h = \frac{2mc}{e} \dot{q}$  befände. Ungeachtet der verschiedenen Art des Feldes  $H$  und des Scheinfeldes  $h$  werden sie sich in ihren Auswirkungen doch superponieren. Das läuft darauf hinaus, dass im Magnetisierungsdiagramm (Fig. 1) die  $I$ -Achse um ein Stück  $h$  verschoben wird, sodass der in der Spule fliessende Strom eine Mehrarbeit von der Grösse

$$\int h dI = h \int dI = 2hI = 2\lambda I \dot{q}$$

verrichten muss\*). Das ist nun aber gerade die Energie, die dem rotierenden Stäbchen nach Gleichung (4) während des Ummagnetisierens zugeführt werden soll. Einerseits scheint es vollkommen unbegründet, dass der in der Spule fliessende Strom diese Arbeit der rotierenden Bewegung zuführt und so das Stäbchen in verstärkte Torsionsschwingungen bringt, aber andererseits scheint das doch die einzige Möglichkeit zu sein, eine saubere Energiebilanz zu bekommen.

\*) Durch die Wirkung des Scheinfeldes  $h$  sind Anfangs- und Endwert des Moments  $I$  ungleich. Eine Extraarbeit die der Spulenstrom deswegen verrichten muss, wird durch das magnetische Feld aufgenommen in der Form  $HdI$ .

Auch während des Ausschwingens des Präparats besteht stets Gleichgewicht zwischen der Arbeit des Spulenstroms und der potentiellen Energie des Zusatzmoments, das das Präparat durch das jetzt veränderliche Scheinfeld  $h$  bekommt.

Wenn das Moment bei der herrschenden Feldstärke bereits das Sättigungsmoment ist, fällt dieser Energiebetrag weg.

Statt nach einer strengen mathematischen Ableitung zu suchen, wollen wir uns hier damit begnügen, auf eine Analogie hinzuweisen, die zwischen dem obengenannten Problem und dem Falle eines Atoms, das sich in einem konstanten Magnetfeld befindet, und mit Strahlung in Wechselwirkung steht (Zeeman-Effekt). Die Theorie hierfür ist bis in alle Einzelheiten von LORENTZ abgeleitet worden<sup>1)</sup>. Indem wir immer diese Ableitung im Auge behalten, wollen wir für das von der Rotation herrührende Scheinfeld eine gleichlaufende Behandlung geben. Dass dabei viele Punkte eines eingehenderen Beweises bedürfen, sei von vornherein betont.

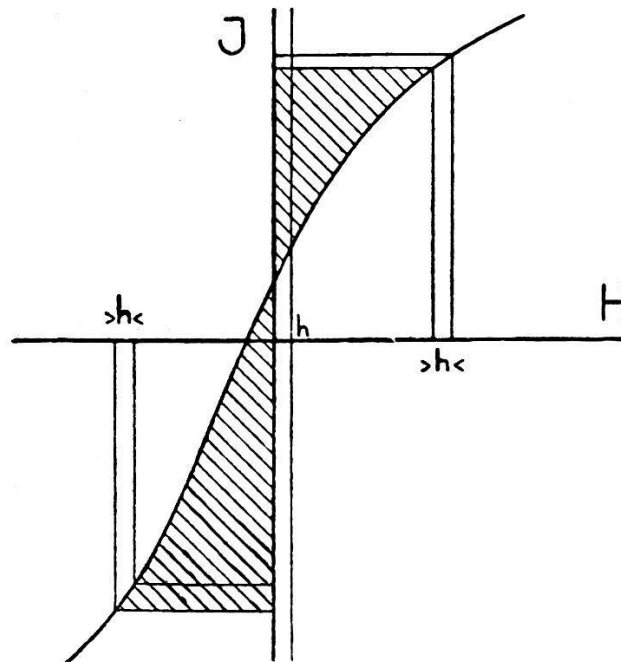


Fig. 1.

Beim Übergang von einer metastabilen Bahn nach einer stabilen oder umgekehrt, erleiden im allgemeinen drei Energiebeträge eine Veränderung:

- I. die kinetische Energie der Larmorpräzession, die sich der Bahnbewegung überlagert ( $\frac{1}{2} m v^2 - \frac{1}{2} m v_0^2$ ),
- II. die potentielle Energie des Atommoments im Feld ( $\mu H$ ),
- III. die Feldenergie des magnetisierenden Stromes  $\frac{1}{8\pi} \int H^2 dv$  oder  $\frac{1}{2} L i$ , die sich durch einen Induktionsstoss ändern kann.

LORENTZ zeigte, dass diese drei Beträge gleiche Veränderungen erleiden, und zwar so, dass

$$\Delta E_1 + \Delta E_2 = 0$$

und

$$\Delta E_2 + \Delta E_3 = 0.$$

<sup>1)</sup>  $v$  ist die Geschwindigkeit der Elektronen ohne Magnetfeld.

Bei der Ableitung der magnetischen Aufspaltung der Spektrallinien dürfen also stets  $E_2$  mit  $E_1$  oder  $E_2$  mit  $E_3$  ausser Betracht gelassen werden. Das Resultat bedeutet, dass der Spulenstrom eine Arbeit leistet, die in Form von Strahlungsenergie  $h \Delta r$  verloren geht ( $h =$  Planck'sche Konstante und  $\Delta r =$  Verschiebung der Frequenz des ausgestrahlten Lichts infolge des angelegten Magnetfeldes).

Indem wir zu unserem Problem zurückkehren, bemerken wir, dass wir es hier zu tun haben mit einem Atomsystem, in Wechselwirkung mit einem äusseren Magnetfeld während einer konstanten Rotationsgeschwindigkeit des ersteren. Auch hier haben wir analog zum Obigen drei Energiebeträge:

- I. die kinetische Energie der Rotation, die sich der Bahnbewegung superponiert ( $\frac{1}{2} m v^2 - \frac{1}{2} m v_0^2$ ),
- II. die Wechselwirkungsenergie der inneratomaren Rotation und der makroskopischen Rotation,
- III. die kinetische Energie  $\frac{1}{2} K \dot{q}^2$  des Stäbchens ( $K =$  Trägheitsmoment).

Verändert der Atomdrehimpuls seine Richtung, — jetzt beim Kommutieren des Feldes so wie oben beim Ausstrahlen der Lichtwelle — dann unterliegen auch hier die Grössen I und II einer dem Betrage nach gleichen Änderung mit entgegengesetztem Vorzeichen, während wir *annehmen müssen*, dass der Grösse III ein gleicher Betrag zugute kommt, nämlich  $2 \lambda I \dot{q}$ . Wie wir beweisen konnten, wird ein solcher Betrag durch den Spulenstrom geliefert. Auch hier hebt sich also  $\Delta E_1$  gegen  $\Delta E_2$  heraus, während  $\Delta E_3$  von aussen zu- oder nach aussen abgeführt wird.

Die Analogie der beiden Wechselwirkungen: Magnetstrom-Strahlung auf der einen Seite zu Rotation-Magnetstrom, auf der anderen ist jedoch erst dann als vollständig zu bezeichnen, wenn eine mathematische Begründung imstande ist, die Lücke in der Beweisführung auszufüllen.

Unter der Voraussetzung, dass der Energiebetrag  $2 \lambda I \dot{q}$  der Rotation zugute kommt, ist nun auch die Resonanzamplitude des Systems einfach abzuleiten.

Die zugeführte Energie muss nämlich gleich der durch die Dämpfung vernichteten sein. Diese ist nach (2) gleich

$$\frac{1}{2} \pi P A \cdot A \omega.$$

Also

$$\begin{aligned} 2 \lambda I \dot{q} &= \frac{1}{2} \pi P A \cdot A \omega \\ \dot{q} &= A \omega \end{aligned}$$

und somit ist  $A = \frac{4\lambda I}{\pi P}$  in Übereinstimmung mit (3).  $\lambda$  hat stets den Wert  $\frac{2mc}{e}$ , solange allein die Bahnbewegung berücksichtigt wird. Allgemein ist

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

Wie aus obenstehenden Ableitungen, von denen allein die erste in der Literatur zu finden ist, hervorgeht, sind die theoretischen Betrachtungen, die gegenwärtig die Begründung des gyromagnetischen Effekts liefern, gerade hinreichend, um die Grösse des Effekts anzugeben. Um einen Einblick in den Mechanismus der Erscheinung zu bekommen, sind sie jedoch absolut unzureichend. Der Impulssatz ist, so wie er hier angewendet wird, ein Integralgesetz und bezieht sich auf makroskopische Erscheinungen, die ein Gesamtergebnis mikroskopischer Wirkungen sind. Es bedarf wohl keines Beweises, dass eine deutliche Vorstellung von diesen Wirkungen wichtiger ist als eine Zusammenfassung ihrer gemeinsamen Auswirkung.

In der klassischen Theorie half man sich mit der anschaulichen Vorstellung, dass die im Magnetfeld präzessierenden Elektronenkreise sich in ihrer Bewegung gegenseitig hemmen und durch die Ionen gebremst werden infolge der Wärmebewegung. Diese Bremsung der Larmor-Präzession verursachte einen Richteffekt nach dem äusseren Magnetfeld, m. a. W. der Körper wird magnetisiert und der beim Bremsen an das Ionengitter übertragene Drehimpuls gab den gyromagnetischen Effekt. Diese Vorstellung war jedoch nur eine Arbeitshypothese, und die Art und Weise, wie die Übertragung stattfand, blieb ein dunkler Punkt in der Literatur.

Zweifelloso gilt der Impulssatz für diesen Vorgang, doch bei seiner Anwendung gab es sofort Schwierigkeiten, wie aus der Frage der Drehimpulsaufnahme durch Spule und Äther hervorgeht, auf die schon RICHARDSON hingewiesen hatte. Deshalb propagierte vor allem BARNETT die Methode von DE HAAS, bei der die Spule auf das zu untersuchende Stäbchen gewickelt wird, sodass man obengenannte Schwierigkeit umgeht. Die Tatsache, dass die Beobachtungsergebnisse mit fester Spule und mit mitbewegter Spule keine merkbare Differenz zeigen, beweist, dass die Impulsübertragung auf die Spule — wenn sie wirklich stattfindet — vernachlässigbar klein ist.

Dazu kommt das Folgende.



Während des Kommutierens des magnetisierenden Stroms ist der Vektor der magnetischen Feldstärke  $\mathfrak{H}$  stets axial gerichtet. Der Vektor  $\mathfrak{E}$  der elektrischen Feldstärke läuft dabei tangential, vorausgesetzt, dass die Körper nicht geladen sind.

$$c \operatorname{rot} \mathfrak{E} = - \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t}.$$

Das Vektorprodukt  $[\mathfrak{E}\mathfrak{H}]$  bzw.  $\frac{1}{4\pi c} [\mathfrak{E}\mathfrak{H}]$ , das den Energiestrom bzw. den Impuls des elektromagnetischen Feldes darstellt, ist also radial gerichtet. Deshalb ist der Drehimpuls des Feldes stets Null, sodass das Feld keine Drehimpulsübertragung vom magnetisierten Körper auf die Spule bewirken kann. Zwar wird in der Spule ein Extrainduktionsstrom erzeugt werden infolge der Veränderung des magnetischen Moments und proportional zu dieser, doch wirkt die induzierte EMK. in gleicher Weise auf die Ionen und Elektronen. Der Drehimpuls, den das Ionengitter der Spule empfängt, ist entgegengesetzt gleich dem Drehimpuls des Induktionsstroms unter derselben Bedingung wie vorher, dass gleichviel Ionen und Elektronen anwesend sind, d. h. dass die Spule ungeladen ist. Unter normalen Bedingungen wird der Induktionsstrom wegen des Leitungswiderstandes wieder aussterben und dabei seinen Drehimpuls an das Gitter übertragen, sodass von einer Bewegung der Spule infolge der Magnetisierung nichts zu merken ist. Wird dagegen die Stromstärke in der Spule bleibend geändert, z. B. durch Kommutieren, dann erleidet die Spule eine starke Rückwirkung. Das ist jedoch eine Erscheinung für sich, die mit dem Magnetismus des Stäbchens nichts zu tun hat. Diese Erscheinung ist von BARNETT untersucht und gemessen worden (Kap. IV — Foucaultströme).

Zusammenfassend glauben wir sagen zu können, dass der Gebrauch einer festen Spule beim Messen des gyromagnetischen Effekts keine falschen Ergebnisse liefert.

Wenn im Vorhergehenden von einem Feld gesprochen wurde, dann war damit das äussere Feld ausserhalb des Stäbchens und nicht das atomare Feld gemeint. Bei diesem ist die Möglichkeit der Drehimpulsaufnahme vorhanden; man kann jedoch leicht zeigen, dass diese Aufnahme sich beschränkt auf den Drehimpuls der Larmorpräzession der Elektronen im Felde  $H$ .

Rotiert ein Elektron in einer geschlossenen Bahn, so ist der Drehimpuls  $[r, p]$  eine Constante der Bewegung, die nach der Bohr'schen Theorie gequantelt ist.

Wird jetzt langsam ein äusseres Magnetfeld  $H$  eingeschaltet, dann muss die Grösse  $[r, p]$  durch  $\left[r, p + \frac{e}{c} \mathbf{a}\right]$  als Constante ersetzt werden, wobei  $\mathbf{a}$  das Vektor potential des Magnetfeldes ist. Diese Grösse  $\left[r, p + \frac{e}{c} \mathbf{a}\right]$  bleibt während der Änderung von  $H$  constant. Das bedeutet, dass ein Teil des mechanischen Drehimpulses  $[r, p]$  umgesetzt wird in Felddrehimpuls  $\left[r, \frac{e}{c} \mathbf{a}\right]$ . Ebenso wird kinetische Energie der Rotation umgesetzt in Feldenergie  $\mu H$  (Larmorpräzession).

Dass der Term  $\left[r, \frac{e}{c} \mathbf{a}\right]$  seinem Wesen und seiner Grösse nach den Drehimpuls des elektromagnetischen Feldes darstellt, den wir gewöhnt sind, in der Form  $\frac{1}{4\pi c} \int [r[\mathfrak{E}\mathfrak{H}]] dv$  zu schreiben, kann man durch partielle Integration dieses Ausdrucks zeigen.

Wenn die Feldänderung genügend langsam geschieht, ist:

$$\frac{1}{4\pi c} \int [r[\mathfrak{E}\mathfrak{H}]] dv = \frac{1}{4\pi c} \int [r, \Delta^2 \varphi \cdot \mathbf{a}] dv = \left[r, \frac{e}{c} \mathbf{a}\right].$$

Schliesslich kann man an Hand eines einfachen Modells auch noch zeigen, dass der Felddrehimpuls gleich ist dem mechanischen Drehimpuls, der durch die Larmorpräzession der Bewegung zugeführt oder entzogen wird.

Befindet sich ein Elektron zu einer bestimmten Zeit in diesem bestimmten Abstand  $r$  von einem Kern, dann ist der Drehimpuls der Larmorpräzession in diesem Zeitpunkt in Bezug auf eine Achse parallel zum Feld  $H$

$$\frac{eH}{2mc} \cdot ma^2 = \frac{eH}{2c} a^2$$

( $a$  ist die Projektion von  $r$  auf die  $z$ -Fläche)

(Siehe Figur 2)

Die Drehimpulsdichte des Feldes ist

$$\frac{1}{4\pi c} \text{mom} [\mathfrak{E}\mathfrak{H}]$$

wobei

$$[\mathfrak{E}\mathfrak{H}] = HE \cdot \cos \Theta \cdot \mathfrak{N}$$

$\Theta$  ist der Winkel, den  $\mathfrak{E}$  mit der horizontalen Fläche bildet.  $\mathfrak{N}$  ist ein Einheitsvektor senkrecht zu  $\mathfrak{E}$  und  $\mathfrak{H}$ .

Deswegen ist

$$\frac{1}{4\pi c} \text{mom} [\mathfrak{E}\mathfrak{H}] dv = \frac{1}{4\pi c} \text{mom} (Ed0 \cdot H \cos \Theta d\sigma) \mathfrak{N}.$$

Längs einer Kraftröhre der elektrischen Feldstärke ist  $Ed0$  constant.  $H$  ist überall von derselben Grösse und Richtung, also

$$\frac{1}{4\pi c} \int \text{mom} [\mathfrak{E}\mathfrak{H}] dv = \frac{H}{4\pi c} \int Ed0 \cdot \int \text{mom} (\cos \Theta d\sigma) \mathfrak{N}.$$

Das Integral  $\int \text{mom} \mathfrak{N} (\cos \Theta d\sigma) = \int \text{mom} \mathfrak{N} ds$  ist eine Constante für alle Kurven, die die Punkte  $0$  und  $A'$  verbinden, also auch für die Projektionen der Kraftlinien der elektrischen Feldstärke.

$$\frac{1}{4\pi c} \int \text{mom} [\mathfrak{E}\mathfrak{H}] dv = \frac{H}{4\pi c} \cdot 4\pi e \cdot \int ada = \frac{eH}{2c} a^2 \quad \text{q. e. d.}$$

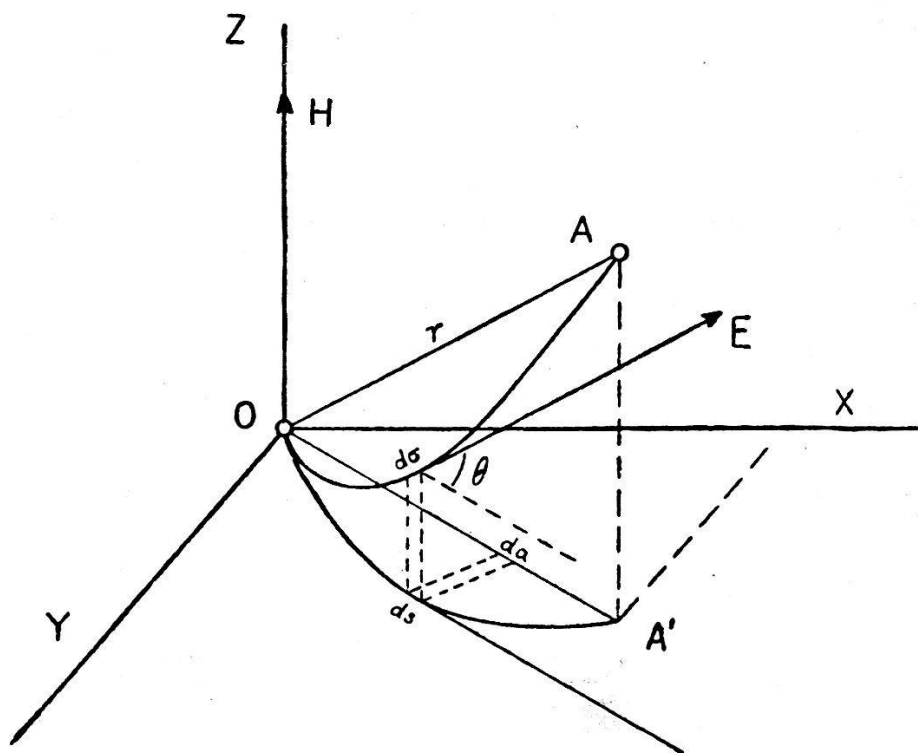


Fig. 2.

Aus dieser Betrachtung geht hervor, dass sich der vom interatomaren Feld aufgenommene Drehimpuls zu dem beim Umklappen der Bahnen frei werdenden verhält wie das magnetische Moment der Larmorpräzession zum totalen magnetischen Moment der Bahnbewegung; d. h. wir können das Feld mit genügender Näherung ausser Betracht lassen. Allein bei der Frage, ob beim Diamagnetismus auch ein gyromagnetischer Effekt auftritt, beginnt der Felddrehimpuls eine prinzipielle Rolle zu spielen.

Schliesslich können wir mit einigen Worten auf die Ableitung von MAXWELL zurückkommen. Im Schema von MAXWELL, das von der Lagrangefunktion ausgeht, war die Möglichkeit einer expliziten Behandlung der wirkenden Kräfte a priori gegeben. MAXWELL musste sich seinerzeit mit der allgemeinen Form der Funktion zufrieden geben, ohne auf ihre Form im einzelnen eingehen zu können. Gegenwärtig sind wir imstande, fussend auf der Elektronentheorie von LORENTZ und der dynamischen Behandlung des elektromagnetischen Feldes von ABRAHAM, der  $T$ -Funktion von MAXWELL der Form nach etwas näher zu kommen, was die Berechtigung zu der Hoffnung gibt, mehr Einsicht zu bekommen in das Wesen des gyromagnetischen Effekts.

Der einzige Schluss, den man ziehen kann, ist, dass für den Austausch von Drehimpuls zwischen Elektronen und Ionengitter allein elektrische Kräfte verantwortlich gemacht werden können, da die magnetischen Kräfte nur Beiträge von der Grösse der Larmor-Präzession liefert, ohne ein Umklappen der Bahnen bewirken zu können.

### 3. Magnetische Eigenschaften des Pyrrhotinkristalls.

In diesem Kapitel soll mit einer kurzen Aufzählung experimenteller Tatsachen eine Übersicht über die charakteristischen Eigenschaften des Pyrrhotins gegeben werden. Eine solche Übersicht kann vielleicht als Ausgangspunkt dienen, wenn man eine Verbindung zwischen den verschiedenen merkwürdigen Abweichungen schaffen will, die dieses Mineral zeigt und die bis jetzt mehr oder weniger zusammenhanglos in den Handbüchern und Tabellen zu finden sind. Da die Anomalien des Kristalls hauptsächlich im magnetischen Verhalten zum Ausdruck kommen, erschien es für eine tiefere Einsicht an erster Stelle erwünscht, das magnetische Beobachtungsmaterial durch eine Messung des gyromagnetischen Effekts zu bereichern. Die Veranlassung zu dieser Untersuchung, die der Inhalt der folgenden Kapitel ist, möge durch das Folgende noch weiter erläutert werden.

Pyrrhotin ist eine Schwefel-Eisen-Verbindung der Zusammensetzung  $\text{Fe}_5\text{S}_6$ . Das hexagonal holoedrische Kristallgitter ist dasselbe wie das von FeS, Troilit, als dessen Modifikation Pyrrhotin betrachtet wird.

Kristalle vom Pyrrhotintyp sind im festen Zustand fähig, Metalloide in ziemlich grosser Menge aufzunehmen, aufzulösen,

ohne dass Kristallform und Strukturtyp verloren gehen. Die Menge Schwefel, die bei Pyrrhotin in feste Lösung gehen kann, wechselt stark mit dem Fundort, sodass die chemische Zusammensetzung manchmal durch  $\text{Fe}_5\text{S}_6$ , aber im allgemeinen durch  $\text{Fe}_n\text{S}_{n+1}$  angegeben wird, wobei  $n$  zwischen 5 und 16 variieren kann. Die Art und Weise, wie die Auflösung stattfindet, ist ziemlich unsicher. Bei anderen Kristallen mit derselben Eigenschaft sind sowohl Fälle von Ersetzung, als auch solche von Einlagerung bekannt. Dabei muss bemerkt werden, dass die kristallographisch berechnete Dichte von 5,01 wesentlich grösser ist als die experimentell bestimmte, die von 4,5 bis 4,7 variiert. Man möchte deshalb lieber einen Mangel von Fe-Atomen, als einen Überschuss von S-Atomen annehmen, doch ist diese Annahme nicht sehr wahrscheinlich.

Das Kristallgitter<sup>1)</sup> genügt den Symmetrien der Raumgruppe  $D_{6h}^4$ , und die Lage der Atome wird durch folgende Koordinaten angegeben:

$$\begin{array}{ll} \text{Metall} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \\ \text{Metalloid} & \begin{pmatrix} \frac{1}{3} & \frac{2}{3} & \frac{3}{4} \\ \frac{2}{3} & \frac{1}{3} & \frac{1}{4} \end{pmatrix} \\ a = 3,43 & c/a = 1,66 \\ c = 5,71 & c/a \text{ makroskopisch} = 1,7402. \end{array}$$

Die meisten Kristalle sind senkrecht zur Achse spaltbar.

Eine sehr detaillierte Kenntnis der magnetischen Eigenschaften verdankt man hauptsächlich WEISS und seinen Mitarbeitern. Der hexagonale Kristall zeigt nicht nur in Richtung der Achse ein ganz anderes Verhalten als in der Hauptfläche, sondern auch in dieser Hauptfläche besteht in magnetischer Hinsicht keine hexagonale Symmetrie. Zur Erklärung dieser Tatsache nahm WEISS an, dass der Kristall vom magnetischen Standpunkt als Überlagerung von 3 Rhomben angesehen werden muss; dieser Hypothese war jedoch schwer eine kristallographische Bedeutung zu geben.

In mathematischer Ausdrucksweise kann man sagen, dass die Suszeptibilität, die bei schwachen Feldern im allgemeinen Tensorcharakter hat, im Falle von Pyrrhotin durch die Summe dreier symmetrischer Tensoren dargestellt wird, deren Hauptachsen in der Z-Richtung (hexagonale Achse) zusammenfallen, in der X-Y-Ebene jedoch Winkel von  $120^\circ$  bilden. Diese drei Tensoren unterscheiden sich untereinander nur um eine Drehung um  $120^\circ$  und einen konstanten Faktor, der übereinstimmt mit dem Begriff „grandeur percentuel du component rhombique“ in der Hypothese von WEISS.

Bei dieser Behandlungsweise wird zwar nichts erklärt, aber die Schwierigkeit einer zu anschaulichen Vorstellung mit den daraus hervorgehenden inneren Widersprüchen wird so umgangen.

Mit zunehmender Feldstärke geht der Tensorcharakter der Suszeptibilität infolge der ferromagnetischen Sättigung verloren. Dabei verliert zugleich der Begriff Suszeptibilität selbst seine Bedeutung. Wenn man trotzdem den weiteren Verlauf des induzierten Moments mit der Feldstärke weiter auf die beiden Hauptachsensysteme bezieht, bekommt man ein uniformes Bild für die Magnetisierung in jedem Achsensystem besonders. Für diese Achsensysteme oder rhombische Komponenten kann man qualitativ allgemein geltende Eigenschaften angeben. Quantitativ können noch

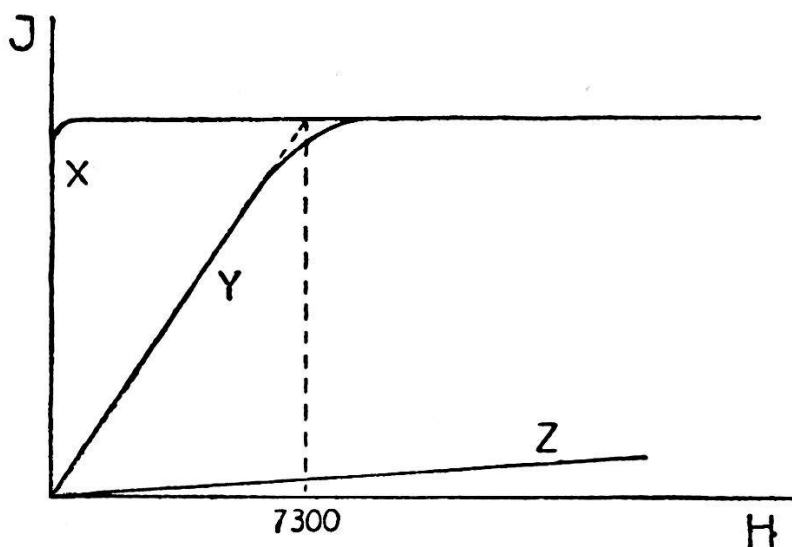


Fig. 3.

belangreiche Unterschiede auftreten, je nach der Herkunft des Kristalls. Am regelmässigsten sind die Exemplare von Morro Velho in Brasilien, die WEISS normales Pyrrhotin nennt. Figur 3 gibt die Magnetisierungskurven für die X-, Y- und Z-Achse von normalem Pyrrhotin.

Die X-Achse ist die Richtung leichter Magnetisierbarkeit; bei einem Feld von einigen Gauss ist bereits Sättigung (50 CGS pro  $\text{cm}^3$ ) erreicht, und beim Wegnehmen des Feldes bleibt das induzierte Moment als remanenter Magnetismus erhalten. Die Hysterisiskurve für die X-Achse ist ein breites, beinahe ideales Rechteck, so wie bei stark gespannten Nickeldrähten. Das würde also auf innere Spannungen im Kristallgitter weisen, in Übereinstimmung mit der Heterogenität der Ausdehnungskoeffizienten.

Das Koerzitivfeld ist ungefähr 20 Gauss.

Das rein ferromagnetische Verhalten in der X-Richtung ist in der Y-Richtung einigermassen verloren gegangen. Zur Sättigung

in der *Y*-Richtung braucht man ein Feld von 7300 Gauss, ein Umstand, den WEISS dem Vorhandensein eines inneren entmagnetisierenden Feldes zuschreibt, das zum induzierten Moment proportional ist und das bei Sättigung 7300 Gauss beträgt.

Im Gegensatz zu den entmagnetisierenden Feldern, die durch die äussere Form des Kristalls entstehen, sollte dieses Feld durch die innere Struktur verursacht werden (*champ démagnétisant structural*). Da es allein in der *Y*-Achse wirkt und nicht in der *X*-Achse, wird im allgemeinen der Vektor des induzierten Moments nicht die gleiche Richtung haben wie der Feldstärke-Vektor. Nur in den Hauptachsenrichtungen fallen beide zusammen.

Von historischer Wichtigkeit ist noch die Bemerkung, dass die Annahme eines inneren entmagnetisierenden Feldes bei Pyrrhotin die Veranlassung war zu der allgemein bekannten Theorie von WEISS über das innere Feld von ferromagnetischen Stoffen. Das erste Kapitel der ersten Publikation auf diesem Gebiet handelt über den Magnetismus von Pyrrhotin.

In der *Z*-Richtung ist schliesslich der Ferromagnetismus ganz verschwunden, und das induzierte Moment steigt linear mit der Feldstärke, wie bei einem paramagnetischen Eisensalz. Um die Theorie des inneren Feldes konsequent durchzuführen, muss WEISS annehmen, dass in der *Z*-Achse ein solches Feld wirkt und zwar bis zu einer maximalen Stärke von 175 000 Gauss. Es ist natürlich möglich, dass bei einem äusseren Feld dieser Grösse auch in der *Z*-Richtung Sättigung eintritt, aber solange man noch nicht imstande ist, solche starke Felder hervorzubringen, muss man noch mit der Möglichkeit rechnen, dass das Moment in der Hauptachsenrichtung von anderer Art ist als das ferromagnetische Moment in der Hauptfläche und dass die Sättigungsintensität der beiden verschiedene Werte haben kann. Aus diesem Grunde wäre es sehr interessant, den gyromagnetischen Effekt für beide Magnetisationsrichtungen zu bestimmen, um untersuchen zu können, welches in letzter Instanz die Träger des Magnetismus in beiden Fällen sind.

Wir haben das Problem teilweise gelöst, nämlich für den Magnetismus in der rein ferromagnetischen Richtung. Es hat sich gezeigt, dass für diese Richtung die Bahnmomente der Elektronen eine sehr wesentliche Rolle spielen im Gegensatz zu allen anderen Ferromagnetika, bei denen beinahe allein die Spinmomente zum Magnetismus beitragen. Dieses Resultat war a priori zu erwarten oder wenigstens zu vermuten, da schwerlich anzunehmen ist, dass die Spinmomente im Pyrrhotingitter so stark an eine Vorzugsrichtung gebunden sein sollten.

Die oben angegebenen Werte für das Sättigungsmoment  $I$  und die Koerzitivkraft  $H_c$  beziehen sich allein auf das normale Pyrrhotin, das in seinen verschiedenen Kristallexemplaren wenig quantitative Unterschiede zeigt. Es gibt jedoch auch Pyrrhotinsorten mit sehr stark abweichenden Werten für  $I_\infty$ , sowohl nach oben als auch nach unten, es sind sogar Kristalle bekannt, die gar nicht magnetisch sind. Zu diesen Sorten muss auch Troilit, das reine  $\text{FeS}$ , gerechnet werden. Die Maximalwerte des inneren Feldes sind dagegen für alle Kristalle dieselben, sowohl für die  $Y$ -Richtung als auch für die  $Z$ -Richtung, sodass Fig. 3 allgemeine Gültigkeit hat, wenn der Maßstab der Ordinate unbestimmt bleibt.

Der Verlauf der magnetischen Daten mit der Temperatur ist ausser durch WEISS selbst durch ZIEGLER untersucht worden<sup>3)</sup>. Als merkwürdigstes Resultat möge hier allein aufgeführt werden,

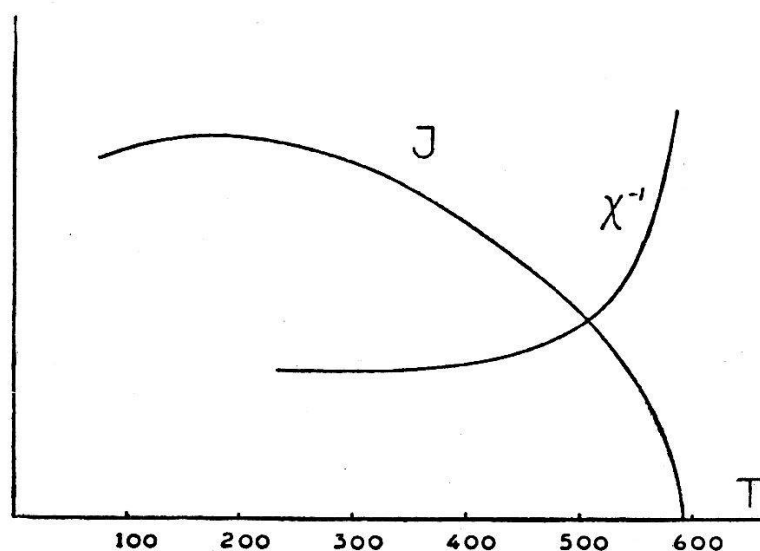


Fig. 4.

dass die Suszeptibilität in Richtung der schlechten Magnetisierbarkeit bei tieferen Temperaturen konstant wird und dass die Sättigungsintensität in Richtung leichter Magnetisierung bei ungefähr  $160^\circ \text{K}$  ein Maximum hat. In Fig. 4 wird der Verlauf von  $I_\infty$  und  $1/\chi$  mit der Temperatur graphisch durch die beiden Kurven wiedergegeben.

Der Curiepunkt für die ferromagnetische Achse liegt bei  $593^\circ \text{K}$  oder  $320^\circ \text{C}$ . Dass die Kurve für  $1/\chi$  beim Curiepunkt steil nach oben umbiegt, ist eine Bestätigung des Standpunktes von WEISS, dass der Paramagnetismus längs der  $Z$ -Achse ursprünglich identisch ist mit dem Ferromagnetismus längs der  $X$ -Achse, dass er auf jeden Fall damit in engem Verband steht. Hierauf weist auch das bei allen Kristallen bestehende konstante Verhältnis zwischen



$I_\infty$  und  $\chi$ . Dieses Verhältnis ist nämlich gleich dem maximalen inneren Feld  $H_a = 175\,000$  Gauss

$$\frac{I_\infty}{H_a} = \chi \quad \text{oder} \quad \frac{I_\infty}{\chi} = H_a.$$

Zur Erklärung der sehr auseinandergelassenen Werte, die  $I_\infty$  zeigt, nimmt WEISS an, dass zwei Arten von Pyrrhotin bestehen, eine magnetische und eine unmagnetische. Die meisten Kristalle sind intermediäre Zustände dieser zwei Arten. Auf Grund verschiedener Tatsachen, wie z. B. des amagnetischen Verhaltens von reinem FeS kommt es uns wahrscheinlich vor, dass man die Weiss'sche Hypothese in dem Sinne erweitern kann, dass man den Schwefelüberschuss als *conditio sine qua non* für das Auftreten eines ferromagnetischen Moments ansieht. Das Kristallgitter als solches scheint dafür nicht allein verantwortlich zu sein. So gibt WYCKOFF<sup>4)</sup> bei der Besprechung der fehlenden Verbindung zwischen Magnetismus und Kristallstruktur an, dass kein Unterschied im Röntgenbild zweier Pyrrhotinkristalle wahrgenommen werden konnte, deren einer durch eine geringe Menge mehr aufgelösten Schwefel ferromagnetisch geworden war.

Schon oben wurde vermerkt, dass die Art und Weise, wie der Schwefelüberschuss in Lösung geht, noch unbekannt ist, doch abgesehen davon sollte man annehmen können, dass der Pyrrhotinkristall unter dem Einfluss des überflüssigen Schwefels teilweise aus einer chemischen Verbindung (Ionengitter), teilweise aus einer Legierung aufgebaut wird. Die chemische Verbindung ist amagnetisch (FeS). Also die Legierung, d. h. das Eisenatom davon, sollte der Träger des Magnetismus sein. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der niedrigen Magnetonenzahl von Pyrrhotin, die in Weiss-Magnetonen ausgedrückt, maximal 1,82 beträgt.

BLOCH und GENTILE haben, ausgehend vom Kristallgitter, eine Theorie aufgestellt über den anomalen magnetischen Charakter von Kobalt und Pyrrhotin<sup>5)</sup>. Bei Kobalt konnte man die magnetische Vorzugsrichtung (die hexagonale Achse) befriedigend erklären, was jedoch auch mit der klassischen Theorie möglich war, bei Pyrrhotin jedoch war keine Übereinstimmung mit dem Experiment zu bekommen, ohne auf mögliche Wechselwirkung höherer Ordnung zwischen Bahn und Spin zu verweisen.

Zusammenfassend scheint uns, dass eine Theorie über den Magnetismus von Pyrrhotin in erster Linie den Einfluss des Schwefelüberschusses berücksichtigen muss, da dieser zu Anisotropie und starken Gitterspannungen Veranlassung geben wird. Geht

man allein vom Kristalltyp aus, so wird man nie erklären können, warum es auch nicht-magnetisches Pyrrhotin gibt.

Systematische Messungen über den Zusammenhang zwischen chemischer Zusammensetzung und magnetischer Sättigungsintensität sind uns nicht bekannt.

Daten über den magnetischen Kerreffekt von Pyrrhotin findet man bei MARTIN<sup>6</sup>).

#### 4. Die Messmethode.

Wie in den Kapiteln I und II mit genügender Ausführlichkeit beschrieben ist, besteht eine Messung des gyromagnetischen Effektes in der Bestimmung des Drehmomentes, das bei der Ummagnetisierung eines Stäbchens aus dem zu untersuchenden Material auftritt.

Bei der Methode von EINSTEIN und DE HAAS wird das Stäbchen an einem dünnen Draht axial in einer Magnetspule aufgehängt und in der Periode seiner Eigenschwingung ummagnetisiert. Das periodische Drehmoment, das bei jedem Wechsel des magnetischen Momentes auf das Stäbchen wirkt, schaukelt die Torsionsschwingungen auf bis zu einer bestimmten Resonanzamplitude. Die Grösse dieser Amplitude hängt von der Dämpfung des schwingenden Systems ab.

So einfach das Prinzip dieser Methode ist, so kompliziert ist die Ausführung der Messungen, da vor allem eine absolut genaue Übereinstimmung zwischen der Frequenz der Bewegung des Stäbchens und der Frequenz des magnetischen Wechselfeldes bestehen muss. Solange diese Übereinstimmung nicht erreicht ist, kann die Amplitude ihren Resonanzwert nicht annehmen und die Abweichung von diesem Wert ist um so grösser, je spitzer das Resonanzmaximum, d. h. je kleiner die Dämpfung ist.

Hier tritt also das Dilemma auf, dass die Steigerung der Empfindlichkeit durch Verminderung der Dämpfung und die damit verbundene Vergrösserung der Resonanzamplitude eine immer strengere Erfüllung der Resonanzbedingung durch die Periode des Magnetfeldes fordert. Wenn man bedenkt, dass die Dämpfung eines im Hochvakuum an einem Quarzdraht aufgehängten Präparates aussergewöhnlich klein gemacht werden kann, ist es klar, dass es wirklich bald sehr schwierig wird, dieser Bedingung zu genügen.

Kleine Temperaturänderungen und Störungen mechanischer Art, die die Periode und die Phase des schwingenden Systems störend beeinflussen können, müssen darum mit grösster Sorgfalt

eliminiert werden. Einen störenden Faktor ganz anderer Art bilden die verschiedenen Neben-Effekte, die durch ihr periodisches Auftreten die Resonanzamplitude stark ändern und nicht selten den gyromagnetischen Effekt ganz überdecken können. Zu diesen müssen an erster Stelle die magnetischen Störungen des Erdfeldes und des Spulenfeldes selbst gerechnet werden. Wenn das Stäbchen sich nicht rein axial magnetisieren lässt, bekommt es ein horizontales Moment, und dieses Moment steht einerseits unter dem Einfluss des erdmagnetischen Feldes und andererseits unter dem Einfluss einer eventuellen horizontalen Komponente des Feldes der Magnetspule. Die Frequenz der ersten Störung ist dieselbe wie die des horizontalen Momentes, sodass das störende Drehmoment in Resonanz ist. Die Frequenz der letzteren Störung ist zwar zweimal so gross, also sollte das Drehmoment ohne Wirkung bleiben, aber in dem Ausdruck für dieses Drehmoment tritt auch ein „gefährlicher“ Term auf mit der Resonanzfrequenz, wenn das Stäbchen ein permanentes horizontales Moment zeigt oder wenn das Wechselfeld nicht genau symmetrisch ist.

Die Phasen dieser Störungen sind alle um  $90^\circ$  gegen die Phase des gyromagnetischen Drehmoments verschoben, was daraus hervorgeht, dass die ersteren dem magnetischen Moment des Stäbchens proportional sind, das letztere dagegen seiner Änderung pro Zeiteinheit.

Wie die schwingende Bewegung des Stäbchens sich unter der Zusammenwirkung dieser Effekte einstellen wird, soll kurz abgeleitet werden.

Die Bewegungsgleichung eines Systems mit dem Trägheitsmoment  $K$ , der Dämpfungskonstante  $P$  und der Torsionskonstante  $D$  ist

$$K \ddot{q} + P \dot{q} + Dq = k(t).$$

$k(t)$  ist eine willkürliche periodische oder unperiodische Kraft.

Die Entfernung des Systems aus dem Gleichgewichtszustand,  $q$ , wird zur Zeit  $t$  angegeben durch die allgemeine Formel

$$q(t) = \frac{1}{K\omega} \int_0^t e^{-\delta(t-\tau)} \sin \omega(t-\tau) k(\tau) d\tau. \quad (1)$$

Die Eigenfrequenz  $\omega$  ist  $\sqrt{\frac{D}{K}}$ , der Dämpfungsindex  $\delta$  ist  $\frac{P}{2K}$ . Da das gyromagnetische Drehmoment

$$k = \frac{1}{g} \frac{2mc}{e} \frac{dI}{dt}$$

sehr kurze Zeit wirkt, wenn das Feld schnell kommutiert wird, ist die Integration nach  $\tau$  bei konstantem  $\tau$  auszuführen, sodass:

$$q(t) = \frac{1}{K\omega} \sum e^{-\delta(t-\tau)} \sin \omega(t-\tau) \cdot 2\lambda I.$$

Zur Zeit  $\tau = 0, \frac{\pi}{\omega}, \frac{2\pi}{\omega}, \dots$  wird jedesmal kommutiert; also  $\tau$  durchläuft unter dem Summenzeichen diese diskreten Werte. Ausgedrückt in der halben Schwingungszeit  $T$  ist:

$$\begin{cases} \tau = nT \\ t = NT + t^* \end{cases} \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N).$$

Die letzte Gleichung bedeutet eine Transformation der Zeit:  $t$  ist die Zeit, die seit Beginn der Bewegung verlaufen ist, während  $t^*$  die Zeit darstellt, die verlaufen ist seit dem letzten Durchgang durch die Nullage.

$$\begin{aligned} q(t) &= 2\lambda I \frac{1}{K\omega} e^{-\delta t^*} \sin \omega t^* \sum_{n=0}^{n=N} e^{-\delta(N-n)T} \\ q(t) &= 2\lambda I \frac{1}{K\omega} e^{-\delta t^*} \sin \omega t^* \frac{1}{1 - e^{-\delta T}} \end{aligned} \quad (2)$$

wenn  $N$  gegen  $\infty$  geht; oder, bei kleinen Werten von  $\delta$ :

$$q(t) = 4\lambda I \frac{1}{\pi P} \sin \omega t^* \quad (\text{siehe Fig. 5a}).$$

Für eine Störung  $S$ , die proportional dem horizontalen Moment des Stäbchens ist und die deswegen während einer halben Periode konstant bleibt, ist das Bewegungsintegral auch auf einfache Weise dadurch zu schreiben, dass man die Integration jedesmal über eine halbe Periode ausführt.

$$\begin{aligned} q(t) &= \frac{1}{K\omega} \int_0^t e^{-\delta(t-\tau)} \sin \omega(t-\tau) S d\tau \\ q(t) &= \sum \pm \frac{S}{K\omega} \int_{nT}^{(n+1)T} e^{-\delta(t-\tau)} \sin \omega(t-\tau) d\tau \\ &\quad (t = NT + t^* \quad \tau = nT + \tau^*) \end{aligned}$$

$$q(t) = \sum_0^{n=N} e^{-(N-n)\delta T} \frac{S}{K\omega} \cdot \int_0^T e^{-\delta(t^*-\tau^*)} \sin \omega(t^* - \tau^*) d\tau^*$$

$$q(t) = \frac{S}{K\omega} \frac{1 + e^{\delta T}}{1 - e^{-\delta T}} e^{-\delta t^*} \frac{\delta \sin \omega t^* + \omega \cos \omega t^*}{\delta^2 + \omega^2} \quad (3)$$

oder, bei kleiner Dämpfung:

$$q(t) = \frac{4S}{\pi P} \frac{1}{\omega} \cos \omega t^* \quad (\text{siehe Fig. 5b}).$$

Da die Bewegungsgleichung eine lineare Differentialgleichung für  $q$  ist, darf man die Lösungen 2 und 3 summieren, wenn der gyromagnetische Effekt und die Störungen gleichzeitig wirken. Aus der Form der Ausdrücke geht hervor, dass die gestörte Bewegung

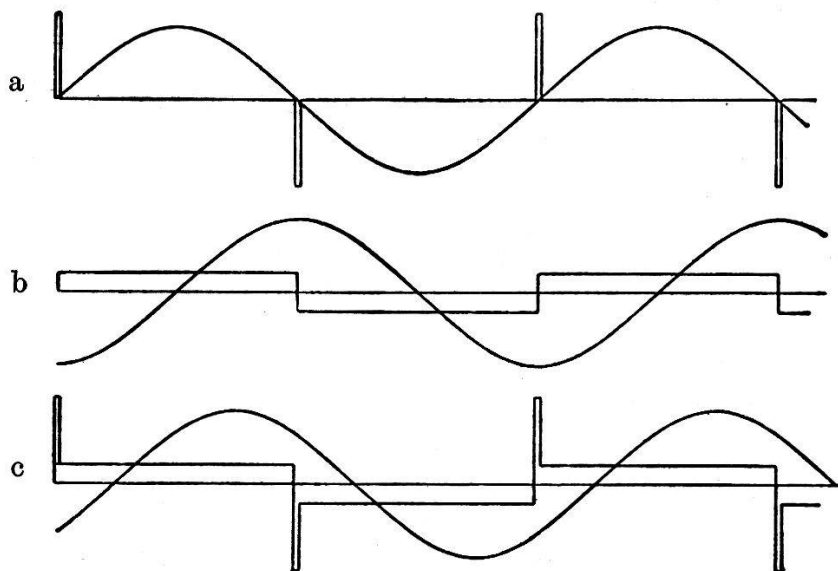


Fig. 5.

Beide Effekte überlagert geben Fig. 5 c.

gegenüber der ungestörten eine Phasenverschiebung  $\varphi$  erleidet, die abhängig ist von der Grösse des störenden Drehmomentes  $S$ .

Phasenverschiebung und Amplitudenvergrößerung sind voneinander abhängig; denn die Phase der Bewegung ist massgebend für die Arbeit, die ein periodisches Drehmoment an dem bewegten System verrichten kann. Dann muss es jedoch möglich sein, den Einfluss eines solchen Drehmomentes durch geschickte Regulierung der Phasendifferenz zwischen Bewegung und Störung auf 0 zu reduzieren.

Durch die Entwicklung einer bestimmten Messmethode ist es uns geglückt, diesen Fall von Störungsfreiheit zu verwirklichen,

während gleichzeitig die erstgenannte Schwierigkeit, eine ideale Resonanz zu bekommen, zu einer sehr befriedigenden Lösung gebracht wurde.

Das an einem Quarzdraht aufgehängte Stäbchen trägt einen Spiegel, der einen schmalen erleuchteten Spalt auf eine in 2 Stücke geteilte Skala abbildet. In der Mitte der Skala (Ruhestellung des Stäbchens) befindet sich ein ebenso schmaler Spalt, hinter dem eine Photozelle angebracht ist. Wird das Stäbchen in Torsionsschwingungen gebracht, dann tritt jedesmal, wenn das erleuchtete Spaltbild die Nullage passiert, ein Photostrom auf; ein Verstärker- und Schaltmechanismus überträgt dieses Signal auf ein Relais, das den Magnetstrom in der Spule kommutiert.

Der wichtigste Vorteil, der hierdurch erreicht wird, ist die automatisch gesicherte ideale Resonanz zwischen Magnetfeld und Bewegung. Dieser Umstand liefert seinerseits wieder die Möglichkeit, die Dämpfung willkürlich klein zu machen und so die Resonanzamplitude zu vergrössern. Bei Präparaten mit einem Moment von nur 1,5 CGS pro  $\text{cm}^3$  konnten wir Amplituden von 30 cm bekommen bei einem Skalenabstand von 1,5 m.

Was ferner die obengenannten Störungen betrifft, so sind diese alle mit der Bewegung in Phase und können deshalb keine Arbeit verrichten. Jedes Drehmoment  $S$ , das von einer Kommutierung in der Nullage ab, während einer halben Periode wirkt, verrichtet eine Arbeit:

$$\int_0^0 S dq = 0$$

auch, wenn  $S$  noch eine Funktion von  $q$  ist.

Bei der Energiebilanz, die uns eine Formel für die Resonanzamplitude gibt, bleibt deswegen jede Störung ausser Betracht, die mit der Bewegung in Phase ist. Es genügt nun, die Störungen in erster Näherung zu eliminieren, um ihren Einfluss vollkommen zu unterdrücken. Hierunter verstehen wir eine Elimination, bei der das Einschalten des Magnetfeldes keine sichtbare Verschiebung des Nullpunktes mehr verursacht. Ohne die automatische Phasenregulierung würde eine solche Vorsichtsmassregel bei weitem nicht zureichend sein. Für den Fall von Pyrrhotin ist dieser Umstand von grossem Vorteil. Bei Eisen ist der Effekt relativ gross gegenüber den Störungen, und bei den paramagnetischen Stoffen ist die Wahrscheinlichkeit eines horizontalen Momentes ziemlich klein. Bei einem Pyrrhotinkristall und noch stärker bei Pyrrhotinpulver muss man mit den beiden Schwierigkeiten rechnen, dass erstens

das magnetische Moment verhältnismässig klein ist und zweitens dieses Moment der Richtung nach keineswegs mit dem äusseren Felde zusammenfällt. Durch den beinahe rein zweidimensionalen Magnetismus von Pyrrhotin mit seiner grossen Koerzitivkraft muss man stets mit einem belangreichen horizontalen — permanenten wie auch periodischen — Moment rechnen. Wenn die Pulverpräparate, die wir für die Messung benutzten, nicht mit der grössten Sorgfalt hergestellt wurden, war es meist unmöglich, die beiden Nullpunkte für die zwei Feldrichtungen mit dem feldlosen Nullpunkt zur Deckung zu bringen. War dabei die Spule nicht vollkommen regelmässig gewickelt, dann war diese Möglichkeit von vornherein ausgeschlossen.

Stellt man die Bilanz der neuen Methode auf, dann zeigt sich, dass die Störungsquellen der bis jetzt üblichen Methoden sich

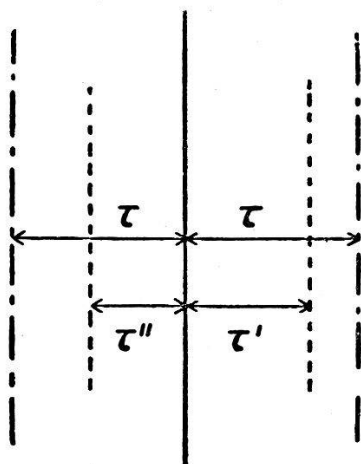


Fig. 6.

nicht mehr als ebensoviele Fehlerquellen offenbaren, was erlaubt, unter sonst gleichen Bedingungen viel einfacher und mit wesentlich grösseren Amplituden zu arbeiten.

Die einzige Bedingung, die genau erfüllt werden muss, ist eine trägheitsfreie, scharfe Kommutierung des Feldes in der Nulllage. Was eine Verzögerung im Schaltmechanismus für eine Wirkung haben kann, möge aus folgendem hervorgehen:

$$K\ddot{q} + P\dot{q} + Dq = S'$$

ist die Bewegungsgleichung in einem Magnetfeld, unter der Voraussetzung, dass noch eine kleine Störung  $S'$  wirkt, die eine Nullpunktverschiebung  $\frac{S'}{D}$  verursacht.

$\tau$  sei die Zeit, die zwischen dem Durchgang durch die Nullstellung (Spalt von der Photozelle) und der Kommutierung ver-

läuft, die wir zur Vereinfachung unendlich schnell annehmen wollen. Dieser Fall war in der Praxis mit genügender Näherung verwirklicht.

Die Bewegungsgleichung kann man schreiben:

$$K\ddot{q} + P\dot{q} - D \cdot \left( q - \frac{S'}{D} \right) = 0,$$

deren Lösung ist:

$$q = A e^{-\delta t} \sin \omega t + \frac{S'}{D}.$$

Hieraus folgt

$$q = A e^{-\delta t} (-\sin \omega t + \omega \cos \omega t). \quad (4)$$

Um zu untersuchen, welcher Teil des Drehimpulses (Absolutbetrag) zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kommutierungen durch die Dämpfung vernichtet wird, müssen wir die Differenz der Winkelgeschwindigkeiten bestimmen zu den Zeiten

$$t_1 = \tau - \tau'$$

und

$$t_2 = T + \tau + \tau'$$

( $\tau'$  ist die Zeit, die nötig wäre, den Winkel  $S'/D$  zu durchlaufen.)

Substitution in (4) ergibt nach Vereinfachung unter Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung

$$\begin{aligned} \Delta K\dot{q} &= AK (4\delta\omega\tau' + \delta\omega T + 2\omega^3\tau\tau') \\ &= \frac{1}{2}\pi PA + 2S'P/D + 2S'\tau \\ \omega T &= \pi \quad A\omega\tau' = S'/D \quad \delta = P/2K \end{aligned}$$

Für den Verlust an Drehimpuls während der 2. Hälfte der Schwingungszeit finden wir einen analogen Ausdruck, aber jetzt mit einem störenden Drehmoment  $S''$ . Der Abstand zwischen den Nullpunkten  $(S' + S'')/D$  sei bezeichnet mit  $S/D$ . Da der verlorene Drehimpuls bei stationärer Bewegung gleich ist dem durch den gyromagnetischen Effekt erhaltenen, finden wir die Gleichung:

$$\pi PA + 2SP/D + 2S\tau = \frac{1}{g} \frac{2mc}{e} 4I = 4\lambda I$$

oder

$$A = \frac{2}{\pi P} (2\lambda I - S\tau - PS/D).$$

Diese Formel ist leicht zu interpretieren.



$2\lambda I$  ist der gyromagnetische Stoss bei einer Kommutation.

$S\tau$  ist der Drehimpuls, den  $S$  durch die Verzögerung an das System überträgt.

$PS/D$  ist der Drehimpuls, der infolge der Verlagerung der Nullpunkte durch die Dämpfung verloren geht.

Der letzte Term ist mit sehr grosser Näherung zu vernachlässigen. Der zweite Term auf der rechten Seite enthält noch die Unbekannte  $\tau$ , die jedoch aus einer Reihe von Beobachtungen von  $A$  bei verschiedenen Werten von  $S$  leicht zu bestimmen ist.

Der Gang einer Messung besteht also darin, dass für verschiedene Fälle von Nullpunktverschiebung die Amplitude  $A$  mit der dazu gehörenden Dämpfung  $P$  gemessen wird. Die Grösse  $PA$  ist dann als eine lineare Funktion von  $S$  graphisch zu interpolieren, wobei die Ordinate von  $S=0$  den Wert von  $4/\pi\lambda I$  angibt.

Nach der Messung des magnetischen Momentes  $I$  kann schliesslich  $\lambda$  und damit der  $g$ -Faktor berechnet werden. Nachdrücklichst sei darauf hingewiesen, dass auf die obenbeschriebene Art und Weise allein die Störungen eliminiert werden, die eine Phasenverschiebung von  $90^\circ$  mit dem gyromagnetischen Drehmoment haben und die sich in einer Nullpunktverschiebung des Systems manifestieren.

Um eine allgemeine Einsicht zu bekommen in die Wirkungen der störenden Drehmomente magnetischer Art, die weitaus die bedeutendsten und störendsten sind, scheint es am günstigsten, die Ausdrücke für die horizontalen Komponenten des magnetischen Feldes und des Moments des zu untersuchenden Stäbchens in eine Fourierreihe zu entwickeln. Die Koeffizienten der Terme der beiden Reihen bleiben vorläufig noch willkürlich.

Die horizontale Komponente des Feldes schreiben wir also:

$$H + A_1 \cos \omega t + A_2 \cos 2 \omega t - \dots \\ + B_1 \sin \omega t + B_2 \sin 2 \omega t - \dots$$

Zu dieser Komponente tragen in erster Linie bei das Feld der Magnetspule und das erdmagnetische Feld, aber oben drein alle zufälligen Felder, die in einem Laboratorium in grosser Mannigfaltigkeit zeitweilig auftreten können. Darum und auch wegen der starken Störungen mechanischer Art wie Schwingungen des Bodens, mussten die Messungen in jedem Falle nachts vorgenommen werden.

Wenn wir also die Anwesenheit zufälliger magnetischer Felder ausschliessen können, wird in dem Ausdruck (I) der Term  $H$  den

Anteil des erdmagnetischen Feldes darstellen, soweit dies nicht genau genug kompensiert ist, während die periodischen Terme alle auf das Feld der Spule sich beziehen\*).

Die horizontale Komponente des magnetischen Momentes des Stäbchens sei:

$$h + a_1 \cos \omega t + a_2 \cos 2 \omega t + \dots \\ + b_1 \sin \omega t + b_2 \sin 2 \omega t + \dots$$

Hierin ist  $h$  das permanente horizontale Moment, das vor allem bei Pulverpräparaten eine grosse Rolle spielen kann. Das störende Drehmoment wird nun dargestellt durch das äussere Produkt der beiden horizontalen Komponenten von Feld und Moment, die dem Absolutbetrag nach durch die Ausdrücke I und II angegeben sind. Dieses Produkt ist eine Funktion von der Form:

$$H \cdot h + (H a_1 + h A_1) \cos \omega t + (H b_1 + h B_1) \sin \omega t \quad \text{(III)} \\ \pm \frac{1}{2} (A_n b_n \pm 1 + a_n B_n \pm 1) \sin \omega t + \dots \\ + \frac{1}{2} (A_n a_n \pm 1 + B_n b_n \pm 1) \cos \omega t + \dots$$

Nur die Terme, die in Resonanz sind mit der Bewegung, sind explicit aufgeschrieben, da die anderen Terme keinen Einfluss auf die Resonanzamplitude haben.

Wenn die Kommutierungen zur Zeit  $0, T, 2T, \dots$  einen vollkommen gleichen und genau entgegengesetzten Verlauf haben wie die Kommutierungen zur Zeit  $\frac{1}{2}T, 1\frac{1}{2}T, 2\frac{1}{2}T, \dots$ , werden alle Koeffizienten mit geraden Indizes  $n$  gleich Null sein müssen. Die letzten 2 Terme von III fallen deshalb weg, da ihre Koeffizienten aus Produkten von jeweils einem Koeffizienten mit geradem Index und einem mit ungeradem Index bestehen. Obwohl bei unserer Schaltung grösstmögliche Symmetrie erstrebt war, musste doch mit einem störenden Einfluss von dieser Seite gerechnet werden. Es ist jedoch leicht einzusehen, dass ein Beitrag der letzten 2 Terme zu dem störenden Drehmoment eliminiert werden kann, indem man die Anschlüsse der Spule mit Relais an den Klemmen der Batterie vertauscht. Alle Koeffizienten mit geraden Indizes  $n$  in den Ausdrücken I und II kehren dann ihre Zeichen um.

Nach jeder Messung der Resonanzamplitude wurde deshalb umgepolt, um zu kontrollieren, ob sich die Amplitude dadurch änderte. Die Resultate liefen bei verschiedenen Präparaten ziemlich weit auseinander. Doch meistens war nur ein geringer oder gar kein Unterschied in der Grösse der Resonanzamplitude wahr-

\*) Die Stromstärke in der Spule kann für die beiden Richtungen als gleich angenommen werden.

zunehmen. Von den übrigbleibenden 3 Termen in dem Ausdruck (III) für das störende Drehmoment ist der erste ungefährlich, da er nur eine konstante Nullpunktverschiebung verursacht. Der dritte Term kann auf die oben beschriebene Methode (graphische Interpolation) eliminiert werden, sodass nur der zweite Term übrig bleibt. Seine Amplitude wird bestimmt durch das unvollkommen kompensierte erdmagnetische Feld und das permanente magnetische Moment des Stäbchens, die stets eine Rolle spielen, und weiter durch die Koeffizienten  $a_1$  und  $A_1$ .

Es ist schwierig, diese Störung, die mit dem gyromagnetischen Drehmoment sowohl in Resonanz als auch in Phase ist, vollkommen zu vermeiden, da sie nicht wie die anderen eliminiert werden kann.

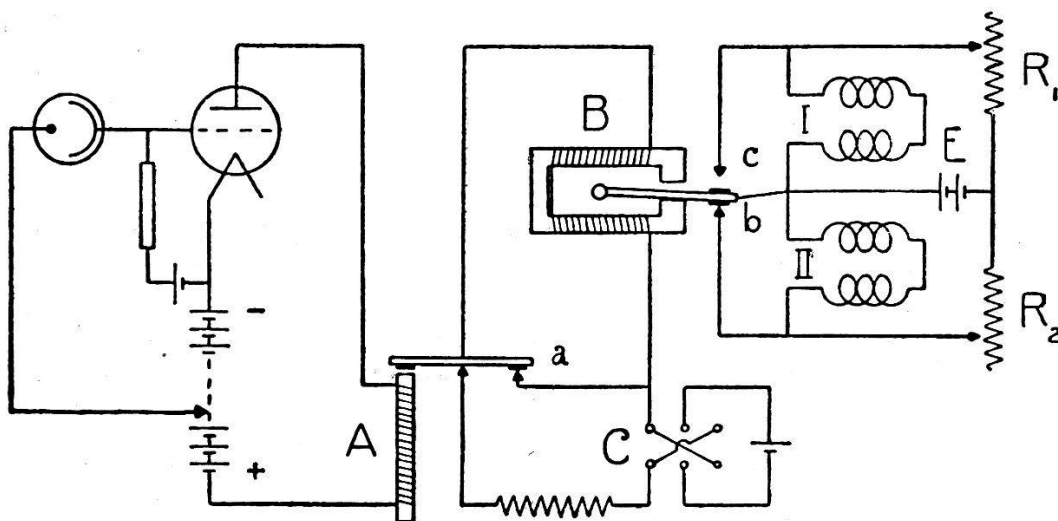


Fig. 7.

Die Koeffizienten  $a_1$  und  $A_1$  der Terme mit  $\cos \omega t$  treten auf, wenn die Kommutierung selbst nicht rein antisymmetrisch verläuft. Dies ist freilich nie der Fall, denn man kann bei einer Kommutierung zwar den Strom plötzlich unterbrechen, aber ihn nicht sofort auf volle Stärke bringen. Mit einer Brown'schen Röhre und einem Drehspiegel wurden Oszillogramme aufgenommen, um den Verlauf der Kommutierung in der Magnetspule zu untersuchen.

Bevor wir auf diesen Teil des Experiments näher eingehen, soll erst das Schaltschema im einzelnen beschrieben werden.

In Fig. 7 ist die Schaltung der Photozelle mit Verstärker und Relais angegeben. Der Photostrom, der beim Passieren des Spaltbildes auftritt, wird erst durch eine gewöhnliche Radoröhre (Philips E 405) verstärkt und betätigt dann das Relais A. Beim Unterbrechen des Kontaktes a wird das polarisierte Relais B umgeklappt. Die Spannung des Akkus E, die anfänglich an dem

Relaissystem I lag, wird nun über den Kontakt *c* kurzgeschlossen, während das Relaissystem II unter Spannung kommt.

In Fig. 8 ist zu sehen, auf welche Weise die Relais I und II den Strom in der Magnetspule kommutieren. Um Funken an den Kontakten der Relais zu vermeiden, sind diese mit zwei Paar Kondensatoren, von je  $40\mu F$  überbrückt. Durch eine genaue Regulierung der Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  ist es möglich, das Einspielen des Relais II, das mit der Unterbrechung des Kontaktes *b* stattfindet, im selben Augenblick erfolgen zu lassen, wie das Ab-

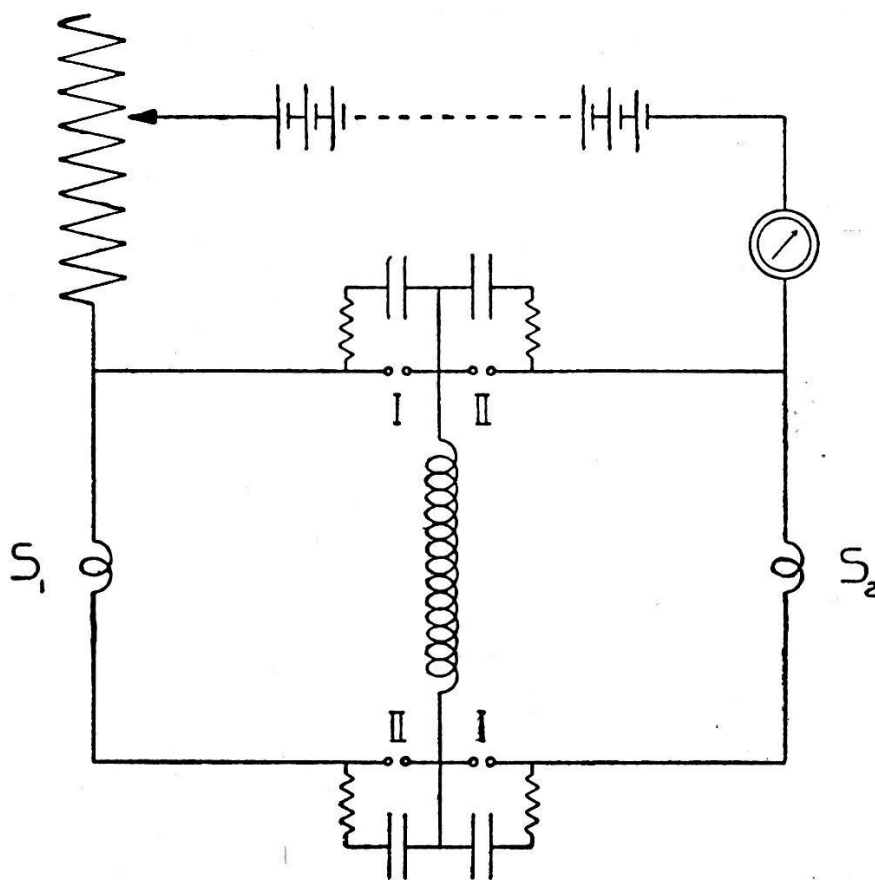


Fig. 8.

fallen des Relais I, das zugleich mit dem Schliessen des Kontakts *c* geschieht.

Auf einem Ampèremeter im Hauptstromkreis war der Verlauf der Kommutierung abzulesen. Gab es einen Augenblick keinen Kontakt, so fiel der Zeiger einige Teilstriche zurück, während dagegen beim Auftreten eines momentanen Doppelkontaktes der Zeiger nach oben ausschlug. Es wurde eingestellt auf unbeweglichen Stand des Ampèremeterzeigers, und dann wurde oszillographisch das Diagramm der Kommutierung aufgenommen. Ohne die Kondensatoren zeigte das Diagramm einen sehr beunruhigenden Ver-

lauf des Schaltvorgangs an. Mit den starken Funken an den Kontakten traten Schwingungen in den Stromkreisen auf, die den antisymmetrischen stetigen Wechsel der Stromstärke ungünstig beeinflussten.

Durch Überbrückung der Kontakte mit Kondensatoren über bestimmte Widerstände war es möglich, die Funken gänzlich zu vermeiden. Die Widerstände waren dabei so gewählt, dass keine periodische Ladungsverschiebung in den Kondensatorkreisen auftreten konnte.

Das Diagramm der Kommutierung zeigte im Anfang unserer Untersuchung das Bild 9c. Als Relais hatten wir die bekannten Telefonrelais von SIEMENS genommen, die zwar eine kurze Unterbrechungszeit haben, aber wegen ihrer grossen Selbstinduktion relativ langsam schliessen. Später wurden sie deshalb ausge-

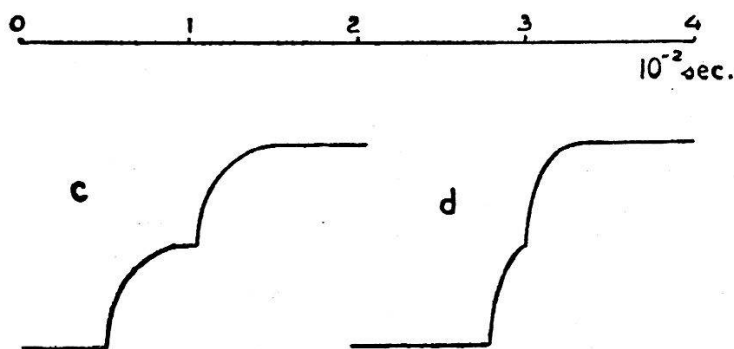


Fig. 9.

tauscht gegen die neuen Abstellrelais, ebenfalls von SIEMENS. Diese sind, angeschlossen an eine Wechselspannung von 0,5 V und 50 Perioden, leicht imstande, dem Wechselstrom zu folgen, also 100 mal in der Sekunde zu schliessen und zu unterbrechen. Als Schliessungszeit kann also ein Betrag kleiner als 0,005 Sekunden angenommen werden.

Das dazugehörige Schaltdiagramm, Fig. 9d bestätigt offensichtlich diese Schätzung.

Von prinzipieller Wichtigkeit bei dem Schaltschema ist in erster Linie die Symmetrie der Kommutierung und an zweiter Stelle der Umstand, dass aufeinanderfolgende Relais immer nach Kontaktunterbrechung des vorausgehenden funktionieren. Nur mit einer solchen Anordnung war es möglich, eine genügend kleine Trägheit im Schaltmechanismus zu erreichen.

Die Zeit, *nach* der der Polwechsel eintrat, wurde von derselben Grösse, wie die, *in* der die Kommutierung stattfand.

Nach jeder Kommutierung musste die Wippe C automatisch umgelegt werden, damit das polarisierte Relais B beim nächsten

Lichtsignal durch einen entgegengesetzten Stromstoss zurückgeklappt werden konnte. Dazu dienten zwei kleine Spulen  $S_1$  und  $S_2$  im Hauptstromkreis. Sie wurden abwechselnd durch den Magnetstrom durchlaufen und konnten so mit zwei Eisenstäbchen, die an den Enden der Wippe in ihre Windungen hineinhiengen, die Wippe betätigen.

Die Stärke des Magnetstroms blieb stets unter 1 Ampère.

Um auf den Störungsterm  $Ha_1 + hA_1$  von Seite 546 zurückzukommen, so scheint es, dass dieser Term, wenn entscheidende Massregeln gegen das Funken an den Relaiskontakten getroffen sind, keine Veranlassung zu grossen Fehlern mehr geben wird. Bei Kontrollmessungen, die wir vor und nach den Pyrrhotinmessreihen an Eisen gemacht haben, fanden wir zwar kleine Abweichungen von dem Wert 2 für den  $g$ -Faktor; da die Messungen an Eisen aber in der Literatur noch immer eine Streuung von 4% in den Resultaten zeigen, ist hieraus schwerlich abzuleiten, ob sich wirklich systematische Fehler bei unserer Messmethode eingestellt haben.

Obwohl bis jetzt die wichtigsten Störungen behandelt worden sind, müssen doch auch eine Anzahl Nebeneffekte weniger systematischer Art berücksichtigt werden, die bei den Messungen sehr störend sein können. Dazu gehören an erster Stelle die elektrostatischen Störungen.

Das Pyrrhotin-Kristall-Pulver befand sich in einem dünnen Glasröhrchen, das an einem Quarzdraht in einem evakuierten Glaszylinder aufgehängt war. Sowohl das hängende System als auch die umgebende Hülle waren also gute Isolatoren, infolgedessen war eine kleine Reibung an der Aussenseite des Glaszylinders bereits ausreichend, um einen Ausschlag von 20 cm und mehr auf der Skala zu geben. Bei sehr hohem Vakuum wurde der Effekt zwar kleiner, aber er blieb eine Ursache unzuverlässiger Messresultate. Abhilfe brachte das Aufbringen einer dünnen leitenden Silberschicht auf der Innenseite des Glaszylinders, die über einen eingeschmolzenen Platindraht zur Erde abgeleitet wurde. Obendrein war die Magnetspule, von der der grösste störende Einfluss dieser Art zu erwarten war, auf einen Messingzylinder gewickelt, der ebenfalls geerdet war.

Beim Reiben des Glasmantels oder beim Anbringen hoher statischer Spannungen auf die Windungen der Spule konnte nun kein Ausschlag des Systems mehr wahrgenommen werden.

Die Silberlage durfte nicht zu dick sein, da sie sonst das schnelle Erreichen hoher Vakua erschwerte.

Ein weiterer Punkt, der zu überlegen war, waren die Foucault-Ströme. Bei den Experimenten mit mitbewegter Spule, also in den Fällen, bei denen die Spule auf das zu untersuchende Stäbchen aufgewickelt war, musste stets eine Korrektur für den Drehimpuls der Leitungselektronen in den Wicklungen angebracht werden. Wird der Strom in der Spule nämlich kommutiert, dann ändert der Drehimpuls der Elektronen sein Vorzeichen, während das Gitter, also die Spule im ganzen, einen Drehimpuls bekommt, der in Grösse und Richtung durch den Impulssatz bestimmt ist.

Von dem Mechanismus dieses Effekts kann man sich eine Vorstellung machen, wenn man bedenkt, dass auf die Ionen der Spule — ebenso wie auf freie Elektronen — eine Kraft ausgeübt wird von jeder elektrischen Spannung, die an die Enden der Spule gelegt wird. Die Wirkung dieser Kraft auf die Ionen wäre eine Rotation der Spule um ihre Achse, wenn die bewegten Elektronen, die den Strom repräsentieren, nicht durch Zusammenstoss mit den Ionen immer einen Drehimpuls auf diese übertrügen. Solange der Strom auf voller Stärke ist, d. h.  $E/R$  beträgt, zeigt die Spule keine Neigung zu rotieren; aber immer, wenn die Leitungselektronen beschleunigt oder verlangsamt werden, besteht kein Gleichgewicht mehr zwischen dem an den Ionen angreifenden Kräften, und die Spule erleidet die Wirkung eines tordierenden Drehmoments.

Dieser Effekt, der das Gegenstück zu dem von TOLMAN und BATES ist, ist von BARNETT untersucht worden. Er ist die ursprüngliche Form des gyromagnetischen Effektes, wie er von MAXWELL beschrieben ist.

Ist die Spule nicht auf das Präparat gewickelt und enthält letzteres Metallteile, dann treten in diesen Foucault-Ströme auf, jedesmal, wenn das Magnetfeld kommutiert wird. BARNETT betrachtet diese Foucaultströme als eine Fehlerquelle, für die eine zwar zu vernachlässigende, aber prinzipiell notwendige Korrektur angebracht werden muss. Es scheint uns jedoch, dass die Foucaultströme auch prinzipiell keinen Beitrag geben werden zu dem Drehimpuls, der an das Präparat bei einer Kommutierung übertragen wird.

Die induzierte EMK wirkt entgegengesetzt gleich auf Ionen und Elektronen, und da die metallischen Teile keine Supraleiter sind, werden die Elektronen beim Aussterben des Induktionsstroms den erhaltenen Drehimpuls an die Ionen abgeben. Demzufolge bekommen die Ionen im ganzen keinen Drehimpuls und wenn die Schwingungszeit des Präparates gross ist gegenüber der

Abklingungszeit des Induktionsstroms, ist das Auftreten eventueller Induktionsströme ganz ausser Betracht zu lassen.

Etwas anderes ist es mit den mechanischen Störungen, zu denen die Foucaultströme Veranlassung geben können. Während ihres Auftretens haben sie ein magnetisches Moment, das sich im Felde der Spule ausrichten wird und das bei einer kleinen Asymmetrie in der Montage des Präparats dieses in seitliche Schwingungen bringt. SUCKSMITH berichtet z. B., dass die Anwesenheit von Metallteilen bei paramagnetischen Präparaten die Messung unmöglich machte.

Schliesslich muss noch auf die Störungen durch Radiometereffekte hingewiesen werden. Sie liefern keinen Beitrag zu der Grösse der Resonanzamplituden, aber unter ihrem Einfluss kann sich der Nullpunkt des Systems während einer Beobachtungsreihe über einige cm verschieben. Eine geringe einseitige Wärmestrahlung in Höhe des Spiegels — die Wärme des hingehaltenen Fingers genügt bereits — kann einen Ausschlag von mehreren cm verursachen. Bei einem genügend hohen Vakuum kam diese Erscheinung nicht mehr vor.

Betreffs mechanische Störungen sei auf das nächste Kapitel verwiesen. Diese und die Vorsichtsmassregeln dagegen fallen nämlich unter Technik der Montage.

Eine sehr detaillierte Übersicht über alle möglichen Störungen (die von dem Funken der Kontakte fehlen) ist bei BARNETT zu finden. Da die meisten einen Phasenunterschied von  $90^\circ$  gegen den gyromagnetischen Effekt zeigen, haben wir gemeint, diese Störungen von *einem* allgemeinen Gesichtspunkt behandeln zu dürfen, da sie bei unserer Messmethode alle auf dieselbe Weise eliminiert werden. Betr. die Foucaultströme nehmen wir, wie bereits bemerkt wurde, einen anderen Standpunkt ein. Der Radiometereffekt kommt bei BARNETT nicht zur Sprache, da die Torsionskraft von seinem Aufhängedraht ziemlich gross war, was eine grössere Festigkeit des Nullpunktes sichert. Bei unseren Messungen waren wir auf dünne Aufhängedrähte mit einer möglichst kleinen Torsionskraft angewiesen. Es lag ja doch ein Kriterium für die elektromagnetischen Störungen in dem Auseinanderfallen der Nullpunkte für die zwei Feldrichtungen. Je kleiner die Torsionskraft des Aufhängedrahtes war, desto sauberer war auf Störungsfreiheit einzustellen. Eine unterste Grenze wurde durch die Schwingungszeit des Systems gegeben, die aus praktischen Gründen (Dauer einer Beobachtung) nicht zu gross sein durfte.

Die meisten Schwingungszeiten betrug ungefähr 5 Sekunden.



### 5. Technik von Montage und Messung.

Als Untersuchungsmaterial standen zu unserer Verfügung einige Pyrrhotinkristalle von geringer Magnetisierbarkeit und unbekannter Herkunft und ein Kristall normales Pyrrhotin, das Prof. WEISS uns freundlicherweise aus seiner Sammlung zur Verfügung stellte.

Da es sich als sehr schwierig herausstellte, das spaltbare Pyrrhotin in kurze Stäbchen zu schleifen, die — sei es jedes einzeln, sei es zu einer Reihe zusammengefügt — als Versuchspräparat dienen konnten, sind wir dazu übergegangen, stabförmige Pulverpräparate anzufertigen.

Die Pulverteilchen waren der Form nach ein Übergang zwischen Schuppen und Körnern, platte Scheibchen, parallel zur hexagonalen Hauptfläche des Kristalls, die in der Richtung leichter Magnetisierbarkeit durchgängig ein remanentes Moment zeigten.

Anfänglich wurden dünnwandige Glasröhrchen mit dem Pulver gefüllt, in der Hoffnung, dass dies sich vollkommen regellos orientieren würde, sodass das Präparat kein resultierendes seitliches Moment mehr hätte. Es stellte sich jedoch heraus, dass die Scheibchen eine begreifliche Neigung zeigten, sich flach aufeinander aufzustapeln mit der unangenehmen Folge, dass das axiale Moment bei Anschaltung des Magnetfeldes zu einem nicht geringen Teil durch den Paramagnetismus der Hauptachse geliefert wurde. Für genaue Messungen wurde das induzierte Moment zu klein, und, da es obendrein nicht ausgeschlossen war, dass der  $g$ -Faktor für diese Magnetisierungsrichtung einen andern Wert hatte, als für die Richtung leichter Magnetisierung, die in erster Linie Gegenstand der Untersuchung war, schien es erwünscht, die Pulverteilchen so viel als möglich auszurichten.

Ein Hilfsmittel lieferte die magnetische Vorzugsrichtung selbst. Wenn das Glasröhrchen genau axial in einem kräftigen Hilfsmagnetfeld montiert wurde, während das Pulver in langsamem Strom durch einen langen Trichter in das Röhrchen geleitet wurde, konnten die Teilchen sich ja während des Fallens nach dem Magnetfeld richten. Ein so erhaltenes Präparat gab wesentlich grössere Momente, als die regellos orientierten Füllungen. Allein es gab noch eine Schwierigkeit: Das Andrücken des Pulvers während des Füllens. Das Andrücken war prinzipiell notwendig, da die Teilchen sonst noch eine Bewegungsmöglichkeit hatten, die beim Umagnetisieren einen störenden Einfluss haben konnte, aber andererseits musste es auf solche Weise geschehen, dass die Orientierung nicht dadurch gestört wurde. Eine geringe Abweichung von der

im Mittel axialen Orientierung gab nämlich Veranlassung zu seitlichen Momenten, und, waren diese auch als Störungen zu eliminieren, so machten sie doch oftmals durch die Vibrationen, die sie bei jeder Ummagnetisierung verursachten, eine Messung unmöglich.

Das Andrücken geschah anfänglich mit einem Glasstäbchen, doch nach einigen auf diese Weise erhaltenen schlechten Resultaten gingen wir dazu über, ein Stäbchen Elektrolyteisen zu benutzen.

Um das Stäbchen nicht mit daran haftendem Pulver aus dem Glasröhrchen zu ziehen, wurde das Feld jedesmal nach einer Bearbeitung abgeschaltet.

Eine so erhaltene Füllung wurde mit einigen Tropfen weissen Siegelacks abgedichtet, dann von jedem Ende ungefähr ein cm abgeschnitten und die übriggebliebene Mitte wieder mit Siegelack abgedichtet. Das Abschneiden war notwendig, um auch an den Enden der Präparate eine homogene Orientierung zu bekommen. Der Begriff „homogen“ in diesem Satz muss jedoch relativ aufgefasst werden; denn eine vollkommen gleiche Einstellung konnte praktisch nie erreicht werden. Es blieb immer ein Prozentsatz Körner, die mehr oder minder seitlich gerichtet waren und, da die Feldstärke wegen der störenden Einflüsse nicht zu gross gewählt werden konnte, war es also möglich, dass ein eventuelles remanentes Moment dieser Körnchen sich nicht durch das Magnetfeld umklappen liess.

Um die Störungen, die aus einem solchen seitlichen, permanenten Moment sich ergaben, zu vermeiden, wurden die Präparate sofort nach der Füllung sorgfältig entmagnetisiert.

Ferner wurden für die Montage die Enden des Glasröhrchens mit zwei schmalen elfenbeinernen Deckeln abgeschlossen. An den einen Deckel musste der Quarzfaden befestigt werden, und an den anderen wurde ein dünn ausgezogenes Glasstäbchen gehängt, von solcher Länge, dass es, wenn das Präparat in der Magnetspule angebracht war, noch einige cm aus der Spule herausragte. Das untere Ende trug den Spiegel, wie in Fig. 10 näher angegeben ist.

Wollte man alle Vorsichtsmassregeln, die man bei der Füllung beobachtet hatte, nun auch bei der Montage beherzigen, dann musste beim Montieren die Aufmerksamkeit vor allem einer richtigen gegenseitigen Centrierung der Unterteile zugewandt werden. Um den Quarzfaden, der meist eine Dicke von ungefähr  $20\mu$  hatte, an den oberen Deckel des Präparates zu befestigen, war dieser Deckel ein kleines Stückchen genau bis auf die Hälfte abgefeilt.

Genau mitten über das abgeflachte Stück lief eine feine Furche; in diese wurde das Ende des Quarzdrahtes gelegt und mit einer kleinen Schicht weissen Lacks festgeklebt.

Der Deckel an der Unterseite des Präparates enthielt ein zentrales Loch von 0,3 mm, in das das ausgezogene Ende des im übrigen gleichmässig dicken Glasstäbchens eingelackt wurde. Die Dicke des Stäbchens betrug in der Regel 0,5—0,8 mm bei einer Länge von 10 bis 15 cm. Der Zweck des dünn zulaufenden Endes war an erster Stelle, eine biegsame Verbindung zwischen dem Präparat und dem ziemlich starren Stäbchen zu bekommen,

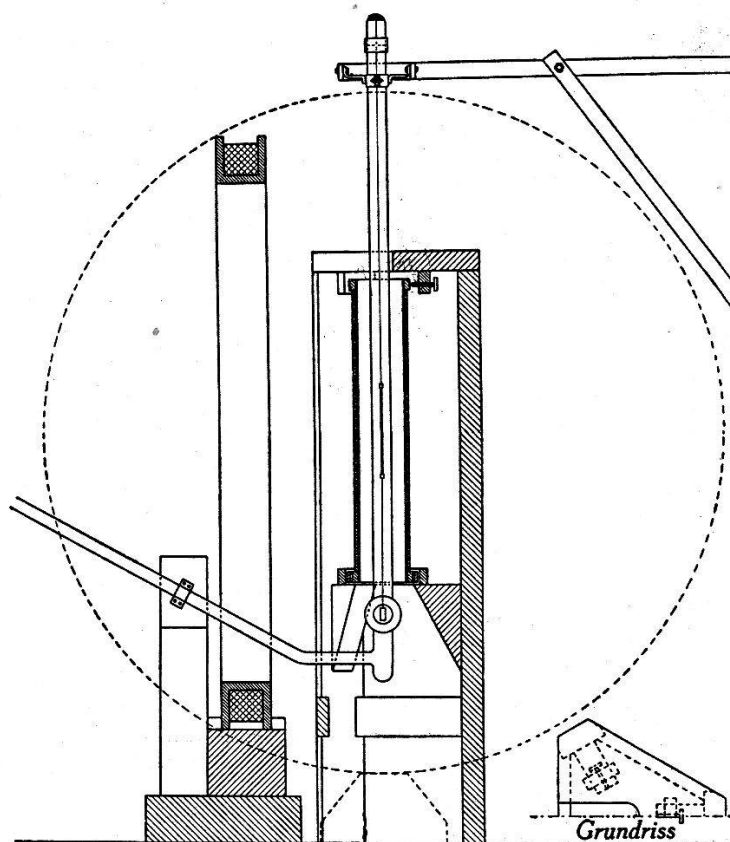


Fig. 10.

sodass eine kleine Vibration des ersteren nicht verstärkt auf das letztere übertragen wurde. Statt eines festen Systems hatte man also eine Verbindung von zwei lose gekoppelten und, da der Schwerpunkt des unteren Systems beinahe mit dem Schwerpunkt des Spiegels zusammenfiel, gab diese Aufhängungsart dem Spiegel eine grosse Stabilität. Gewichte zur Stabilisierung, die dann wieder eine unnötige Vergrösserung des Trägheitsmoments verursachen, waren deshalb überflüssig.

Die Grösse des Spiegels wurde hauptsächlich durch die Lichtmenge festgelegt, die bei einer gegebenen Bestrahlung zurück-

geworfen werden musste, damit die Photozelle das Relaissystem mit der gegebenen Verstärkereinrichtung noch richtig zum Ansprechen brachte.

Die Bestrahlung geschah mit einer 50 Watt-Auto-Lampe, die Spaltweite betrug 2—3 mm, und der Spiegel, der auf einen Abstand von 2 m reflektierte, war in Rechteckform geschnitten (Länge 15 mm, Breite 6 mm). Für die verschiedenen Messreihen waren diese Werte nicht immer dieselben.

Ein weiterer Teil der Anordnung, der viel Sorgfalt beanspruchte, war die Magnetspule. Das Feld der Spule musste über einen genügend grossen Bereich homogen sein und ferner vollkommen axial-symmetrisch. Letzteres ist eine Frage der Geschicklichkeit beim Wickeln, und über eine Methode, die Felder von verhältnismässigen kurzen Magnetspulen zu homogenisieren, ist schon an einer anderen Stelle ausführlich berichtet worden. Wir können uns also darüber kurz fassen<sup>7)</sup>.

Auf einer breiten Spule sind unvermeidliche kleine Wicklungsfehler weniger merkbar, und eine kurze Spule erleichtert die Montage der Pyrrhotinpräparate.

Um nun mit einer kurzen breiten Spule doch ein homogenes Feld zu erhalten, kann man sich eines Hilfsmittels bedienen, das auf folgender Überlegung beruht.

Die Kraftlinien einer Spule divergieren von der Mitte nach den Enden. Die Feldstärke nimmt also nach den Enden zu ab. Superposition eines zweiten Feldes über das erste, wobei die Kraftlinien jedoch von der Mitte konvergieren, kann also die Homogenität längs der Achse in belangreichem Masse vergrössern.

Ein solches Feld wird z. B. geliefert von zwei ringförmigen koaxialen Spulen, wenn ihr Abstand voneinander grösser ist als der Radius ihrer Windungen.

Ein Kriterium für die Homogenität längs der Achse sind die Koeffizienten der Mac Laurinreihe für die Zunahme der Feldstärke  $H$  von der Mitte der Achse aus. Diese Koeffizienten sind:

$$\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_0, \quad \left(\frac{\partial^2 H}{\partial x^2}\right)_0, \quad \left(\frac{\partial^3 H}{\partial x^3}\right)_0, \quad \dots \quad \text{u. s. w.}$$

Die Ableitungen von ungerader Ordnung sind alle Null aus Symmetriegründen, und obendrein ist es bei geschickter Wahl der Dimensionen der Hilfsspulen möglich, auch den 2. und 4. Differentialquotienten zu Null zu machen.

Durch die Anwendung dieser Methode zum Homogenisieren des Feldes waren wir nicht mehr an die Vorschrift gebunden, uns

in den Spulenabmessungen möglichst gut dem Fall der unendlich langen Spule zu nähern. Es muss jedoch gleich dazu gesagt werden, dass man den Nutzen der Methode für unsere Messungen nicht überschätzen darf. Bei schlecht gefüllten Präparaten hatte das Anbringen der Hilfsspulen eine merkbar günstige Wirkung, aber bei einer gut geglückten Füllung war die Homogenität unserer Magnetspule allein schon genügend, um ohne Hilfsspulen messen zu können.

Die Länge der Spule betrug 39 cm, der Durchmesser 6 cm. Es waren 4 Lagen von 0,5 mm Kupferdraht, also im ganzen 80 Wicklungen pro cm. Als Spulenkörper diente eine Messingröhre. Die Schlusstücke waren aus Elfenbein gedreht. Die Wicklungen konnten mit 0,5 A belastet werden, ohne dass die Temperatur nennenswert anstieg.

Das Anbringen der Spule bei der Aufstellung geschah auf eine Art, die eine genaue Regelung der Achsenstellung zuließ. Der unterste Abschlussring der Spule ruhte drehbar in einem etwas weiteren Ring, der seinerseits wieder an zwei Stützpunkten durch einen noch weiteren Ring festgehalten wurde. Die Achsen der beiden Drehungen standen senkrecht aufeinander, sodass die Spulen auf der Unterseite wie in einem Kugelgelenk gehalten wurden. Das Ringsystem wurde getragen von einem hölzernen Dreifuss (siehe Fig. 10). Drei horizontale Stellschrauben regelten an der Oberseite die richtige Stellung der Spule.

Zur Vermeidung von Foucaultströmen — und deren magnetischen Momenten — in benachbarten Leitern waren alle Unterteile soweit möglich aus Holz und Glimmer aufgebaut. Foucaultströme in dem Messingzylinder, auf den die Spule gewickelt war, waren nicht gefährlich, da ihr magnetisches Moment coaxial mit dem Felde der Spule gerichtet war.

Das erdmagnetische Feld wurde durch zwei Ringspulen kompensiert, eine für die Nord-Süd- und eine für die eventuellen Ost-West-Komponente. *Zwei* Spulen senkrecht zueinander anzubringen, stellte sich als einfacher heraus als *eine* Spule drehbar aufzustellen. Die vertikale Komponente des erdmagnetischen Feldes wurde nicht kompensiert.

Die Windungsebenen der beiden Spulen befanden sich in einem Abstand von dem Pyrrhotinpräparat, der gleich war der Hälfte ihres Radius. Bei einer Ringspule ist nämlich die axiale Komponente des Feldes (in diesem Falle also die horizontale Komponente) in diesem Abstand über ein verhältnismässig grosses

Gebiet ausserhalb der Achse konstant. Bei einigen Tangentenbousolen wird von diesem Umstand Gebrauch gemacht.

Die Windungszahl jeder Spule war so gewählt, dass der Strom nur einige  $MA$  zu betragen brauchte, der den Strom liefernde Akku also einige Wochen ununterbrochen in Betrieb sein konnte.

Eine schwingungsfreie Aufhängung des Pyrrhotinpräparates wurde ohne viele Mühe erhalten durch die Überlegung, dass nur der Torsionskopf stabil sein musste. Dieser bestand aus einem gläsernen Deckel, in dem ein Glasstäbchen gut centrisch mit Siegellack befestigt war. An dem Stäbchen hing der Quarzfaden.

Der Deckel hatte denselben Durchmesser wie die Röhre von Fig. 11, sodass er auf dieser mit einer engschliessenden Messingmanchette luftdicht befestigt werden konnte. Auch für sehr hohe Vakua genügte es dann, die Ränder der Manchette mit Apiezonfett abzudichten. Dicht unter diesem Verschluss war die Röhre in einen Halter eingeklemmt, der durch ein schweres Messinggestell an einem der Pfeiler des Laboratoriums getragen wurde.

#### Gang einer Messung.

Meistens war eine konstante Dämpfung des schwingenden Systems nach einstündigem Arbeiten der Hochvakuumpumpe erreicht. Während des Pumpens wurde die Magnetspule mit Hilfe der drei Stellschrauben an der Oberseite auf die folgende Weise eingestellt. Der Nullpunkt des Spaltbildes auf der Skala war schon zur Deckung gebracht mit dem Spalt der Photozelle durch Verschiebung des letzteren. Ausserdem war die freie Schwingungszeit des Systems genau bestimmt. Nach Einschaltung des Magnetfeldes zeigte das Spaltbild eine kleine Abweichung, die durch Einstellen der Spule mit zwei Stellschrauben ( $A$  und  $B$ ) zu Null gemacht werden konnten. Dann war man sicher, dass das magnetische Moment und die Rotationsachse des Präparates in einer Fläche lagen mit der magnetischen Feldstärke an dieser Stelle. Es war jedoch notwendig, die magnetische Feldstärke mit der Richtung der Rotationsachse zusammenfallen zu lassen. Ein Kriterium hierfür gibt die Schwingungszeit im Felde. Mit den Stellschrauben  $A$  und  $B$  wurde der Nullpunkt stets korrigiert, während mit einem andern Paar, z. B.  $B$  und  $C$  solange eingestellt wurde, bis auch die Schwingungszeit im Magnetfelde mit der freien Schwingungszeit übereinstimmte (Genauigkeit ungefähr 1 auf 300). Bei Kommutierung des Feldes durften der neue Nullpunkt und die neue Schwingungszeit keine Abweichungen mehr zeigen.

War dies trotzdem der Fall, dann konnte das Präparat nicht verwendet werden. Man hat bei der Einstellung der Spule zwei Freiheitsgrade und kann ja mit diesen nicht vier Bedingungen erfüllen. Bei sorgfältig angefertigten Präparaten liessen sich jedoch diese 4 Bedingungen auf 2 reduzieren, womit die Möglichkeit zu einer richtigen Einstellung gegeben war.

Waren die Abweichungen nicht allzu gross, dann glückte es manchmal noch, den Bedingungen zu genügen, wenn man die Spule im ganzen ein wenig nach oben oder in horizontaler Richtung versetzte. Infolge kleiner Wicklungsfehler war das Feld nicht überall gleich homogen, sodass beim Abtasten wohl noch eine geeignete Stelle zu finden war.

Nach der Einstellung wurde das Präparat durch ein kurzzeitiges seitliches Magnetfeld künstlich in Schwingungen gebracht, z. B. dadurch, dass man den Strom in der Kompensationsspule für das erdmagnetische Feld einen Augenblick unterbrach. Nachher wurde die automatische Kommutierung des Feldes eingeschaltet.

Die folgende Beobachtung wurde gemacht bei einem Fall von Störungsfreiheit, also mit Nullpunktverschiebung  $S = 0$  (siehe Seite 545).

Zeit	Amplitude	Zeit	Amplitude
1 u. 45	11,50 cm	2 u. 10	12,75 cm
1 u. 50	12,00 „	2 u. 15	13,00 „
1 u. 55	12,25 „	2 u. 20	13,00 „
2 u. 00	12,50 „	2 u. 25	13,00 „
2 u. 05	12,75 „	2 u. 30	13,00 „

Das Bestimmen der Dämpfung geschah nach der Messung durch Ausschwingenlassen des Systems in einem konstanten magnetischen Feld, also durch Abschalten des Kommutierungsmechanismus. Es war nämlich nicht ausgeschlossen, dass die Dämpfung ohne Feld einen andern Wert hatte als mit Feld, obwohl wir diesen Fall bei der Kontrolle niemals wahrgenommen haben. Jedesmal nach einer bestimmten Anzahl Schwingungen (10 oder 20) wurde die Amplitude abgelesen, bis diese genügend gesunken war, um das logarithmische Dekrement genau bestimmen zu können. Wegen der geringen Dämpfung dauerte dies meistens eine halbe Stunde.

Für den oben behandelten Fall wurde gefunden

$$\delta = P/2 K = 0,00023 .$$

Der Abstand vom Spiegel zur Skala betrug 208 cm.

Das Trägheitsmoment  $K$  des Systems konnte auf zwei Weisen bestimmt werden, 1. durch Hinzufügen eines Zusatzmoments von bekannter Grösse und 2. durch Ersetzen des Präparates durch ein Trägheitsmoment bekannter Grösse. Beide Methoden wurden angewandt.

Resultat:

$$K = 0,00517 \text{ und } 0,00520$$

also gemittelt 0,0052 .

Wenn der durch die Ummagnetisierung hervorgebrachte Drehimpuls auf die oben beschriebene Art bestimmt war, musste das magnetische Moment des Präparates gemessen werden. Dazu wurde es mit einer Lage dünn isolierten Kupferdrahtes bewickelt und wieder in derselben Höhe in der Magnetspule aufgehängt wie während der Resonanzmessungen. Die durch Induktion beim Kommutieren des Feldes in der Wicklung entstehende EMK. konnte ballistisch gemessen und mit der EMK. verglichen werden, die bei einem Spulensystem mit geeichter gegenseitiger Induktion durch einen bekannten Strom in der einen Wicklung in der andern erzeugt wurde. Auch bei Pulverpräparaten, in denen keine homogene Magnetisierung stattfindet, kann man das resultierende magnetische Moment mit einer Induktionswicklung ballistisch messen.

Ein atomarer Kreisstrom in einer Spule gibt eine EMK. durch Induktion, wenn sich die Richtung der Bahnebene ändert. Diese EMK. ist:

$$d/dt (M i) ,$$

wobei  $i$  der atomare Strom und  $M$  der Koeffizient der gegenseitigen Induktion zwischen Strombahn und Spule ist. Dieser ist:

$$4 \pi \frac{n}{l} \omega \cos \Theta ,$$

wenn die Spule lang ist. Also ist

$$M i = 4 \pi \frac{n}{l} i \omega \cos \Theta = 4 \pi \frac{n}{l} p_a$$

$p_a$  ist die axiale Komponente des Bahnmoments.

$\omega$  ist der Inhalt der Bahnfläche.

$n$  ist die Windungszahl der Spule.



Summiert über alle atomaren Momente ( $N$  pro  $\text{cm}^3$ ) ergibt das:

$$E = \frac{d}{dt} \left( 4 \pi \frac{n}{l} O l N \bar{p}_a \right) = \frac{d}{dt} (4 \pi I) n O$$

$$N \bar{p}_a = I$$

$O$  ist der Querschnitt des Präparates.

also dieselbe Formel, als wäre das Pulver homogen magnetisiert.

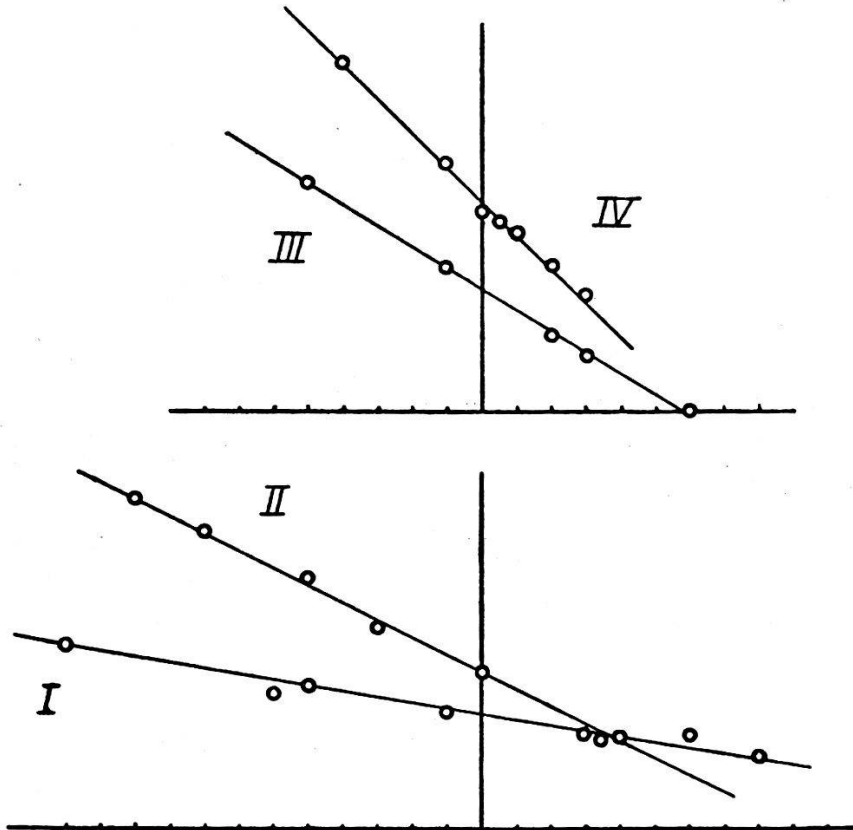


Fig. 11.

Für das fragliche Präparat wurde gefunden:

$$\text{Totales Moment} = I \cdot \text{Volumen} = 0,161 \text{ CGS.}$$

Nach der Formel

$$A = \frac{1}{g} \frac{2 m c}{e} \frac{4 I}{\pi P}$$

(siehe Kap. II) ist nun  $g$  zu berechnen.

$$P = 2 K \delta = 2 \cdot 0,0052 \cdot 0,00023 = 2,4 \cdot 10^{-6}$$

$$\frac{2 m c}{e} = 1,13 \cdot 10^{-7}.$$

Wenn wir auf der linken Seite für  $A$  den gefundenen Wert 13,0 einsetzen, müssen wir auf der rechten Seite mit

$$2 \cdot 2 \cdot 208$$

multiplizieren, da

1.  $A$  im Winkelmaß ausgedrückt werden soll;
2. der gemessene Wert 13,0 cm die doppelte Amplitude darstellt;
3. die Reflexion am Spiegel alle Ausschläge des Systems auf Doppelte vergrößert.

Durch Einsetzen findet man:

$$g = \frac{2mc}{e} \frac{4I}{A\pi P} \cdot 4 \cdot 208 = 1,13 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{0,644 \cdot 832}{13 \cdot 3,14 \cdot 2,4 \cdot 10^{-6}} = 0,62.$$

Die Resultate der Messungen lassen sich am besten graphisch darstellen (Fig. 11).

Als Ordinate ist das Produkt von Resonanzamplitude und logarithmischen Dekrement aufgetragen, das eine lineare Funktion der als Abszisse aufgetragenen Nullpunktverschiebung  $S$  sein muss (vgl. Seite 545).

In der Tabelle sind die verschiedenen Werte von Trägheitsmoment, magnetischem Moment, Schwingungszeit, Feldstärke und Resonanzamplitude angegeben bei einer Störung Null für die jeweiligen Beobachtungsreihen.

Zahl der Beobachtungen	$\delta \cdot A$	$K$	$I \times \text{vol}$	$I$	$T$	Abstand der Skala	$H$ Gauss	$g$
8	0,0022	0,030	0,60	1,6	2,6	245	100	0,64
6	0,0030	0,0052	0,161	1,4	3,4	208	55	0,62
5	0,0059	0,0042	0,256	3	2,9	211	55	0,63
11	0,0101	0,0123	1,30	5	1,5	208	55	0,63

30 im ganzen

Mittel: 0,63

Nachdem die Apparatur im Frühjahr 1932 vollendet war, wurde zuerst eine provisorische Messung an einem Eisenstäbchen vorgenommen, wobei  $g = 2,0$  gefunden wurde. Darnach folgten die Pyrrhotinreihen I, II, III, IV. Um Sicherheit zu bekommen betr. mögliche Fehler, die mit dem Gebrauch des Stoffes in Pulverform verbunden sein konnten, wurde noch eine Schlussbeobachtung an einem Präparat von Eisenpulver gemacht. Die Abmessungen des Glasröhrchens waren so gewählt, dass das Moment des Eisen-

pulvers ebenso gross war wie das Moment von *einem* der Pyrrhotinpräparate in einem gleich grossen Felde. Auch Schwingungszeit, Trägheitsmoment und Dämpfung stimmten der Grössenordnung nach resp. miteinander überein. Das Resultat war  $g = 1,98$ .

### Besprechung der Resultate.

Wenn wir zur Erklärung des  $g$ -Wertes für den Magnetismus von Pyrrhotin ein dazugehöriges Atommodell suchen wollen, dann liegt es auf der Hand, den Wert 0,63 auf  $\frac{2}{3}$  abzurunden. Dieser Bruch passt zu dem  ${}^2P_{\frac{1}{2}}$ -Zustand, der z. B. vorliegt im Falle eines Elektrons, das in einer  $p$ -Bahn umläuft mit einem Spinmoment und einem entgegengesetzt gerichteten Bahnmoment. Wenn das Elektron nicht durch seine Umgebung gestört wird, stellen Bahn und Spin sich im Normalfalle antiparallel ein, da dieser Zustand das niedrigste Energieniveau des  ${}^2P$ -Terms ergibt.

Das magnetische Moment eines solchen Elektrons ist nach HUND gleich  $g \sqrt{j(j+1)} = 0,57$  Bohrmagnetonen oder 2,8 Weissmagnetonen. Aus Extrapolationen von experimentellen Wahrnehmungen fand WEISS für das atomare magnetische Moment ungefähr 2 Weissmagnetonen<sup>8)</sup>, jedoch unter der Voraussetzung, dass nur — aber dann auch alle — Eisenatome zum Magnetismus beitragen. Wenn nicht alle Eisenatome für den Magnetismus verantwortlich zu machen sind, eine Möglichkeit, die wir schon auf S. 537 aufgezeigt haben, würde das atomare Moment natürlich grösser werden.

Ein zweiter Atomzustand, der auch der Bedingung  $g = \frac{2}{3}$  genügt, ist der  ${}^3F_2$ -Term<sup>9)</sup>. Nun kommt der  $sd^7 \cdot {}^3F$ -Term in der Tat im Bogenspektrum von Eisen vor, aber es scheint zur Zeit unbegründet, das magnetische Verhalten von Pyrrhotin an Hand eines einfachen Atommodelles erklären zu wollen, um so mehr, als man nicht weiss, in welchem Zusammenhang der Magnetismus zum Leitfähigkeitskoeffizienten steht. Obendrein muss man die Anwesenheit von stark asymmetrischen statischen Feldern im Gitter berücksichtigen.

Der erste und wichtigste Schluss, der aus dem Resultat unserer Messungen zu ziehen ist, ist der, dass das Bahnmoment der Elektronen einen Anteil hat am Ferromagnetismus des Kristalls in der hexagonalen Hauptebene<sup>10)</sup>. Die zwei Pyrrhotinsorten, die wir untersucht haben, zeigten in dieser Hinsicht keinen messbaren Unterschied.

Herrn Prof. SCHERRER möchte ich auch an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aussprechen für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein förderndes Interesse. Herrn Prof. ZEEMAN habe ich für ein Stipendium zu danken, das mir den Aufenthalt in Zürich ermöglichte. Herrn Dr. A. SIEGERT danke ich für die Übersetzung des holländischen Manuskriptes.

Zürich, Physikal. Institut der E. T. H.

#### Literaturübersicht.

- 1) W. F. DE JONG, *Physica* **5**, 194, 1925; **7**, 74, 1927.
  - 2) P. WEISS, *Journal de Physique*, IV, 469—829—847, 1905; VI, 661, 1907.
  - 3) M. ZIEGLER, Untersuchung der kristallmagnetischen Eigenschaften des Pyrrhotins, Dissertation, Zürich 1915.
  - 4) R. W. G. WYCKOFF, *The Structure of Crystals*. New York 1924.
  - 5) F. BLOCH und G. GENTILE, *Zeitschr. für Physik*, **70**, 395 1931.
  - 6) P. MARTIN, *Ann. der Physik*, **39**, 633, 1912.
  - 7) A. BÜHL und F. COETERIER, *Phys. Zeitschr.* **33**, 773, 1932.
  - 8) P. WEISS und R. FORRER, *Annales de Physique* XII, 353, 1929.
  - 9) C. C. KIESS en W. F. MEGGERS, *Tables of theoretical Zeeman effects*, Bureau of Standards, Research paper Nr. 23, 1928.
  - 10) H. LUDLOFF und G. REYMAN, *Phys. Zeitschr.* **34**, 233, 1933. Diese Mitteilung erschien nach der vorläufigen Bekanntmachung unserer Messungen.
-