2. Magnetisierung durch Rotation. Eine Kritik¹⁾; von Richard Gans.

In zwei Untersuchungen hat Hr. Barnett²⁾ eine Magnetisierung ferromagnetischer Zylinder beschrieben, die durch Rotation dieser um ihre Achse hervorgerufen war.

Die Theorie dieses Phänomens ist folgende:

Unter der Annahme, daß ein Elementarmagnet ein starrer, aus Elektronen zusammengesetzter Rotationskörper ist, der um seine Figurenachse mit der Winkelgeschwindigkeit $\mathfrak{G}$ rotiert, müssen wir ihm einen Drehimpuls

$$(1) \quad \mathfrak{J} = \sum m r^2 \mathfrak{G}$$

zuschreiben, wenn m die Masse eines Elektrons, r seinen Abstand von der Figurenachse bedeutet.

Das magnetische Moment des Magnetons ist

$$(2) \quad m = \sum \frac{e r^2}{2} \mathfrak{G},$$

unter e die elektrische Ladung des Elektrons verstanden, so daß sich

$$(3) \quad \mathfrak{J} = \frac{2m}{e} m$$

ergibt.

Der Drehimpuls und das magnetische Moment sind also zwei parallele Vektoren von entgegengesetztem Sinne, da e negatives Vorzeichen hat.

Die Grundgleichung des Kreisels ist

$$(4) \quad \frac{d\mathfrak{J}}{dt} = \mathfrak{C},$$

wo $\mathfrak{C}$ das Drehmoment der äußeren Kräfte ist und d/dt die Differentiation nach der Zeit in einem im Raume festen Bezugssystem bedeutet.

1) R. Gans, Contribución al estudio de las ciencias, Univ. Nacional de La Plata 2. S. 137. 1917.

2) S. J. Barnett, Phys. Review (2) 6. S. 239. 1915; 10. S. 7. 1917.

Rotiert der ferromagnetische Körper, welcher die Magnetonen enthält, mit der Winkelgeschwindigkeit g um eine Achse, so ist es zweckmäßig, ein in dem Körper festes Bezugssystem einzuführen und eine Differentiation nach der Zeit in diesem System durch d'/dt zu bezeichnen.

Dann gilt die Beziehung

$$(5) \quad \frac{d\mathfrak{J}}{dt} = \frac{d'\mathfrak{J}}{dt} + [g, \mathfrak{J}],$$

so daß (4) lautet

$$(6) \quad \frac{d'\mathfrak{J}}{dt} = \mathfrak{C} - [g, \mathfrak{J}].$$

Man kann also die Bewegung der Magnetonen bezüglich des Körpers, der sie enthält, beschreiben, indem man seine Rotation vernachlässigt und zu dem Drehmomente $\mathfrak{C}$ der äußeren Kräfte das sogenannte Coriolissche Drehmoment $-[g, \mathfrak{J}]$ hinzufügt.

In unserem Falle existieren keine äußeren Kräfte ($\mathfrak{C} = 0$). Führt man rechts das magnetische Moment m mittels (3) ein, so erhält man

$$(7) \quad \frac{d'\mathfrak{J}}{dt} = - \left[\frac{2m}{e} g, m \right].$$

Nun wissen wir, daß eine magnetische Kraft $\mathfrak{H}'$ am Orte des Magnetons, die in die Richtung der Rotationsachse des Körpers fällt, ein Drehmoment $-[\mathfrak{H}', m]$ hervorruft. Vergleichen wir dasselbe mit dem durch die Rotation des Körpers erzeugten Drehmoment, welches rechts in der Gleichung (7) steht, so erkennen wir, daß die magnetische Kraft

$$(8) \quad \mathfrak{H}' = \frac{2m}{e} g$$

in ihrer Wirkung der Rotation des Körpers mit der Winkelgeschwindigkeit g äquivalent ist, d. h. dieselbe Magnetisierung erzeugt.

Barnett erzeugt nun in dem ferromagnetischen Zylinder mittels einer ihm coaxialen Spule ein Magnetfeld $\mathfrak{H}$, welches dieselbe Magnetisierung hervorruft wie eine Rotation des Zylinders mit der Winkelgeschwindigkeit g , und berechnet die spezifische Ladung des Elektrons nach der Formel

$$(9) \quad \mathfrak{H} = \frac{2m}{e} g,$$

d. h. er nimmt an, daß das von der Spule hervorgerufene Magnetfeld gleich der magnetischen Kraft am Orte der Magnetonen ist.

Das scheint mir nun nicht richtig zu sein. Nach Weiss besteht nämlich zwischen der Feldstärke $\mathfrak{H}$ und der magnetischen Kraft $\mathfrak{H}'$ am Orte eines Magnetons (der sogenannten erregenden Kraft) die Beziehung

$$(10) \quad \mathfrak{H}' = \mathfrak{H} + N\mathfrak{M},$$

wo $\mathfrak{M}$ die Magnetisierung, N eine für das Material charakteristische Konstante ist. $N\mathfrak{M}$ heißt nach Weiss das Molekularfeld, ich habe vorgezogen, diesen Vektor das Strukturfeld zu nennen¹⁾ und den Begriff Molekularfeld für etwas anderes zu reservieren.

In den Versuchen von Barnett war die Magnetisierung immer äußerst klein, so daß man

$$(11) \quad \mathfrak{M} = \kappa \mathfrak{H}$$

setzen kann, unter κ die Anfangsuszeptibilität verstanden. Setzt man diesen Wert in (10) ein, so erhält man

$$(12) \quad \mathfrak{H}' = \mathfrak{H}(1 + \kappa N),$$

so daß aus (8) die richtige Gleichung

$$(13) \quad \mathfrak{H}(1 + \kappa N) = \frac{2m}{e} g$$

und nicht die von Barnett benutzte (9) folgt.

Weiss hat experimentell den Wert von N bestimmt, einerseits indem er die spezifische Wärme in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur maß²⁾, andererseits indem er die Suszeptibilität oberhalb des Curiepunktes beobachtete³⁾, und fand für Eisen $N = 3372$, für Nickel $N = 13090$.

Nimmt man aus den Messungen Barnetts den Wert der Permeabilität $\mu = 4\pi\kappa = 61,8$ (d. h. $\kappa = 4,84$), so ergibt sich für Stahl

$$1 + \kappa N = 16310$$

und für Nickel mit dem jedenfalls angenähert gültigen Wert der Suszeptibilität $\kappa = 0,8$

$$1 + \kappa N = 10500.$$

1) R. Gans, Gött. Nachr. 1910. S. 261; 1911. S. 22.

2) P. Weiss u. P. Beck, Journ. de physique (4) 7. S. 249. 1908.

3) P. Weiss u. G. Foex, Arch. des sc. phys. et nat. (4) 31. S. 4; 89. 1911.

Barnett findet auf Grund seiner Formel (9) Werte für e/m , die von derselben Größenordnung sind wie die, welche für Kathoden- und β -Strahlen gelten, während wir nach Formel (13) 16310 resp. 10500 mal kleinere erhalten.

Es ist nicht möglich, den Grund für die große Abweichung zwischen Theorie und Experiment anzugeben, da der Effekt nach unserer Meinung an den Grenzen der Beobachtbarkeit lag, doch ist es jedenfalls von Interesse, durch Wiederholung der Versuche festzustellen, ob das Weiss'sche Strukturfeld hier nicht zur Geltung kommt oder die geladenen Teilchen keine Elektronen sind, was allerdings den Einstein und de Haas'schen Ergebnissen¹⁾ widersprechen würde, oder ob nur ein unglückseliger Zufall Hrn. Barnett den erwarteten Wert für die spezifische Ladung in die Hände gespielt hat.

La Plata, 27. Oktober 1917,
Instituto de Física.

1) A. Einstein u. W. J. de Haas, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 17. S. 152. 1915; W. J. de Haas, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 18. S. 423. 1916.

(Eingegangen 11. Januar 1921.)