IX. *Zur electrischen Theorie der magnetooptischen Erscheinungen; von D. A. Goldhammer.*

Im letzten Hefte dieser Annalen veröffentlichte Hr. Drude¹⁾ eine neue electrische Theorie der obengenannten Erscheinungen, die „sich in allen Einzelheiten den Beobachtungen gut anschliesst“. Der Verfasser bespricht bei dieser Gelegenheit kürzlich auch meinen Aufsatz über denselben Gegenstand²⁾: „wie oben bemerkt,“ sagt er, „unterscheiden sich die Differentialgleichungen Goldhammer's von den hier benutzten nur dadurch, dass an Stelle der reellen magnetooptischen Constante b/τ eine complexe Grösse, d. h. zwei magnetooptische Constanten eingeführt werden. Die Grenzbedingungen Goldhammer's scheinen in die meinigen nicht übergeführt werden zu können. Daher erklären sich vielleicht die Differenzen in den Berechnungen Goldhammer's und den Beobachtungen welche zum Theil erheblich sind.“

Indem ich gegen den ersten Theil dieser Behauptung nichts zu sagen habe, kann ich in Bezug auf den anderen Theil desselben mit Hrn. Drude in keiner Weise übereinstimmen.

In der That, für einen gewöhnlichen isotropen Körper, haben wir in früheren Bezeichnungen³⁾

$$(I) \quad \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{4\pi}{D + i\frac{2T}{k}} u, \quad \frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{4\pi}{D + i\frac{2T}{k}} v, \quad \frac{\partial R}{\partial t} = \frac{4\pi}{D + i\frac{2T}{k}} w,$$

indem wir diese Gleichungen für den Fall eines magnetisch activen Mediums durch (12) ersetzt hatten.

Setzen wir nun

$$(II) \quad \frac{4\pi u}{D + i\frac{2T}{k}} = \frac{\partial X}{\partial t}, \quad \frac{4\pi v}{D + i\frac{2T}{k}} = \frac{\partial Y}{\partial t}, \quad \frac{4\pi w}{D + i\frac{2T}{k}} = \frac{\partial Z}{\partial t},$$

1) P. Drude, Wied. Ann. **46**. p. 353. 1892.

2) D. A. Goldhammer, Wied. Ann. **46**. p. 71. 1892.

3) D. A. Goldhammer, Wied. Ann. **46**. p. 74. 1892.

so ist für das isotrope Medium X, Y, Z mit P, Q, R identisch; für den aber hier zur Untersuchung stehenden Fall ist X, Y, Z mit P, Q, R durch die Gleichungen (12) verbunden, wenn man darin u, v, w durch X, Y, Z ersetzt, nämlich

$$(III) \quad \begin{cases} P = X + b_3 \frac{\partial Y}{\partial t} - b_2 \frac{\partial Z}{\partial t} \\ Q = Y + b_1 \frac{\partial Z}{\partial t} - b_3 \frac{\partial X}{\partial t} \\ R = Z + b_2 \frac{\partial X}{\partial t} - b_1 \frac{\partial Y}{\partial t}, \end{cases}$$

worin allgemein

$$(IV) \quad b = \mu - \frac{D + i \frac{2T}{k}}{4\pi}$$

gesetzt ist.

Nun lassen sich die Gleichungen (7) unserer Mittheilung mit Hülfe (1) auf die Form bringen

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\mathfrak{B}_0} \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial t} &= \frac{\partial R}{\partial y} - \frac{\partial Q}{\partial x}, & -\frac{1}{\mathfrak{B}_0} \frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t} &= \left(\frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\partial R}{\partial x} \right), \\ & & -\frac{1}{\mathfrak{B}_0} \frac{\partial \mathfrak{N}}{\partial t} &= \left(\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} \right), \end{aligned}$$

woraus nach der Elimination von P, Q, R mit Benutzung von (II) folgt

$$-\frac{1}{\mathfrak{B}_0} \frac{\partial \mathfrak{L}}{\partial t} = \frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x} + \frac{\partial^2}{\partial y \partial t} (b_2 X - b_1 Y) - \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} (b_1 Z - b_3 X)$$

und analoge Gleichungen für $\mathfrak{M}, \mathfrak{N}$. Daraus ist klar, dass $X, Y, Z, \mathfrak{L}, \mathfrak{M}, \mathfrak{N}$ mit $X, Y, Z, -L, -M, -N$ von Drude zusammenfallen, sodass wir in den gewonnenen Gleichungen das erste Tripel (53) von Drude haben. In unserer Theorie müssen ferner $Q, R, \mathfrak{L}, \mathfrak{M}, \mathfrak{N}$ an der Grenze zweier Medien continuirlich sein (vgl. § 2): infolge (III) stimmen auch diese Bedingungen mit den Gleichungen (58) von Drude.

Weiter berechnen wir aus den früheren Gleichungen (2), (6), (7)

$$4\pi u = -\mathfrak{B}_0 \left(\frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{N}}{\partial y} \right) \text{ etc.}$$

und nach (II)

$$\left(D + i \frac{2T}{k} \right) \frac{\partial X}{\partial t} = -\mathfrak{B}_0 \left(\frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{N}}{\partial y} \right) \text{ etc.}$$

oder anders

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_0} \left(D \frac{\partial X}{\partial t} + \frac{4\pi}{k} X \right) = - \left(\frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{N}}{\partial y} \right)$$

und analoge Gleichungen für Y und Z .

Da nun unsere $\mathfrak{R}_0$, D , $1/k$ von Drude mit $1/A$, ε und λ bezeichnet sind, so sind diese neuen drei Gleichungen mit dem zweiten Tripel (53) Drude's identisch.

Somit würden die beiden Theorien vollkommen übereinstimmen, falls b in den beiden dasselbe wäre. Nun ist dies gerade nicht der Fall, da b nach Drude reell, bei uns aber complex sein soll.

Erinnern wir uns nun, dass allgemein (vgl. Gleichung (14) und (49))

$$\mu = p \mathfrak{S} e^{-i\delta}, \quad D + i \frac{2T}{k} = F^2 e^{2i\sigma},$$

woraus nach (IV)

$$4\pi b = p \mathfrak{S} \cdot F^2 e^{i(2\sigma - \delta)}$$

abzuleiten ist, so schliessen wir, dass b nur dann einen reellen Werth darstellen kann, wenn

$$(V) \quad 2\sigma - \delta = 0 \text{ oder } 2\sigma - \delta = \pi, 2\pi, 3\pi \text{ etc.}$$

ist. Bekanntlich ist δ negativ (für Eisen); damit ist die Möglichkeit der ersten Gleichung (V) ausgeschlossen. Allerdings bildet die Theorie von Drude offenbar nur einen speciellen Fall der meinigen, weil sie eine willkürliche Beziehung zwischen δ und σ aufstellt. Natürlich kann eine solche wohl bestehen; wir müssen aber den Beobachtungen überlassen zu entscheiden, ob wirklich (V) für alle Metalle bestätigt wird. Für Eisen ist das sicher nicht der Fall. In der That haben wir für Eisen nach den Beobachtungen von Sissingh für D -Linie

$$\sigma = 51^\circ 52'$$

gefunden: nach (V) lässt sich daraus berechnen

$$\delta = -76^\circ 16' \text{ oder } -76^\circ 16' - \pi, \text{ etc.,}$$

was mit den von uns in der Tabelle 2 angeführten Zahlen von δ im vollkommenen Widerspruche steht. Für Ni und Co stehen uns keine Beobachtungen über den Werth von δ zur Verfügung; da σ für diese zwei Körper etwa 60° beträgt, so würde nach (V) δ etwa -80° folgen.

Aus einer privaten Quelle, und durch eine freundliche Mittheilung bin ich schon seit Februar davon benachrichtigt, dass in einem der physikalischen Institute Europas Untersuchungen über das Kerr'sche Phänomen bei Ni und Co angefangen worden sind. Es ergaben sich, als Resultat der Vorversuche, Werthe von δ , die viel weniger als 80° betragen, nämlich etwa -50° für Co und -30° für Ni.

Dadurch wird offenbar die Richtigkeit der Annahme (V) auch für Ni und Co widerlegt; *alle* Erklärungssysteme der magnetooptischen Erscheinungen, welche, wie dasselbe von Drude, nur eine einzige Constante einführen, stehen daher mit der Erfahrung nicht im Einklang.

Kasan, 27/15. Juli 1892.