

8. *Notiz, betreffend magneto-optische Erscheinungen; von E. Ketteler.*

Im Anschluss an die Untersuchungen von Airy, C. Neumann und v. Lommel habe ich 1882 für diejenigen Medien, welche die magnetische Drehung der Polarisationssebene zeigen, Bewegungsgleichungen aufgestellt¹⁾, welche im wesentlichen die folgende Form haben (p. 404):

$$(I) \quad \left\{ \begin{array}{l} m \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = e A_2 \xi + \sum b m' \xi' \\ m \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = e A_2 \eta + \sum b m' \eta' \\ m \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = e A_2 \zeta + \sum b m' \zeta' \end{array} \right.$$

$$(II) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} C + \frac{\partial^2 \xi'}{\partial t^2} = -f' \xi' - g' \frac{\partial \xi'}{\partial t} - f \frac{\partial \eta'}{\partial t} \\ \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} C + \frac{\partial^2 \eta'}{\partial t^2} = -f' \eta' - g' \frac{\partial \eta'}{\partial t} + f \frac{\partial \xi'}{\partial t} \\ \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} C + \frac{\partial^2 \zeta'}{\partial t^2} = -f' \zeta' - g' \frac{\partial \zeta'}{\partial t} \end{array} \right.$$

Sie gelten unter der Bedingung, dass die Z-Axe des Coordinatensystems der Richtung der magnetischen Kraftlinien parallel ist, und bedeutet darin f' eine der magnetischen Feldstärke proportionale Constante.

ξ, η, ζ sind die Schwingungscomponenten der Aethertheilchen, ξ', η', ζ' die der ponderablen Molecüle; m bez. e bedeuten die Dichtigkeit, bez. Elasticitätsconstante des Aethers, m' bez. $1/C$ die Dichtigkeit der Molecüle; f' bez. g' charakterisiren die die Schwingungen der letzteren erhaltende, bez. dämpfende Kraft, und b ist die Constante der Wechselwirkung zwischen Aether und Körpertheilchen. Die Summenzeichen endlich um-

1) E. Ketteler, Wied. Ann. 16. p. 86. 1882, sowie Theor. Optik, p. 386—408. Braunschweig 1885. Die folgenden Angaben beziehen sich auf Seiten und Formelnummern des Buches.

fassen die einzelnen heterogenen Molecularten, aus welchen das Medium besteht.

Vorstehende Gleichungen liefern für den Hauptfall, dass nämlich die durchgehenden Strahlen das Medium in der Richtung der Kraftlinien durchsetzen, Resultate, welche kürzlich insbesondere durch die schönen Untersuchungen der Herren Macaluso und Corbino¹⁾, sowie des Hrn. Becquerel²⁾ bis ins Einzelne hinein bestätigt sind.

Wir integrieren dieselben durch den, circular polarisirte Wellen voraussetzenden Ansatz (p. 389):

$$(III) \quad \left\{ \begin{array}{l} \xi = \mathfrak{U}_x e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \kappa_0 z} \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\nu_0 \kappa}{\lambda} \right) \right] \\ \xi' = \mathfrak{U}'_x e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \kappa_0 z} \cos \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\nu_0 \kappa}{\lambda} \right) - \Delta_x \right] \\ \eta = \mathfrak{U}_y e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \kappa_0 z} \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\nu_0 \kappa}{\lambda} \right) \right] \\ \eta' = \mathfrak{U}'_y e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \kappa_0 z} \sin \left[2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{\nu_0 \kappa}{\lambda} \right) - \Delta_y \right] \\ \zeta = 0, \quad \zeta' = 0, \end{array} \right.$$

unter $\mathfrak{U}, \mathfrak{U}'$ die Amplituden der Aether- und Körpertheilchen, und unter Δ die Phasenunterschiede zwischen beiden verstanden; ν_0, κ_0 sind der Refractions-, bez. Extinctionscoefficient für senkrechte Incidenz und λ die der Schwingungsdauer T entsprechende Wellenlänge im Weltäther.

Bei der Einführung dieser Ausdrücke in die vorstehenden Differentialgleichungen ergeben sich die Bedingungen (p. 392):

$$(11) \quad \Delta_x = \Delta_y, \quad \mathfrak{U}'_y = \pm \mathfrak{U}'_x, \quad \mathfrak{U}_y = \pm \mathfrak{U}_x$$

und weiterhin die Ausdrücke:

$$(19) \quad \left\{ \begin{array}{l} \nu_0^2 - \kappa_0^2 - 1 = \sum \frac{D \lambda^2 (\lambda^2 - \lambda_m^2 \pm f \lambda)}{(\lambda^2 - \lambda_m^2 \pm f \lambda)^2 + g^2 \lambda^2} \\ 2 \nu_0 \kappa_0 = \sum \frac{D g \lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_m^2 \pm f \lambda)^2 + g^2 \lambda^2} \cdot ^3) \end{array} \right.$$

1) Macaluso u. Corbino, *Compt. rend.* **127**, p. 548. 1898.

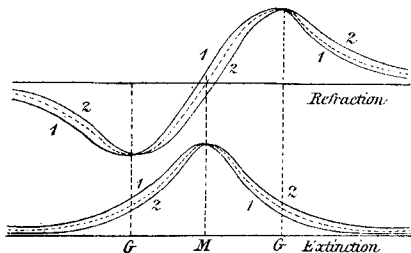
2) H. Becquerel, *Compt. rend.* **127**, p. 647. 1898.

3) Dieselben sind kürzlich in *identischer* Form von Hrn. W. Voigt aus den (entsprechend erweiterten) Hertz'schen Gleichungen abgeleitet worden; *Wied. Ann.* **67**, p. 349. 1899, Formeln (16) und (17).

Darin heisse D die Dispersionsconstante, g die Reibungsconstante, λ_m die Wellenlänge des Maximums der Absorption und f die (der früheren Constanten f' und daher) der magnetischen Feldstärke proportionale Rotationsconstante.

Das doppelte Vorzeichen endlich von $f\lambda$ entspricht den rechts- bez. linkscircularen Wellen, in welche die einfallenden linear polarisirten Wellen zerfallen. Beiden Wellensystemen ordnen sich sonach verschieden grosse Werthe des Refractions- und Extinctionscoefficienten zu, welche fortan als ν_0' , κ_0' bez. ν_0'' , κ_0'' unterschieden werden sollen.

Beistehende Figur, die bereits ebenfalls 1882 entworfen worden ist (p. 396), veranschaulicht im allgemeinen den Verlauf der Refraction wie den der Extinction, beide als Functionen der Wellenlänge dargestellt. Zugleich steht die Differenz der Ordinaten 1 und 2 der Refractionscurve in sehr naher Beziehung zum entsprechenden Drehungswinkel ω der Polarisationsebene, während die mittlere punktirte Curve die Dispersionsverhältnisse des Mediums bei verschwindender Feldstärke ($f=0$) giebt.



Für das Folgende mag es genügen, unter Beschränkung auf eine einzige Molecülart die Summenzeichen fortzulassen und die klein gedachte Grösse κ_0^2 , sowie ebenso auch f^2 zu vernachlässigen. Man erhält alsdann aus dem ersten der Ausdrücke (19) durch Subtraction:

$$\nu_0'^2 - \nu_0''^2 = - \frac{2 f D \lambda^3 (\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 - g^2 \lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2 \lambda^2 (\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2 \lambda^2},$$

von welchen rechtsstehenden Factoren der erstere nahezu dem mittleren Extinctionscoefficienten proportional ist (p. 396).

Differentiirt man andererseits denselben Ausdruck für $f=0$ in Beziehung auf λ , so kommt:

$$2 \nu_0 \frac{d \nu_0}{d \lambda} = - \frac{2 D \lambda (\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 \lambda_m^2 - g^2 \lambda^4}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2 \lambda^2 (\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2 \lambda^2}.$$

In geringer Entfernung vom Absorptionsmaximum gilt sonach sehr nahe die Beziehung:

$$\nu_0' - \nu_0'' = f 2 \nu_0 \frac{d\nu_0}{d\lambda} = 2 \nu_0 (\nu_0' - \nu_0''),$$

sodass folgt:

$$\nu_0' - \nu_0'' = f \frac{d\nu_0}{d\lambda},$$

oder:

$$\omega = \frac{\pi}{\lambda} (\nu_0' - \nu_0'') l = \frac{\pi}{\lambda} f l \frac{d\nu_0}{d\lambda},$$

unter l die Dicke der vom Licht durchstrahlten Schicht verstanden.

Dieser letztere Satz ist nun durch die Versuche des Hrn. Becquerel bestätigt worden, während andererseits die Herren Macaluso und Corbino — in Uebereinstimmung mit vorstehender Figur — nachdrücklich hervorheben, dass der Drehungswinkel ω zu beiden Seiten des Absorptionsstreifens das gleiche Vorzeichen hat.

Ob die Differentialgleichungen (I) und (II) auch auf den zweiten Hauptfall, dass nämlich die Lichtstrahlen, unter einem Azimuth von 45° zu den Kraftlinien polarisirt, das Medium senkrecht zu denselben durchlaufen, mit Erfolg angewandt werden können, soll hier nicht näher untersucht werden. Die Bedeutung dieses Falles, welcher ja erst durch die Beobachtungen Zeeman's ein so grosses Aufsehen erregte, konnte natürlich früher gar nicht geahnt werden.

Ueberhaupt kann es selbstverständlich nicht meine Absicht sein, mit den Hertz'schen Gleichungen concurriren zu wollen. Es ist freilich für den Urheber eines Systemes, wenn dasselbe nahezu abgeschlossen und seine Verwendbarkeit für einen grossen Erscheinungsbereich eben erwiesen ist, ein in gewissem Sinne schmerzliches Gefühl, dasselbe so bald schon durch ein neues, noch umfassenderes System abgelöst und verdrängt zu sehen. Hier sollte nur ganz kurz auf ältere Bestrebungen und Erfolge verwiesen werden.

Münster i. W., im Februar 1899.

(Eingegangen 13. März 1899.)