Das Dynamiden-System

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1857

Das Farbenzerstreuungs-Vermögen

urn:nbn:de:bsz:31-266496

Man sieht, dass die Zahlen der Rechnung mit den Zahlen der Beobachtung beinahe identisch sind. Wir dürfen also wohl sagen, dass unsere Theorie mit den Thatsachen gut harmonirt.

DAS FARBENZERSTREUUNGS-VERMÖGEN.

Das Farbenzerstreuungsvermögen einer Substanz kann durch den Winkel gemessen werden, welchen die den dunkeln Linien B und H entsprechenden Strahlen zusammen bilden.

Nennen wir l_1 $\varkappa_1$ und l_2 $\varkappa_2$ die den Strahlen B und H entsprechenden Wellenlängen und Brechungsverhältnisse, so ist vermöge der Gleichung (50):

$$\frac{1}{\varkappa_1^2} = a_0 + a_1 l_1^2 + \frac{a_2}{l_1^2}$$

$$\frac{1}{\varkappa_2^2} = a_0 + a_1 l_2^2 + \frac{a_2}{l_2^2}$$

oder:

$$\frac{1}{\varkappa_1} = a_0^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{a_1}{a_0} l_1^2 + \frac{a_2}{a_0} \frac{1}{l_1^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\frac{1}{\varkappa_2} = a_0^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{a_1}{a_0} l_2^2 + \frac{a_2}{a_0} \frac{1}{l_2^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Nennt man α den Winkel des einfallenden Strahles mit dem Einfallsloth, α_1 α_2 die Winkel, welche die Strahlen B und H mit dem Einfallsloth bilden, so ist:

$$\frac{1}{\varkappa_1} = \frac{\sin.\alpha_1}{\sin.\alpha}$$

$$\frac{1}{\varkappa_2} = \frac{\sin.\alpha_2}{\sin.\alpha}$$

$$\frac{\sin.\alpha_1}{\sin.\alpha} = a_0^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{a_1}{a_0} l_1^2 + \frac{a_2}{a_0} \frac{1}{l_1^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\frac{\sin.\alpha_2}{\sin.\alpha} = a_0^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{a_1}{a_0} l_1^2 + \frac{a_2}{a_0} \frac{1}{l_1^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Allein der Betrag der Glieder, welche in den Klammern auf die Einheit folgen, ist gegen die Einheit ungemein klein; man kann daher diese Ausdrücke vermittelst der Binomialformel entwickeln und die auf das zweite Glied folgenden Glieder vernachlässigen. Dann findet man:

$$\frac{\sin. \alpha_1 - \sin. \alpha_2}{\sin. \alpha} = a_0^{\frac{1}{2}} \left[\frac{1}{2} \frac{a_1}{a_0} (l_1^2 - l_2^2) + \frac{1}{2} \frac{a_2}{a_0} \left(\frac{1}{l_1^2} - \frac{1}{l_2^2} \right) \right]$$

Diesen Ausdruck kann man als das Maass des Farbenzerstreuungsvermögens gelten lassen.

Dieser Ausdruck bestimmt nun wiederum einen wesentlichen Unterschied zwischen der Lichttheorie von *Cauchy* und der hier entwickelten. Vermöge der Ausdrücke (49) und (52) ist:

$$\frac{a_1}{a_0} = \frac{1}{(2\pi)^2 \mathfrak{G}^2} A_0 = \frac{\frac{1}{2}(\mathfrak{A} + \varepsilon)}{(2\pi)^2 \mathfrak{G}^2} = \frac{1}{2} \frac{1}{(2\pi)^2 \mathfrak{G}^2} \left\{ \varepsilon + S\, m_1 \left[\frac{G(r)}{r} + \frac{1}{r} \frac{d\left(\frac{1}{r} G(r)\right)}{d\,r} \varDelta x^2 \right] \right\}$$

$$\frac{a_2}{a_0} = (2\pi)^2 \mathfrak{G}^2 \frac{A_4}{A_2^2} = (2\pi)^2 \mathfrak{G}^2 \frac{\frac{1}{2} S \frac{\mu_1}{r} \left[J(r) + \frac{d\left(\frac{1}{r} J(r)\right)}{d\,r} \varDelta y^2 \right] \frac{\varDelta x^4}{1.2.3.4}}{\frac{1}{4} \left\{ S \frac{\mu_1}{r} \left[J(r) + \frac{d\left(\frac{1}{r} J(r)\right)}{d\,r} \varDelta y^2 \right] \frac{\varDelta x^2}{1.2} \right\}^2}$$

Für die Theorie von *Cauchy*, welche die Wechselwirkung zwischen den Aether- und Körperatomen nicht berücksichtigt, ist ε und $G(r)$ gleich Null zu setzen, ist daher das mit $\frac{a_1}{a_0}$ multiplizirte Glied ganz wegzulassen, und ist demnach das Farbenzerstreuungsvermögen $\frac{\sin. \alpha_1 - \sin. \alpha_2}{\sin. \alpha}$ von der Natur der Körperatome des brechenden Mediums ganz unabhängig, d. h. *Cauchy's* Theorie gibt für alle Medien einerlei Farbenzerstreuungsvermögen, was der Thatsache grob widerspricht.

Bei unserer Theorie dagegen ist ε und $G(r)$ nicht gleich Null, sondern es hat der Quotient $\frac{a_1}{a_0}$ für jedes besondere brechende Medium einen individuellen Werth, richtet sich also das Farbenzerstreuungsvermögen nach der Natur der brechenden Substanz, wie es die Thatsachen fordern.
