Das Dynamiden-System

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1857

Die Dispersion des Lichtes

urn:nbn:de:bsz:31-266496

Aenderung der Farbe ein. Es muss also die Farbe durch diejenige Grösse bestimmt werden, welche bei dem Uebergang eines Strahles constant bleibt. Nach der von *Cauchy* entwickelten Theorie der Brechung ändert sich bei dem Uebergang eines Strahles die Wellenlänge, bleibt dagegen die Schwingungszeit constant; wir müssen also schliessen, dass die Farbe durch die Schwingungszeit und nicht durch die Wellenlänge bestimmt wird.

Es ist für einen Strahl von bestimmter Farbe in einem bestimmten Medium

$$v = \frac{\lambda \vartheta}{2 \pi}$$

Für einen Strahl von anderer Farbe in einem andern Medium

$$v_1 = \frac{\lambda_1 \vartheta_1}{2 \pi}$$

Demnach :

$$\frac{v}{v_1} = \frac{\lambda \vartheta}{\lambda_1 \vartheta_1}$$

Für einen Strahl von bestimmter Farbe in zwei verschiedenen Medien ist aber $\vartheta = \vartheta_1$, demnach :

$$\frac{v}{v_1} = \frac{\lambda}{\lambda_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (44)$$

d. h. die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des Lichtes von bestimmter Farbe in zwei verschiedenen Medien verhalten sich wie die Wellenlängen in den zwei Medien. Allein das Verhältniss der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten ist gleich dem Brechungsverhältniss. Bezeichnet man dieses mit $\varkappa$, so hat man :

$$\varkappa = \frac{v}{v_1} = \frac{\lambda}{\lambda_1}$$

und hieraus folgt :

$$\lambda_1 = \frac{\lambda}{\varkappa} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (45)$$

d. h. wenn ein Strahl von einer bestimmten Farbe aus einem Medium $(\lambda\, v)$ in ein Medium $(\lambda_1\, v_1)$ übergeht, findet man die Wellenlänge λ_1 in dem zweiten Medium, wenn man die Wellenlänge λ im ersten Medium durch das Brechungsverhältniss $\varkappa$ dividirt.

DIE DISPERSION DES LICHTES.

Ein in der Axe $O\,x$ liegender von O um α entfernter Punkt regt eine Elementarwelle an, deren Wellenlänge $\lambda = \frac{2\pi}{\alpha}$ ist und welcher eine Schwingungszeit ϑ entspricht. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Welle ist :

$$v = \frac{\frac{2\pi}{\alpha}}{\frac{2\pi}{\vartheta}} = \frac{\vartheta}{\alpha}$$

Zwischen ϑ und α besteht aber die Beziehung (42). Eliminirt man aus derselben ϑ, indem man dafür den Werth $\vartheta = \alpha v$ setzt, so folgt aus dieser Beziehung:

$$v^2 = \frac{A_0}{\alpha^2} + A_2 + A_4 \alpha^2 \quad \dots\dots\dots\dots \quad (46)$$

Dies ist also die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elementarwelle, welche der von 0 um α entfernte Punkt anregt, und diese hängt von α ab. Allein die totale Bewegung besteht aus allen Wellen, welche sämmtliche Punkte des Mediums anregen; man erhält also die Totalität der Wellen, welche längs der positiven Richtung der Axe $0x$ fortlaufen, wenn man für α alle Werthe von 0 bis ∞ setzt. Allein vermöge der Beziehung (46) hat jede Elementarwelle dieses Wellensystems eine andere Wellenlänge, eine andere Schwingungszeit, mithin eine andere Farbe, und auch eine andere Fortpflanzungsgeschwindigkeit, vorausgesetzt, dass die Coeffizienten $A_0 A_4$ von Null verschieden sind.

Nach den physikalischen Thatsachen muss man annehmen, dass weisses Licht zum Vorschein kommt, wenn alle farbigen Strahlen zusammenfallen, also alle gleiche Fortpflanzungsgeschwindigkeit haben. Nach den Thatsachen der Physik muss man ferner annehmen, dass sich im leeren Raum weisses Licht unzerlegt fortpflanzt, und dass selbst in der Luft kaum farbige Wirkungen auftreten, wir müssen daher schliessen, dass für den leeren Raum, so wie auch für Luft A_0 und A_4 entweder ganz genau Null, oder doch verschwindend klein sind. Für den leeren Raum ist aber wirklich nach unserer Theorie A_0 absolut gleich Null, denn im leeren Raum gibt es keine Körperatome, sondern nur Aetheratome. A_4 ist aber nicht absolut Null, wohl aber ungemein klein, wie eine Vergleichung der Ausdrücke (41) und (42) zeigt. Unsere Theorie ist also hier mit den Thatsachen in guter Uebereinstimmung, und wir können daher annehmen, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten im leeren Raum und auch in der Luft für alle Farben einerlei Werth haben. Nennen wir nun $\mathfrak{C}$ diese Fortpflanzungsgeschwindigkeit, l die Wellenlänge einer gewissen Farbe in der Luft oder im leeren Raum, $\varkappa$ das Brechungsverhältniss, das dem Uebergang des Strahles aus Luft in ein brechendes Medium entspricht, so ist vermöge (44) und (45):

$$\frac{v}{\mathfrak{C}} = \frac{\lambda}{l} = \frac{1}{\varkappa}$$

Wir erhalten demnach vermöge (46) und mit Berücksichtigung, dass $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$ ist:

$$\frac{\mathfrak{C}^2}{\varkappa^2} = \frac{A_0}{(2\pi)^2}\frac{l^2}{\varkappa^2} + A_2 + A_4 (2\pi)^2 \frac{\varkappa^2}{l^2}$$

Aus dieser Gleichung folgt:

$$\frac{1}{\varkappa^4} - \frac{A_2}{\mathfrak{G}^2 - \frac{A_0}{(2\pi)^2}\, l^2} \frac{1}{\varkappa^2} = \frac{A_4 (2\pi)^2}{l^2 \left[\mathfrak{G}^2 - \frac{A_0}{(2\pi)^2}\, l^2\right]}$$

und hieraus ergibt sich :

$$\frac{1}{\varkappa^2} = \frac{1}{2} \frac{A_2}{\mathfrak{G}^2 - \frac{A_0}{(2\pi)^2}\, l^2} \left[1 + \sqrt{1 + 4 \frac{A_4 (2\pi)^2}{A_2^2 l^2} \left(\mathfrak{G}^2 - \frac{A_0}{(2\pi)^2}\, l^2\right)}\right] \quad . \quad . \quad . \quad (47)$$

Allein da die Brechungsquotienten der verschiedenen Strahlen so wenig verschieden sind, so muss man annehmen, dass sowohl $\frac{A_0}{(2\pi)}\, l^2$, als auch $\frac{A_4 (2\pi)^2}{l^2}$ im Verhältniss zu A_2 sehr kleine Grössen sind; es ist daher erlaubt, die Wurzelgrösse annähernd zu berechnen, und dann findet man :

$$\frac{1}{\varkappa^2} = \frac{A_2}{\mathfrak{G}^2 - \frac{A_0}{(2\pi)^2}\, l^2} + \frac{A_4}{A_2} \frac{(2\pi)^2}{l^2}$$

oder auch weil überhaupt $\varkappa$ mit l nur wenig veränderlich ist, also $\frac{A_0}{(2\pi)^2}\, l^2$ gegen $\mathfrak{G}^2$ klein sein muss, also annähernd

$$\frac{1}{\mathfrak{G}^2 - \frac{A_0}{(2\pi)^2}\, l^2} = \frac{1}{\mathfrak{G}^2} + \frac{A_0\, l^2}{(2\pi)^2\, \mathfrak{G}^4}$$

gesetzt werden darf :

$$\frac{1}{\varkappa^2} = \frac{A_2}{\mathfrak{G}^2} + \frac{A_0 A_2}{(2\pi)^2 \mathfrak{G}^4}\, l^2 + \frac{A_4}{A_2} \frac{(2\pi)^2}{l^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (48)$$

so ist, wenn wir zur Abkürzung

$$\left.\begin{aligned} a_0 &= \frac{A_2}{\mathfrak{G}^2} \\ a_1 &= \frac{A_0 A_2}{(2\pi)^2 \mathfrak{G}^4} \\ a_2 &= \frac{A_4}{A_2} (2\pi)^2 \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (49)$$

setzen :

$$\frac{1}{\varkappa^2} = a_0 + a_1 l^2 + \frac{a_2}{l^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (50)$$

Diese Gleichung gibt die Brechungsverhältnisse verschiedenfarbiger Strahlen und sagt aus, dass in allen Medien Farbenzerstreuungen eintreten, in welchen a_1 und a_2 oder A_0 und A_4 nicht gleich Null sind, bestimmt also, wenn sie richtig ist, die Dispersion des Lichtes. Wir werden diese Formel später einer möglichst strengen Prüfung mit Thatsachen unterwerfen, zunächst wollen wir aber noch einige die Dispersion betreffende Verhältnisse berühren.