Ms 5097/21

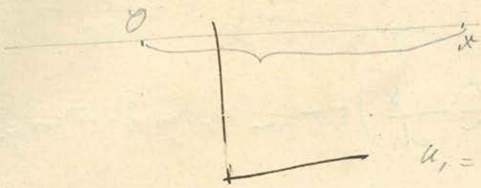
II.

# Optik.

1.

Zu einer geraden Linie von gleichpolarisirtem Licht

1tens die Polarisationsebene bei den Strahlen dieselbe, die Richtung der Verrückung also dann in beiden dieselbe — und nach dem [illegible] der Linex: kleiner Bewegungen. —



Die Verrückung von x wenn nur ~~der~~ der erste Strahl da wäre ist:

$$u_1 = a_1 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta_1\right) 2\pi$$

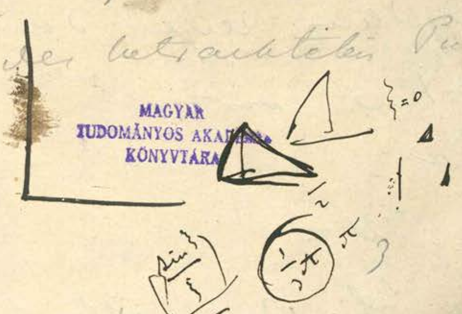
Die Verrückung desselben Aethertheilchens zur selben Zeit wenn nur der 2te Strahl da wäre ist

$$u_2 = a_2 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta_2\right) 2\pi$$

Die wirkliche Verrückung u des betrachteten Punktes zur Zeit t ist dann

$$u = u_1 + u_2.$$





Damit die Aufgabe gelöst. — Ich will noch beweisen dass diese Summe sich schreiben lässt

$$u = a \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta\right) 2\pi \qquad (1)$$

wenn a und δ passend bestimmt werden.

habe ich das bewiesen, so habe ich bewiesen
dass sich beide Strahlen wieder zusammensetzen
zu einem homogen gleich pol. Strahl. –
In welchem nur $a$ und $\delta$ verschieden sind. –
Ich schreibe um dies beweisen zu können (1) und
(3) in folgender Form:

$$(4)\begin{cases} u_1 = a_1 \cos\delta_1 2\pi \cdot \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) 2\pi + a_1 \sin\delta_1 2\pi \cos\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) \\ u_2 = a_2 \quad\quad + a_2 \quad \ldots \end{cases}$$

Auch $u$ transformiere ich auf diese Weise, und dann zeigen dass $u$ wirklich gleich ist der Summe von $u_1$ –

$u =$

Die Gl. (3) soll bestehen für alle Werte von $x$ und $t$, wenn

Dafür haben wir zwei Bedingungen

$$(5)\begin{cases} a\cos\delta 2\pi = a_1\cos\delta_1 2\pi + a_2\cos\delta_2 2\pi \\ a\sin\delta 2\pi = a_1\sin\delta_1 2\pi + a_2\sin\delta_2 2\pi \end{cases}$$

hieraus ist $a$ und $\delta$ zu bestimmen dann $f$ die Glchg des resultirenden Strahles sei. – Hauptsächlich interessant ist die Intensität des resultirenden Strahles, also $a^2$. –

Aus (5)

$$(6) \quad a^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\delta_1 - \delta_2) 2\pi$$

Dies ist die Intensität des resultirenden Strahles, sie hängt ab von $a_1$ und $a_2$ ab auch wesentlich von dem Phasenunterschied oder dem Gangunterschied oder der Verzögerung. – Wir betrachten einige Fälle von besonderem Interesse. – Es sei

$$\delta_2 - \delta_1 = 0$$

dann wird

$$a^2 = (a_1 + a_2)^2$$

wenn ferner $a_1 = a_2$ ist so ist

$$a^2 = 4a_1^2$$

Also die Intensität 4 mal so

\+ Setzen wir

$$\delta_2 - \delta_1 = \frac{1}{2}$$

Der Phasenunterschied wird dann $\pi$

der Gangunterschied $\frac{\lambda}{2}$ und die Verzög. $\frac{T}{2}$

Dann erhalten wir

$$a^2 = (a_1 - a_2)^2$$

$$a^2 = 0$$

— Wenn $\delta_2 - \delta_1 = \frac{1}{4}$, oder $\frac{3}{4}$

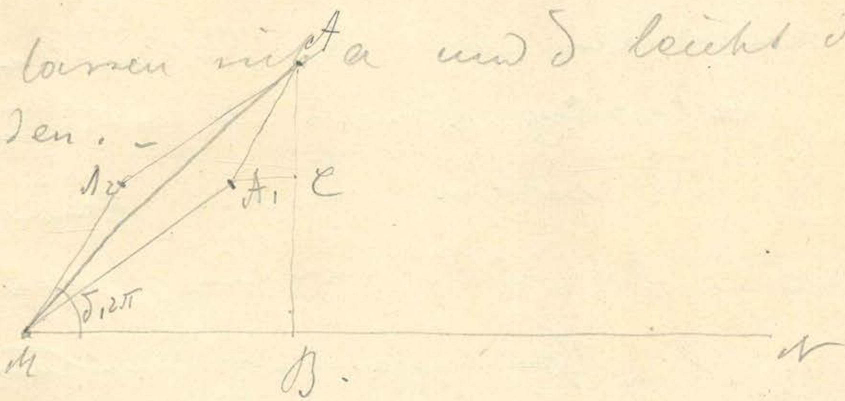
Phasen Verz. $\frac{1}{4}T$ $\frac{3}{4}T$

Gang. $\frac{1}{4}$ oder $\frac{3}{4}$ $\lambda$'s

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2$$

Nur in diesen Fällen ist die Intensum. gleich

der Summe der Intensitäten beider. —
Die 2 Strahlen setzen sich zu einem Zusammen
zu einem Strahl derselben ... —
Die Eigenschaft der Lichtstrahlen sich je nach
ihrem Phasen unterschiede zusammen zu setzen
nennt man Interferenz — zwei Lichtstrahlen
interferiren, wenn sie je nach ihrem
Phasenunterschiede, einen weniger oder mehr
intensiven resultirenden Strahl geben. —
Es lassen sich $a$ und $\delta$ leicht durch Construction
finden. —




$MA_1 = a_1$ $\qquad$ $MA_2 = a_2$

MA die Diagonale ist die Amplitude
des resultirenden Lichtstrahles, und den Winkel
welchen er mit MN bildet ist $\delta 2\pi$. —
Diese Construction drückt genau dasselbe aus
wie die Gleichung (6) — dies will ich zeigen.

Ich ziehe A B, AB' und A, C.

$$(5)\left\{\begin{aligned} CB + AC &= AB = a \sin\delta 2\pi = a_1 \sin\delta_1 2\pi + a_2 \sin\delta_2 2\pi \\ &= MB = a \cos\delta 2\pi = a_1 \cos\delta_1 2\pi + a_2 \cos\delta_2 2\pi, \end{aligned}\right.$$

Es ist das dieselbe Construction wie die des Parallelogramms der Kräfte — Phasen die Winkel der Kraftrichtungen — Amplituden die Grössen der Kräfte. —

Wie man nach dem Satz des Parallelogramms der Kräfte beliebig viele Kräfte zusammensetzt, so wird man hier eine beliebige Anzahl von gleichfarbigen und gleichpolarisirten Strahlen zu einem zusammensetzen können.

Die Verrückung eines Punktes welcher um x von O absteht sei

$$u_1 = a_1 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta_1\right) 2\pi$$

$$u_2 = a_2 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta_2\right) 2\pi$$

$$u_3 = a_3 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta_3\right)2\pi$$

Die Zahl der L. Strahlen bleibe unbest.
Die Teilstrahlen dieselbe ~~...~~ Palarin
eben also die veränderlichen dieselben
Bei

$$u = u_1 + u_2 + u_3 \quad - - - - - (6,$$

dies $u$

$$u = a \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta\right)2\pi \quad (7,$$

wenn $a$ und $\delta$ passend bestimmt werden
Um das zu sehen Verfahren wie früher

$$\left.\begin{aligned} a\cos\delta 2\pi &= \sum a_1\cos\delta_1 2\pi \\ a\sin\delta 2\pi &= \sum a_1\sin\delta_1 2\pi \end{aligned}\right\} \quad (8,$$

Diese gehen in die vorher betrachteten über
wenn wir annehmen dass die Zahl der

Strahlen = 2 ist. –

$$a^2 = \left(\sum a_1 \cos \delta_1 2\pi\right)^2 + \left(\sum a_1 \sin \delta_1 2\pi\right)^2$$

Mit Hülfe des Satz. vom Parallelogramm der Kräfte kann man Kräfte zerlegen – nach dem hier gefundenen ähnlichen Satze, wird man einen Lichtstrahl in Componenten zerlegen können, und wo dann $\delta_1$ und $\delta_2$ beliebige Werthe haben.

## § 4

Die Polarisationsebenen senkrecht.

Die Gleichung der Bewegung für den ersten Strahl sei:

$$u_1 = a_1 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta_1\right) 2\pi \qquad (1)$$

für den zweiten sei $\underline{v_2}$, ich will da schon durch die Bezeichnung andeuten, dass die Richtungen nicht dieselben sind.

$$v_2 = b_2 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta_2\right) 2\pi \qquad (2)$$

Für den resultirenden Strahl will ich die Coord. des betrachteten Theilchens zur Zeit $t$ nennen $u$ und $v$. — Die Richtung von $u$ sei die von $u_1$, und die Richtung von $v$ sei die von $v_2$ nach dem Princip der Coex. kleiner Bew. ist dann:

$$u = u_1 \qquad v = v_1$$

Also sind (2) und (1) die Glen

$u =$ (1)

$v =$ (2)

Dies sind die Gleichungen der Bewegung. — Von besonderem Interesse ist die Gleichung der Bahn — eliminieren wir aus 1 und 2 $t$ so bekommen wir die Gl. der Bahn in rechtw. Coordinaten $u$ und $v$ deren Anfangspunkt die Gleichgewichtslage von dem Aetheratheilchen ist. –

Bei der Elimination fällt auch x heraus, was zu dem wichtigen Schlusse führt, dass die Bahn aller Aethertheilchen eines Strahls dieselbe ist. –

---

3) $\frac{u}{a_1} = \cos\delta_1 2\pi \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)2\pi + \sin\delta_1 \cos\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)2\pi$

4) $\frac{v}{b_2} = \cos\delta_2 2\pi$ ——— $+ \sin\delta_2 2\pi$ "

3) mit $\sin\delta_2 2\pi$  4) mit $-\sin\delta_1 2\pi$

multipl. und addirt bekomme ich:

(5) $\frac{u}{a_1}\sin\delta_2 2\pi - \frac{v}{b^2}\sin\delta_1 2\pi = \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)2\pi \cdot \sin(\delta_2 - \delta_1)2\pi$

ebenso (3) mit $\cos\delta_2 2\pi$ 4 mit $-\cos\delta_1 2\pi$ multip.

$\frac{u}{a_1}\cos\delta_2 2\pi - \frac{v}{b^2}\cos\delta_1 2\pi = -\cos\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right)2\pi \cdot \sin(\delta_2 - \delta_1)2\pi$

Quadrirt und addirt:

$$\frac{u^2}{a_1^2} + \frac{v^2}{b_2^2} - 2\frac{uv}{a_1 b_2}\cos(\delta_2-\delta_1)2\pi = \sin^2(\delta_2-\delta_1)2\pi$$



---

ist die Gl. der Bahn.
Die Gl. ist vom 2ten Grade, die Bahn ist also ein Kegelschnitt, da aber die [illegible] nicht ∞ werden kann, also in sich zurückkehren muss so muss diese Bahn eine Ellypse sein. –
Einen solchen Lichtstrahl nennt man einen einen elliptisch Polarisirten, während der bisher betrachtete Strahl ein geradlinig polarisirter Lichtstrahl war. –
2 senkrecht polarisirte Lichtstrahlen setzen sich also zu einem Elliptisch polarisirten zusammen. –
Ich definirte bisher die Int. eines einen geradlinigen Strahl – ich muss diese Definition so verallgemeinern dass:

Auch für einen ellipt. pol. gilt. —
Ich definiere Intens. als eine Grösse welch[e] propor. ist mit der <u>mittleren lebendigen</u> Kraft des betreffenden Lichtstrahles.
Dies ist erfüllt dann für den bels. Fall in der Def. für geradlin. pol.

$$u_1 = a_1 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta_1\right) 2\pi$$

Die Geschw. zur Zeit $t$ ist

$$\frac{du_1}{dt}$$

Die lebendige Kraft ist

$$\frac{1}{2} m^a \left(\frac{du_1}{dt}\right)^2$$

$\left(\frac{du_1}{dt}\right)^2$ ändert sich fortwährend mit der Zeit.
Die mittlere lebendige Kraft ist also

$$\frac{1}{T}\int_0^T \left(\frac{du_1}{dt}\right)^2 dt$$

Mit dieser ist die lebendige Kr. proportional; also ist die Intensität $J_1$ des ersten Strahles

$$J_1 = \frac{C}{T}\int_0^T \left(\frac{du_1}{dt}\right)^2 dt \qquad (8)$$

$\left(\frac{du_1}{dt}\right)^2$ enthält den Factor $a_1^2$.

Jedenfalls ist

$J_1 = a_1^2$. Const. von $t$ unabhängig.

Ich kann diese Constante $=$

$J_1 = a_1^2$ wird.

Diese Definition ist anwendbar auch für einen elliptischen oder polarisierten Wirklich [illegible]. –

Das Quadrat der Geschw. ist in diesem Falle $\left(\frac{du}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dt}\right)^2$

wir hatten $u = u_1$ und $v = v_2$ also ist

$$\frac{C}{T}\int_0^T \left(\left(\frac{du_1}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dv_2}{dt}\right)^2\right) dt = J$$

Ich denke jetzt die Parenthese aufgelöst, dann habe ich 2 Glieder.

Es ist dann

$$J = J_1 + J_2 \qquad (9)$$

Wenn die beiden komponierenden Strahlen senkrecht polarisiert sind, so hat der resultierende Strahl immer dieselbe Int., welche auch die Verzögerung sei. Man spricht diesen Satz auch so aus, dass man sagt, zwei senkrecht polarisierte Strahlen interferieren nicht. —

§ Vorlesung.

Es ist die Gleichung der Bahn:

$$(1) \qquad \frac{u^2}{a_1^2}+\frac{v^2}{b_2^2}-2\frac{uv}{a_1 b_2}\cos(\delta_1-\delta_2)2\pi=\sin^2(\delta_1-\delta_2)2\pi$$

Diese Ellypse kann sich in einen Kreis oder in eine gerade Linie verwandeln — im ersten Falle ist der Strahl kreisförmig im 2 ten Falle geradlinig Polarisirt. —

Soll der Strahl circular polarisirt sein so muss

$$a_1=b_2$$

ferner ~~$\delta_1-\delta_2$~~ muss der Phasenunterschied $\frac{\pi}{2}$ oder $\frac{3}{2}\pi$ sein.

$$\delta_1-\delta_2=\frac{1}{4} \text{ oder } \frac{3}{4} \text{ sein}$$

~~als ... P.~~

dann wird

$$(2) \qquad u^2+v^2=a_1^2$$

sein also die Bahn wird ein Kreis sein, dessen Radius die Amplitude eines der Strahlen ist. Um Schlüsse ziehen zu können über die Bewegung der Theilchen in seiner Bahn — benütze ich die Ausdrücke , worin $a_1=b_1$ gesetz

Im 1ten Falle muss ich an d nicht d sondern

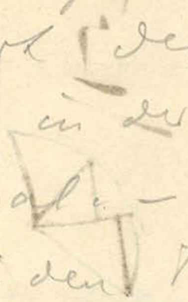
180 − d antragen — der so gewonnene Punkt

ist der Ort des Theilchens. — Das Theilchen

bewegt sich in der Richtung → und um

proportional. — Die Zeit eines Umlaufs

ist in beiden Fällen = T. —



Der einzige Unterschied zwischen den

beiden Fällen ist die das im einen Fall

das Theilchen nach einer, in dem andern

Falle nach der anderen Richtung sich

bewegt. — Man unterscheidet demnach

rechts und links circular polari-

sirte Strahlen. —

Der zweite spec. Fall ist die wenn die beid.

in einer geraden Geschicht... Soll eine

// in eine Gl. ersten Grades verwandeln

muss auf beiden Seiten derselben ein

vollständiges Quadrat sein. — Dies errei-

chen wir indem wir oder

$$\overset{1}{\delta_1 - \delta_2 = 0} \qquad \overset{2}{\delta_1 - \delta_2 = \frac{1}{2}}$$

sehen

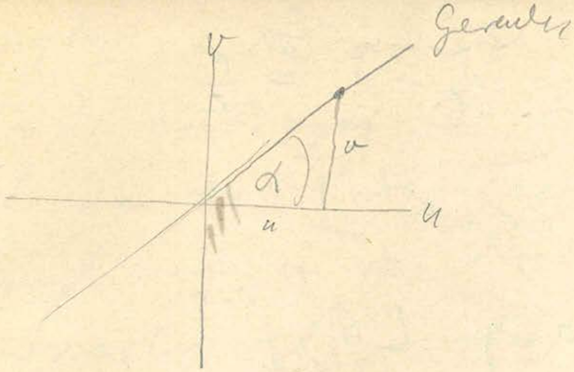
Im ersten Fall ist (1)

$$\left.\begin{aligned} \frac{u}{a_1} - \frac{v}{b_2} = 0 \qquad (6) \\ \frac{u}{a_1} + \frac{v}{b_2} = 0 \qquad (7) \end{aligned}\right\}$$

In jedem Fall ist die Bahn eine Gerade welche durch den Coord. Anfangspunkt also durch die Gleichgewichtslage des Theilchens geht. —

Wir brauchen nur eine Gl. zu discutieren (6) findet statt wenn der Phasenunterschied $= 0$ ist. — Von besonderem Interesse ist die Richtung der Polarisationsebene, d. i. die Richtung der Geraden. —

Richtung senkrecht auf Richtung des Strahles.




Es nun von der

Pa

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v}{u}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{b_2}{a_1}$$

Also ist die Tangente welche die Pol. Ebene des result. Bildes mit der ~~Eben~~ Pol. Ebene des ersten Strahles ist gleich dem Verhältnisse der Amplituden der Componierenden. —

Nach jenem Satze dass zwei senkrecht polarisirte ~~[illegible]~~ Strahlen nicht interferiren folgt die Amplitude c des resultirenden Strahles:

$$c^2 = a_1^2 + b_2^2$$

Wir gelangen übrigens zu demselben Resultat auch mit Benützung der Gleichungen

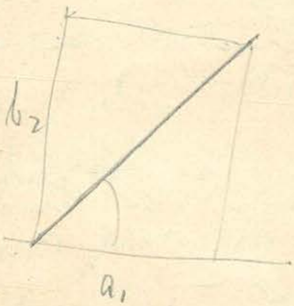
$$u = a_1 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta_1\right) 2\pi$$

$$v = b_2 \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta_1\right) 2\pi$$

$$w = \sqrt{a_1^2 + b_2^2}\, \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta_1\right) 2\pi$$

Diese Gleichung giebt uns die Amplitude und zugleich dass die Phase des resultirenden Strahles dieselbe ist, als die der beiden componirenden. – (Richtung

Amplitude und Phase ~~[illegible]~~ der beiden Strahlen in dem Falle wenn sie denselben Polarisirt, dieselbe Phase haben, werden uns durch construction ähnlich der Parallelogramm der Kräfte. –




Richtung.

Wie man eine gegebene Kr. in zwei zerlegen können — so wird man einen gegebenen geradlinig polarisirten Strahl zerlegen können in zwei Strahlen deren Polarisationsebenen aufeinander senkrecht stehen und durch den Strahl gehen. – Wir finden dann die Amplituden dass

$a_1 = c \cos\alpha$

$b_2 = c \sin\alpha$.

eine solche Zerlegung spielt in der Optik eine sehr wichtige Rolle. —

Die beiden Componenten haben mit einander und mit dem resultirenden Strahl keinen Phasenunterschied. —

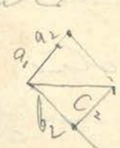
§

Wir stellten uns die allgemeine Aufgabe gestellt wie sich zwei gleichfarbige Polarisirte Strahlen in einer Geraden zusammensetzen. —

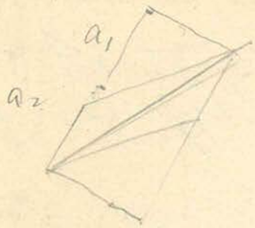
Wir betrachten jetzt den Fall dass die Strahlen [illegible] polarisirt sind. —

Bilden die zwei Strahlen einen Spitzen ab so kann ich einen zerlegen in zwei Strahl. deren eine mit der ~~ein~~ 2ten Strahl zusammenfällt die andere senkrecht. ist. — Die zwei zusammenwirkende setzen sich zusammen — und somit

ist er zurückgeführt auf den Fall
von 2 senkrechte Strahlen sind. — Der
resultierende Strahl ist ein elliptisch
polarisirter. —
Es ist von keinem Interesse dies näher
zu untersuchen. —
Um zu einem wichtigen Satze zu gelangen
betrachte ich nur den Fall in welchem
die zwei Strahlen dieselbe Phase haben. —
Construction — Ebene der Zeichnung senkrecht
auf den Strahl. — Es stelle $a_1$ der Richtung und
Grösse nach die Amplitude dar. $c_2$ die Amplitude
und polarisationsebene des 2ten Strahles,
beide Strahlen sollen keinen Phasenunterschied haben. — $c_2$ zerlege ich in zwei Componenten deren eine mit $a_1$ zusammenfällt der
andere darauf senkrecht ist. —




$a_2$, $b_2$ haben dieselbe Phase —
wir setzen sie zusammen. —
Sie liefern einen resultierenden Strahl




Die Diagonale giebt die Polarisationsebene und die Amplitude. – Und dies bei dieser Phase. –

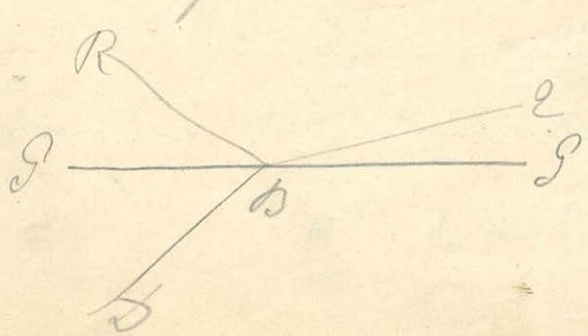
Man kann die Construction [illegible] Wegen [illegible] dem die Linie ist parallel mit $c_2$. Man kann also d einfach finden indem man das Parallelogramm zeichnet. – Also ist dies ganz wie beim Parallelogramm der Kräfte. –

Ebenwelle

Gesetze der ~~[illegible]~~ Brechung und Reflection an der Ebenen Grenze zweier verschiedenartiger isotroper homogener Mittel. –

Die Ableitungen haben keine vollkommen mathematische Evidenz – die von ihr gezogenen Resultate stimmen aber mit der Neumann Pogg. 40.

Es sei GG die Grenzfläche der beiden –
auf dieselbe sollen Lichtstrahlen von der
∞ herrührend auffallen — Mit einem
Worte es sollen Ebene Wellen auffallen. –
Diese Ebenen sind senkrecht auf die Rich der
Strahlen — Die Aethertheilchen einer Ebenen
Welle haben in demselben Augenblick
dieselbe Verrückung. — Wir nehmen an
dass sich da ein reflectirter und ein
gebr. Strahl bildet — wir suchen
die Richtung, Polarisation und
Intensität dieser Strahlen. –
Es sei BE die einfallende BR die
reflectirte BD die ~~reflectirte~~ ~~gebr~~
durchgehende Wellenebene. –

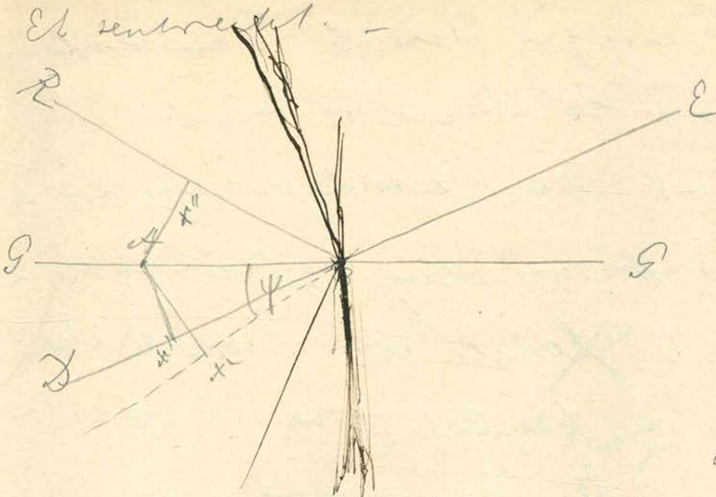



Das einfallende
Licht sei polarisirt.
Wir betrachten spec.
Fälle.

1) das Einfallsebene steht senkrecht auf die Einfallsebenen Polarisirt. –
2) – ——— parallel uns.

der Ein ~~Hierdurch~~ wird ~~vereinfachen~~ fallen eingeführt. –
Hierauf, wird sich der allgemeine Fall zurück führen lassen. —
Die Vereinfachung ist – die dan neu EL senkrecht auf EE so ist auf BR und BF senkrecht polarisirt – da ja gar kein Grund zu einer solchen Abweichung da ist, –
Ebenso ist die Sache vereinfachen im Falle 2,
In diesen 2 Fällen haben wir also nur den Polarisationsrichtung von $\Delta$ und $\mathfrak{D}$ nach zu Fragen. –

Et senkrecht. –




Ausser dem variabeln Punkt B nehme ich noch einen festen Punkt A an. –

Ich stelle die Gleichung der einfallenden Wellenebene auf. – Ich will die Verrückung eines Punktes zur Zeit t gleich w. – Es ist dies

$$w = S \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta\right) 2\pi \qquad +$$

S ist die Amplitude des einfallenden senkrecht einfallenden Strahles. –

Es ist der Punkt B das Aethertheilchen B ~~für~~ welchen ich in's Auge fassen will. –

In BD die Verrückung zur Zeit t gleich w' (Die Wellenlänge.)

$$w'_E = S_d \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x'}{\lambda'} + \delta'\right) 2\pi$$

Gleichung der Bew. des reflectirten Lichtes.

(I)

$$w'' = S_r \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x''}{\lambda} + \delta''\right) 2\pi$$

In den 1ten Mittel Bewegung durch das einfache und das reflectirte Licht –

In den 2ten nur das Durchgehende. –

In allen dieselbe Verrückung, also ist

die Verrückung in 1 gleich der Summe der Verrückungen die es haben würde wenn nur $e$ oder nur $R$ da wäre. –

Ein Punkt in 2 nur durch $D$. –

Ich kann den Punkt $B$ sowohl zu 1 als zu 2 rechnen –

Wenn (1), so $w^2$ $w + w''$

wenn 2 dann $w'$

es kann aber $B$ in derselben Zeit nur eine Bewegung

Dies kann also nur sein, wenn für jeden Werth von $t$ und für jede Länge von $B$

$$w + w'' = w' \quad (1)$$

ist. –

1

Ich nenne $AB = l$
Ich nenne den Winkel zwischen der Ebene
$SG$ und $EB$ = diesen Winkel zwei
der Normalen dieser Ebenen = Ein-
fallswinkel $= \varphi$.

$$x = l \sin \varphi$$

Winkel gebr. Ebene mit $SG$ = Normalen
winkel = Brechungswinkel $= \varphi'$

$$x' = l \sin \varphi'$$

Winkel zu Reflectionswinkel $= \varphi''$

$$x'' = l \sin \varphi''$$

Es ist $t$ $c'$,

(2) $S . \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{l \sin \varphi}{\lambda} + \delta\right) 2\pi + S_r \sin\left(\right. \quad = S_d.$

diese Gleichung muss erfüllt werden für alle
Werthe von $t$ und ~~für~~ alle Werthe von $l$.
Es ist ~~von~~ leicht ein zu sehen dass man
hieraus $t$ sehr leicht herausschaffen
kann. — Wir bekommen so hieraus zwei

Gleichungen welche unabh. von t sind. —
Wenn aber (2) auch für alle Werthe von t bestehen soll, so müssen gewisse Beziehungen zwischen den Coeff. von t bestehen. Es muss

$$\frac{\sin\varphi}{v} = \frac{\sin\varphi'}{v'} = \frac{\sin\varphi''}{v''} \quad \text{sein} \qquad (3)$$

Diese Gleichung drückt das Gesetz für die Richtung der Strahlen

Es ergiebt

$$(3) \qquad \varphi = \varphi''$$

d. i. der Reflex.-Winkel gleich dem

und

$$(4) \qquad \frac{\sin\varphi'}{\sin\varphi} = \frac{v'}{v}$$

oder das Brechung ein constantes Verhältniss. —

Snell's Gesetz.

Dann verh. der Sinuse der Einf. und Brechungsstrahlen verhalten sich wie die Fortpfl.

Unter diesen Bedingungen kann man ebenso
$l$ aus 2 eliminieren — und man erhält
2 Gleichungen. —
Zwischen den Grössen $l$ $S_d$ $S_r$ . $\delta$, $\delta'$ $\delta''$
erhalten wir 2 Gleichungen. —
Gegeben sind $l$ und $\delta$ zu suchen
$S_d$ $S_r$ $\delta'$ $\delta''$. — Wir nehmen als
Ergebniss der Erfahrungen dass
beim Reflect. und Brechung keine
Änderung der Phase. — Dies ist nicht
streng der Fall — aber für durchsich-
tige Körper sehr nahe. —
Dann ist

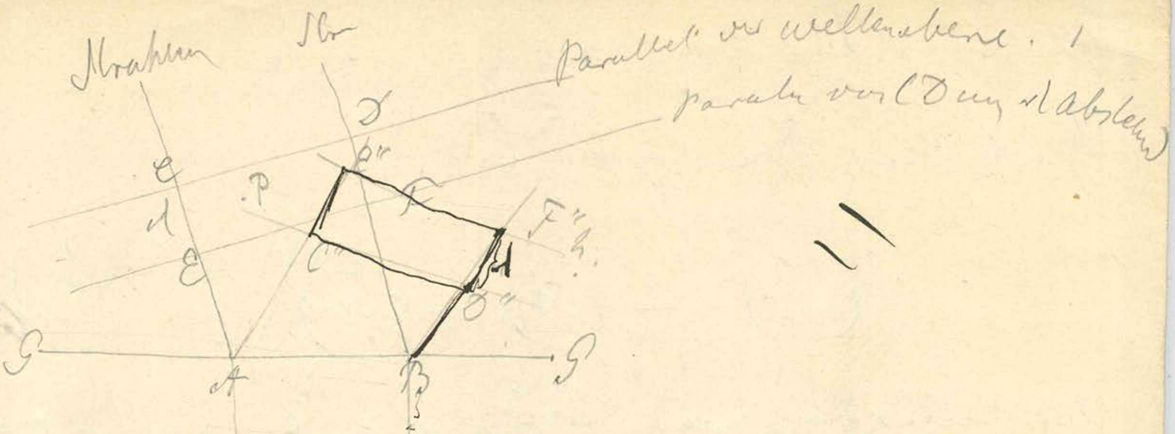
$$\delta = \delta' = \delta'' \quad \ldots (5)$$

Dann sagt aber 2, nicht 2 Gleichungen
sondern nur

$$S + S_r = S_d. \quad (6)$$

d. i. die Ampl. des durchgehenden gleich
der Summe. —

um jede der Kugeln bestimmen zu können
haben wir noch eine 2te Gleichung
nach Neumann's Theorie. –
Die lebendige Kraft der auffallend
Strahlen = Summe der leb. Kr. der
durchgehenden und reflect. Str. –
Wir denken uns in beiden Mitteln
den Aether unbegrenzt, daher ist
die Masse in beiden Mitteln ∞,
also lässt sich so unmittelbar
nicht anwenden. – Man muss ent-
sprechende Theile der ~~leb. Kraft~~ Masse aufsuchen,
und für diese die lebendigen Kr.
= setzen. –
Durch Figur zeigt sich wie man ent-
sprechende Theile finden kann. –




So habe ich ein Rechteck construirt.
Ich denke es mir parallel verschoben
auf die Brechungs Ebene senkrecht um h verschoben
denken.
C' D'
Ext. Geb. St.
E' D'
Lebendige Kr. dieser Masse Aether der
Einfallenden Strahl. Ich nenne diese (E)

Dann nenne für gebrochenen Strahl
ebenfalls um h.
Die lebendige Kr. dieses Parallelepipedons
ist entsprechend dem der Masse Aether in
(E) — Ich nen diese (D)

S. S. P. S.

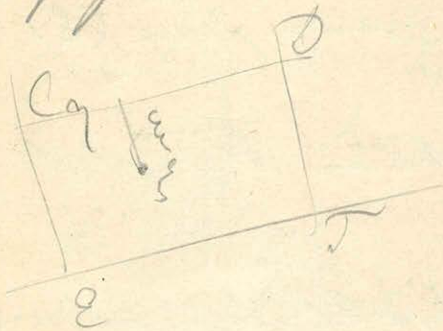
Ebenso (R)

Nach dem Principe ist:

$$(\mathcal{E}) = (\mathcal{D}) + (R) \qquad (\mathcal{Z})$$

Wir müssen nun diese Sachen wirklich berechnen. —

Zuerst $(\mathcal{E})$ — Ich nehme hierin auf einen Punkt P und beziehe ihn auf Coord. Axen, welche die Kanten des Parallelepipeds sind. — Es ist




$$w = \varphi \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{\xi}{\lambda} + \varepsilon\right)2\pi$$

die Geschwindigkeit ist:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{2\pi}{T}\varphi \cos\varphi \qquad \varphi = \left(\frac{t}{T} - \frac{\xi}{\lambda} + \varepsilon\right)2\pi$$

Ein Volumelement des Parallelepipeds ist $d\xi\, d\eta\, d\zeta$

$\Delta$ Dichtigkeit des Aethers in dem ersten Mittel. — Das Element der lebendigen Kraft ist:

$$= \Delta\, d\xi\, d\eta\, d\zeta\, \frac{2\pi^2}{T^2} \mathfrak{S}^2 \cos^2\varphi$$

$$(\mathcal{E})^{\cdot} = \iiint$$

für $\xi$ von $0$ bis $\lambda$ so rechnen.

$\eta$ " $0$ " $CD = l \cos\psi$

" $\zeta$ " $0$ " $h$

$\varphi_0 = \left(\frac{t}{T} + \varepsilon\right) 2\pi$

$\varphi_\lambda = \left(\frac{t}{T} + \varepsilon\right) 2\pi - 2\pi$

$$(\mathcal{E}) = \Delta \frac{2\pi^2}{T^2} \mathfrak{S}^2 h l \cos\psi \int_0^\lambda d\xi \cos^2\varphi$$

$\varphi$ ist abhäng von $\xi$ nicht aber von $\eta$ und $\zeta$

dem gemäss wurde die Integration ausgeführt.

$$d\varphi = -\frac{d\xi}{\lambda} 2\pi$$

$$d\xi = -\frac{d\varphi\, \lambda}{2\pi}$$

und zwar um $\xi$ von $0$ bis $\lambda$

für $\xi = 0$, $\varphi = \varphi_0$

für $\xi = \lambda$ ist $\varphi = \varphi_0 - 2\pi$

$$(\mathcal{E}) = -\Delta \frac{\pi}{T^2} \mathfrak{S}^2 h l \lambda \cos\psi \int_{\varphi_0}^{\varphi_0 - 2\pi} \cos^2\varphi\, d\varphi$$

$$= \Delta \frac{\pi}{T^2} \mathfrak{S}^2 h l \lambda \cos\psi \int_{\varphi_0 - 2\pi}^{\varphi_0} \cos^2\varphi\, d\varphi$$

$$(E) = \Delta \frac{\pi^2}{T^2} s^2 h\, l\, l \cos\varphi .$$

Ich erhalte die Werte für den erfüllenden Licht den Raum ein-
nehmen.

$$(D) = \Delta' \frac{\pi^2}{T^2} s_d^2 h\, l\, l' \cos\varphi'$$

$$(R) = \Delta \frac{\pi^2}{T^2} s_r^2 h\, l\, l \cos\varphi''' \quad \text{da } \varphi = \varphi''$$

Zwischen diesen besteht (8).

$$\Delta\, l \cos\varphi\,(s^2 - s_r^2) = \Delta'\, l' \cos\varphi'\, s_d^2 \quad .. \; (8)$$

Dies mit (7) erlaubt $s_r$ und $s_d$ zu bestimmen. —

Um mit der Erfahrung in Einklang zu bleiben müssen wir annehmen:

$$\Delta = \Delta'$$

d. i. annehmen dass die Dichtigkeit des Lichtes in allen Mitteln dieselbe ist — dann wird (9)

$$l \cos\varphi\,(s^2 - s_r^2) = l' \cos\varphi'\, s_d^2 \quad .. \; (10)$$

oder in Folge von (7) (9)

(11) $\sin\varphi\cos\varphi\,(\delta^2-\delta_r^2) = \sin\varphi'\cos\varphi'\,\delta_d^2$

wenn

(7) $\delta + \delta_r = \delta_d$

Ein interessanter Umstand ist dass eine Folge von (7) sich die Gl. (11) zweiten Grades auf eine lineare reduziert. Dividiren wir (7) in (11), so ist

$$\sin\varphi\cos\varphi\,(\delta-\delta_r) = \delta_d\,\delta\sin\varphi'\cos\varphi' \quad (12)$$

$$\delta + \delta_r = \delta_d \quad (7)$$

Hieraus ergeben sich

$$\left.\begin{aligned}\delta_r &= \delta\,\frac{tg\varphi-\varphi'}{tg\varphi+\varphi'} \\ \delta_d &= \delta\,\frac{2\sin\varphi\cos\varphi}{\sin\varphi\cos\varphi+\sin\varphi'\cos\varphi'}\end{aligned}\right\} \quad (11) \; 13$$

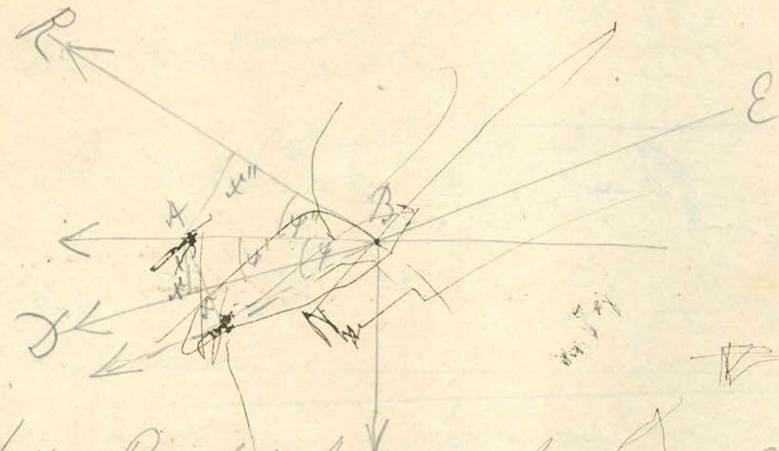
$\frac{\sin\varphi_0\cos\varphi_0}{2}$

$$\int_{\varphi_0-2\pi}^{\varphi_0}\cos^2\varphi\,d\varphi = -\pi$$

2. Es sei das einfallende Licht parallel mit der Einfallsebene polarisiert. –

Dann muss auch refl. und durch. Licht parallel polarisiert sein. –

Zeichnung.




GG Ebene Grenze

B beliebiger Punkt

BE, BD, BR

Wellenebenen.

B ein variabler Punkt der sich in der Grenze verschieben kann. –

Ich nehme einen festen Punkt A an, fälle die Perpendikel x x' x''

AB = l

Einfallswinkel = $\varphi$

Brechungswinkel = $\varphi'$

Reflexionswinkel = $\varphi''$

Amm uwe nn

$$x = l \sin \varphi$$

$$x' = l \sin \varphi'$$

$$x'' = l \sin \varphi''$$

Hier schwingen die Aethertheilchen in der Zeichnungsebene, die Richtung der Bewegung lässt sich demnach leicht angeben. —

Hier tritt der charakteristische Unterschied ein, daß während in 1 die Richtungen der Bewegungen in allen 3 Wellen dieselben waren, sie hier verschiedenes ~~Halm~~ Richtungen ..

Wir berücksichtigen dann wie die Theilchen ~~als~~ an der Grenze sowohl als dem einen als dem anderen Mittel

Das ~~Prinzip~~ liefert hier zwei Gleichungen als vorher, dann die ~~wird~~ 3 Gleichungen genügen um die Amplituden zu ~~dann~~ berechnen, und zu zeigen daß die Phase sich nicht ändert.

Es sei P die Amplitude des Einfallenden Strahles: —

Dann ist die

Bewegung in der Richtung AE $= P \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta\right) 2\pi$

Als positiv sei die Richtung des Pfeiles.

Ich zerlege sich in zwei Componenten u und v durch den Positiven Pfeil [illegible].

$$u = P \cos\varphi \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta\right) 2\pi$$

$$v = P \sin\varphi \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta\right) 2\pi$$

Für das durchgehende Licht sind:

$$u' = P_d \cos\varphi' \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x'}{\lambda'} + \delta'\right) 2\pi$$

$$v' = P_d \sin\varphi' \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x'}{\lambda'} + \delta'\right) 2\pi$$

Für das Reflectirte Licht dessen Amplitude $P_r$ sei:

$$u'' = P_r \cos\varphi'' \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta''\right) 2\pi$$

$$v'' = -P_r \sin\varphi'' \sin\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \delta''\right) 2\pi$$

Wenn ich nun das Princip [illegible] dass die Aetherteilchen an der Grenze dieselbe Verrückung haben; so ergibt man

$$\left.\begin{aligned} u + u'' &= u' \\ v + v'' &= v' \end{aligned}\right\} (14 \quad (12)$$

Dies muss bestehen für alle Werte del Setzen wir all' diese Werthe in (14) so ergiebt sich, wenn wirklich für alle $t$ bestehen sollen so folgt:

$$\varphi'' = \varphi \quad \ldots (15)$$

$$\frac{\sin\varphi'}{u'} = \frac{\sin\varphi}{u} \quad \ldots (16)$$

Die Richtung ist also dieselbe mag das
Licht senkrecht ~~polaris~~ oder parallel
der Einfallsebene polarisirt sein in
In Folge dessen werden

$$\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)2\pi=\left(\frac{t}{T}-\frac{x'}{\lambda'}\right)2\pi=\left(\frac{t}{T}-\frac{x''}{\lambda}\right)2\pi$$

ich nenne dies $= \vartheta$

(15)

$\sin(\vartheta+\delta 2\pi)=\sin\vartheta\cos\delta 2\pi+\cos\vartheta\sin\delta 2\pi$

u.s.w. dann sollen sie erst in
(14) gesetzt werden. —
Diese Gleichungen nehmen die Form
an

$A\cos\vartheta+B\sin\vartheta=0$

wo A u. B nur von Angeln und d ab.
also nur

$A=0 \quad B=0$

jede Gleichung (14) liefert also zwei

Gleichungen wir gewinnen: –

$$
(17)\left\{
\begin{aligned}
&(P\cos\delta\,2\pi + P_r\cos\delta''\,2\pi)\cos\varphi = P_d\cos\delta'\,2\pi\cos\varphi' \\
&(P\cos\delta\,2\pi - P_r\cos\delta''\,2\pi)\sin\varphi = P_d\cos\delta'\,2\pi\sin\varphi' \\
&(P\sin\delta\,2\pi + P_r\sin\delta''\,2\pi)\cos\varphi = P_d\sin\delta'\,2\pi\cos\varphi' \\
&(P\sin\delta\,2\pi - P_r\sin\delta''\,2\pi)\sin\varphi = P_d\sin\delta'\,2\pi\sin\varphi'
\end{aligned}
\right.
$$

Wir kennen $P$ und $\delta$, suchen $P_r$, $P_d$ und $\delta$ so wie $\delta'$. Daraus:

$$
(18)\left\{
\begin{aligned}
&P_r\cos\delta''\,2\pi = P\cos\delta\,2\pi\,\frac{\sin\varphi-\varphi'}{\sin\varphi+\varphi'} \\
&P_d\cos\delta'\,2\pi = P\cos\delta\,2\pi\,\frac{2\sin\varphi\cos\varphi}{\sin\varphi+\varphi'} \\
&P_r\sin\delta''\,2\pi = P\sin\delta\,2\pi\,\frac{\sin\varphi-\varphi'}{\sin\varphi+\varphi'} \\
&P_d\sin\delta'\,2\pi = P\sin\delta\,2\pi\,\frac{2\sin\varphi\cos\varphi}{\sin\varphi+\varphi'}
\end{aligned}
\right.
$$

Die 3te durch die 1te dividirt und analog verfahren ...

$$tg\,\delta''2\pi = tg\,\delta 2\pi = tg\,\delta' 2\pi$$

Wir denken uns $\delta''2\pi$ $\delta 2\pi$ als immer zwischen $+\pi$ und $-\pi$ gewählt denken – also folgt:

$$\delta' = \delta'' = \delta \quad \ldots (19)$$

also findet keine Phasenänderung statt. – Dann werden die beiden Obern ... mit den untern ... Pr und Pd gegeben ...

$$\left.\begin{aligned} P_r &= P\,\frac{n\mu\varphi - \varphi'}{n\mu\varphi + \varphi'} \\ P_d &= P\,\frac{2\sin\varphi\cos\varphi}{n\mu\varphi + \varphi'} \end{aligned}\right\} \begin{matrix}(20) \\ (19)\end{matrix}$$

Eine Controlle

Um 1 wo wir die ~~lebendige Kraft B~~ das Princip benützen

$$(E) = (D) + (R)$$

~~hier haben wir hier~~ ~~Beobachtungen~~
hier haben wir dies nicht getan
wir gelangen aber noch zu demselben
Resultat. – Also Theorie mehr falsch.

Es und 19 und 13 die Fresnelschen
Formel die nicht ganz strenge sind
sind aber nur geringe Abweichungen zeigen.

Es können $S_r$ und $P_r$ negativ sein dies tun
geben als unter gewissen Verhältnissen
negative Amplituden. – ~~In solchen~~ Wir
können auch sagen daß in solchen
Fällen an der Grenzfläche eine Änderung
der Amplitude um $\pi$ statt gefunden
hat. – Wo dann die Ampl. + bleibt. –

B. – Bemerkungen.

Wir wenden diese Formeln nun auf den Fall an, dann der Einfallswinkel = 0 ist. – Dann kann man eine jede Ebene als Einfalls~~winkel~~ebene betrachten, es ist dann gleichgültig ob wir den Strahl als senkrecht auf die Einfallsebene polarisiert, oder auf dem parallel polarisiert ansehen. Da nun

$$P = S = 1$$

Da für $\varphi = 0 \quad \varphi' = 0$

$$\begin{cases} P_r = \dfrac{\sin \varphi - \varphi'}{\sin \varphi + \varphi'} = \dfrac{\varphi - \varphi'}{\varphi + \varphi'} \\[2ex] S_r = \dfrac{\operatorname{tg} \varphi - \varphi'}{\operatorname{tg} \varphi + \varphi'} = \dfrac{\varphi - \varphi'}{\varphi + \varphi'} \end{cases}$$

Dies ist $= \dfrac{0}{0}$ ist $\dfrac{\varphi}{\varphi'} = n$ = das Brechungsverhältnis so wird

$$\sin \varphi = n \sin \varphi' \text{ oder}$$

$$\varphi = n\,\varphi'$$

Es wird:

$$P_r = P_s = \frac{n-1}{n+1}$$

$$\text{Intens.} = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$$

Von Luft in Glas ist nahezu $n = \frac{3}{2}$ [illegible] 1. –

$$\text{Intens.} = \frac{1}{25}.$$

Es gilt dies, welches auch die Pol. Ebene sei. – Es wird also auch für natürliches Licht, also für solches Licht gelten, dessen Polarisationsebene sich selbst stetig ändert. –

Unter welchen Fällen verschwindet die Amplitude der refl. Strahlen

$$\varphi = \varphi' \quad \text{das ist } n=1$$

An der Grenzfläche zweier Mittel ~~der~~ in welchen die Fortpflanzungsgeschw. = 0 sind ist keine Reflexion. –

Aber es kann Ampl. dann verschwinden, wenn

$$\operatorname{tg} \varphi + \varphi' = \infty$$

$$\varphi + \varphi' = 90^\circ$$

Man nennt dieses Winkel den Polarisationswinkel – wenn das Licht in der ~~Einfalls~~ Polarisationsebene einfällt, so ist kein Lichtreflexion

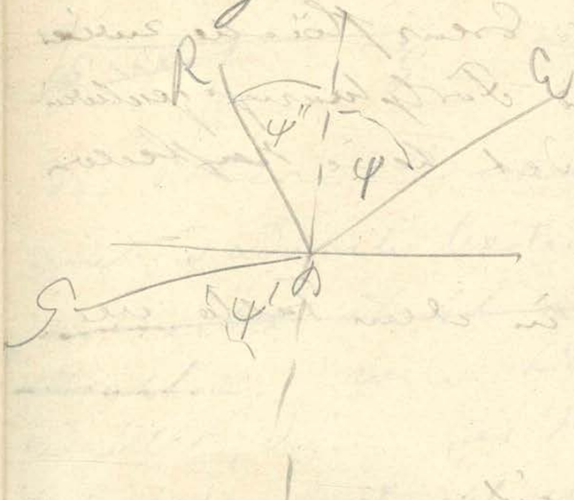
$$\sin\varphi = n \sin\varphi'$$

$$\cos\varphi = \sin\varphi'$$

$$\operatorname{tg}\varphi = n$$

$\varphi$ der Polarisationswinkel ist.

Teilung:




Soll BER

dann wenn

$\varphi + \varphi' = 90°$ sein.

Oder aber es muss

$\varphi'' + \varphi' = 90°$ sein

oder

$RBD = 90°$ sein.

Der Polarisationswinkel ist also auch dadurch bestimmt, dass für ihn

$RBD = 90°$ ist.

Sehen wir noch zu unter welchen Verhältnissen verschwindet, die Amplitude des reflectirten Lichtes. — Es muss $P_r$ sowohl als $S_r$ verschwinden, wenn

$$\varphi = \varphi' \qquad \text{d. i.} \quad n = 1$$

ist — denn heisst an der Grenzfläche zweier Mittel ~~die~~ in welchen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieselbe ist, findet keine Reflexion statt. —

Es kann aber $S_r$ auch in dem Falle verschwinden, wenn

$$\varphi + \varphi' = 90^\circ \text{ ist.}$$

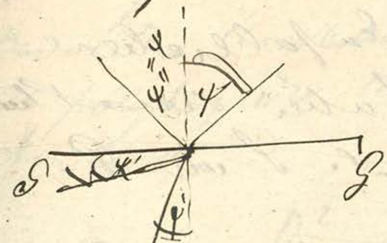
Man nennt diesen Winkel $\varphi$ unter welchem das ~~senkrecht~~ von einem senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahle nichts reflectirt wird — den Polarisationswinkel für die betreffenden Medien. — In diesem Falle wird nun Snell's Gesetz

$$\sin\varphi = n \sin\varphi'$$

$$\sin\varphi = n \cos\varphi$$

$$\text{d. i.} \quad \underline{\operatorname{tg}\varphi = n} \quad \ldots \ldots (21)$$

wodurch der Pol.-Winkel bestimmt ist. –
Man kann denselben auch durch Ex-
traction finden. –




Wenn

$\psi + \psi' = 90^\circ$

sein sollen; so muss

$\psi'' + \psi' = 90^\circ$ sein

der Polarisationswinkel ist also
auch dadurch bestimmt dass er
~~senkrecht steht auf den reflectirten
Strahl~~. – wenn Licht in denselben
einfällt, dann der reflectirte und
der gebrochene Strahl senkrecht auf einander
stehen. –

4. Es soll das einfallende Licht in irgend Febr.
einer Ebene polarisirt. –

Wir finden die Amplitude und Richtung
der Gebr. und des reflectirten Lichtes. –
Das einfallende Licht sei polarisirt
in einer Ebene, welche mit der Einfalls-
ebene den Winkel $\alpha$ bildet. – $\alpha$ ~~ist~~ nennt man
Polarisationsazimuth. – Die Amplit.

des einfallenden Strahles sei E. —
Ich zerlege diesen Strahl in Com-
ponenten, deren eine senkrecht die
andere parallel zur Einfallsebene
polarisirt ist. — Dabei keine Pha-
senänderung. — Amplit. S und P.

Es ist nun wie wir früher sahen:

$$\left.\begin{aligned} S &= E \sin\alpha \\ P &= E \cos\alpha \end{aligned}\right\} \quad (22)$$

Von jedem dieser Strahlen rührt
ein reflectirter und ein durch-
gegangener Strahl her. — Diese
wirken in derselben Geraden bilden
also einen Strahl. — Die beiden ~~Componenten~~ Strahlen
kann ich als Componenten des
refl. und des durchgegangenen Strahles
ansehen. — Es resultiren also zwei
geradlinig polarisirte Strahlen der
reflectirten und der gebrochenen. —
Die Polarisationsebenen des refl.
und des durchgegangenen Strahles er-
geben sich nur durch Rechnung. —

Die Polarisationsebene ändert sich also im allgemeinen bei der Reflexion und Brechung. – Da zwei senkrecht polarisirte Strahlen nicht interferiren so folgt, die Amplitude des reflectirten Strahles: –

$$(23) \qquad R^2 = S_r^2 + P_r^2$$

wobei (22) benutzt ist.

Ich nenne den Polarisationsazimut des reflectirten Strahles $\beta$; dann wird:

$$tg\beta = \frac{S_r}{P_r} \qquad (24)$$

Ich nenne die Amplitude der durchgegangenen Strahlen $D$ dann wird

$$\left.\begin{aligned} D^2 &= S_d^2 + P_d^2 \\ \text{und} \quad tg\gamma &= \frac{S_d}{P_d} \end{aligned}\right\} 25$$

$\gamma$ Polarisationsazimuth des durchgegangenen Strahles. –

Aus diesen Gleichungen ergibt sich:

$$R^2 = E^2\left\{ \frac{tg^2 \varphi-\varphi'}{tg^2\varphi+\varphi'} \sin^2\alpha + \frac{\sin^2\varphi-\varphi'}{\sin^2\varphi+\varphi'}\cos^2\alpha \right\} (26)$$

(27) $$\operatorname{tg}\beta = \operatorname{tg}\alpha \, \frac{\cos \varphi+\varphi'}{\cos \varphi-\varphi'}$$

diese Gleichung bestimmt die Polarisationsebene der reflectirten Strahles — bei der Reflection wird also das Polarisationsazimuth um $\beta-\alpha$ gedreht. —

Wir erhalten dann auch:

(28) $$\delta^2 = E^2 \frac{\sin^2 2\varphi}{\sin^2 \varphi+\varphi'} \left\{ \frac{\sin^2\alpha}{\cos^2 \varphi-\varphi'} + \cos^2\alpha \right\}$$

(29) $$\operatorname{tg}\gamma = \operatorname{tg}\alpha \cdot \frac{1}{\cos \varphi-\varphi'}$$

Die Drehung bei einer Brechung ist demnach $(\alpha-\gamma)$

Die Gleichungen (27) und (29) waren schon vor der Entwickelung der Theorie experimentell gefunden worden zw. von Brewster. —

Wir haben im Vorigen den Polarisationswinkel erwähnt. — Wir sahen dass wenn Licht in diesem einfällt dann kein senkrecht pol. Licht reflectirt wird. —

Wir wollen nun zusehen was geschieht wenn Licht in beliebigen Azimuthe polarisirt in den Polarisationswinkel einfällt. — Wenn

$\varphi + \varphi' = 90^\circ$ ist so wird

$$\underline{tg\, \beta = 0}$$

Also

$$\beta = 0$$

d.h. es ist der reflectirte Strahl in der Einfallsebene Polarisirt, welches welcher der Werth von $\alpha$ ist. — Dies erklärt warum man den Namen den Winkel gab. — Wir können natürlich natürl. als Licht ansehen dessen Polarisationsebenen alle möglichen Werthe haben — es wird demnach das refl. Licht welches von einem ~~[illegible]~~ dem ~~refl~~ Polarisations winkel

gleich $35^\circ$

5. Das natürliche Licht.

Wir können uns einen natürl. Lichtstrahl als einen polarisierten ansehen, dessen Polarisationsebene sich sehr schnell aber mit gleichmässiger Geschwindigkeit dreht – so dass keine Richtung vorwiegt. – Diese Drehungsgeschwindigkeit ist gegen unsere Vorstellung sehr gross – aber doch noch immer sehr klein gegen die Geschwindigkeit der Lichtbewegung. – Also Umdrehungszeit $\infty$ gegen unsere Wahrnehmung aber $0$ gegen Schwingungsdauer. –

Wir können demnach $\alpha$ proportional mit der Zeit setzen – also:

$$\alpha = t \cdot \text{Const.}$$

Const. abhängig von der Dauer einer Umdrehung der Pol. Ebene welche wir $\tau$ nennen wollen

$$\alpha = t \frac{2\pi}{\tau}$$

wo denn $\alpha$ um $2\pi$ wächst wenn $t$ um $\tau$ wächst setzen wir dies in (26, — dann wird $R^2$ die Intensität mit der Zeit variiren, aber wir empfinden den mittleren Werth und diesen suche ich. — Ich nenne den mittlern Werth von $R^2$ wenn man in ihn für $\alpha$ den Werth setzt. — Es ist also:

$$\underline{R_0^2 = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau R^2 dt}$$

Stellt $\tau$ den Werth $\alpha$ eingeführt wird

$$R_0^2 = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} R^2 d\alpha$$

Wird für $R^2$ den Werth aus (26, gesetzt — es wird dann nur die $\alpha$-s abhängen. — Wir haben da nur

$$\underbrace{\int_0^{2\pi}\sin^2\alpha\, d\alpha}_{=\pi} \text{ und } \underbrace{\int_0^{2\pi}\cos^2\alpha\, d\alpha}_{=\pi}$$ aufzus.,

Es wird

$$(30) \qquad R_0^2 = \frac{\mathfrak{E}^2}{2}\left\{\frac{tg^2\,\varphi-\varphi'}{tg^2\,\varphi+\varphi'} + \frac{\sin^2\varphi-\varphi'}{\sin^2\varphi+\varphi'}\right\}$$

Eine ganz ähnliche Überlegung kann man auch in Bezug auf die Intensität des durchgegangenen Lichtes.

Satz

Wenn ein natürliches Lichtstrahl reflectirt wird — so ist die Intensität des reflectirten Strahles gleich ~~der Summe~~ dem arithm. Mittel aus den Intensitäten die der Strahl gehabt hätte, wenn das einfallende Licht in der Einfallsebene oder senkrecht auf diese polarisirt gewesen wäre. —

Es ist dies ein spezieller Fall eines allgemeineren Satzes, in Bezug auf die Intensität eines an beliebig viel Grenzen reflectirten natürlichen Lichtstrahles —.

Die Intensität der schliesslich ge-
bildeten reflectirten Strahles ist gleich dem arith-
metischen Mittel aus der Intensitäten
der schliesslich gebildeten Strahlen,
wenn der einfallende senkrecht
oder parallel zur Einfallsebene
polarisirt gewesen wäre, und
dabei dieselbe Intensität gehabt
hätte. –

## III. Brechung und Reflection an einer planparallelen Platte.

1. Beschreibung der Farben dünner Blättchen.

Wenn die Platte sehr dünn, also
ein Bruchtheil von der Wellen-
länge ist, so treten im reflectirten
Lichte Farben auf. – Die Theorie
der Farben dünner Blättchen zu finden
ist unsere weitere Aufgabe. –

## Beschreibung der Erscheinung.

Beispiele — Seifenblasen — Sprünge in Krystallen und Gläsern. — Die ersten Untersuchungen stellte Newton an; mit einem Apparat welcher bestand aus einer Glaslinse von sehr grossem Radius — und einer darauf gelegten planparallelen Glasplatte. — Das zwischen den gelegene Luftblättchen giebt die Farben — Die bildenden concentrische Kreise die ihren Mittelpunkt am Berührungspunkte haben. — Fällt weisses Licht auf so ist die Reihenfolge der Farben immer dieselbe. — Man kann die Farben in vielen physikalischen Aufgaben nach der in den Newtonschen Ringen bei einem bestimmten Einfallswinkel entsprechenden Luftdicke charakterisiren — und definiren.

Ich werde die Farben angeben, welche beim senkrecht einfallenden Lichte, den daneben stehenden Luftdicken entsprechen. — In jedem der Ringe ist eine sehr Charakteristische diese sind unterstrichen. —

$\frac{1 \text{ engl. Zoll}}{1 \text{ Million}}$

| | | |
|---|---|---|
| I | Schwarz … bis | 2 |
| | Blaugrau | |
| | <u>Weiss</u> | 2,4 |
| | | 5,2 |
| | Gelb | 7,1 |
| | Orange | 8 |
| | Roth bräunlich | 9 |
| II | Violet (schwach) … | 11,2 |
| | <u>Blau</u> … | 13 |
| | Grün (schwach) — | 15,1 |
| | Gelb — — | 16,3 |
| | Roth — | 19 |
| III | Blau | 22 |
| | <u>Grün</u> | 25 |
| | Gelb | 27 |
| | Roth | 30 |
| IV | Grün | 35 |
| | Gelb | 37 |
| | Roth | 47 |

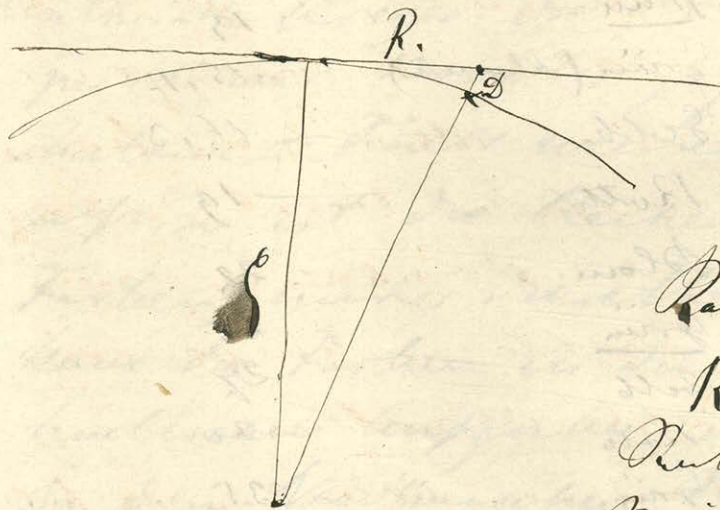
Von hieraus werden die Farben sehr schwach so dass keine charakteristische Farbe mehr auftritt. –

V { Bläulich grün 46
Roth 52

VI { Bl. Grün 59
Blauroth 65

VII { Bl. Grün 71
röthl weiss 72

Zunächst will ich angeben wie diese Luftdichten gefunden sind. –




Die Luftschichten, die Farben hervorbringt, ist der Meniscus.

Radius = ϱ

R Abstand eines Punktes von den Berührungspunkte = dem Radius eines bestimmten Ringes..

Es handelt sich darum, die der ~~Luft~~ ~~dicke~~ ~~be~~ dem R entsprechende Luftdicke zu finden. – Ist R und $\varrho$ gegeben, so ergiebt sich D.

$$(\varrho + D)^2 = \varrho^2 + R^2$$

Da D gegen $\varrho$ ja gegen R sehr klein ist so wird

$$2\varrho D = R^2$$

$$\underbrace{D = \frac{R^2}{2\varrho}}$$

Bei einer der Newton'schen Linsen war

$$\varrho = 182 \text{ engl. Zoll.}$$

R wurde mit einem Zirkel bestimmt. –

Die Bedingung solcher Farbenringe ist weisses Licht. – Wenn man homogenes Licht auffallen lässt so kommen keine Farben zum Vorschein – nur helle und dunkle – <u>aber eine viel grössere Zahl derselben</u>. –

Newton fand dann die Radien der hellen Ringe sich verhalten wie

$$\sqrt{1}, \quad \sqrt{3}, \quad \sqrt{5} \quad .. \text{ etc.}$$

Die Radien der dunklen Ringe dagegen

$\sqrt{0} : \sqrt{2} : \sqrt{4}$

Die Luftdicken entsprechend den hellen Ringen verhalten sich demnach

wie $1 : 3 : 5$

und bei den dunklen

$0 : 2 : 4$

Diese Verhältnisse bestehen für jede Farbe. –

Der Maasstab ist aber verschieden bei verschiedenen Farben. – Der Radius eines Ringes $n^{ter}$ Ordnungszahl ist im rothen Licht größer als der Radius $n^{ter}$ Ordn. blauer Farbe. –

Ist der Radius im äussersten 1

dann ist der entspr. ~~gelb~~

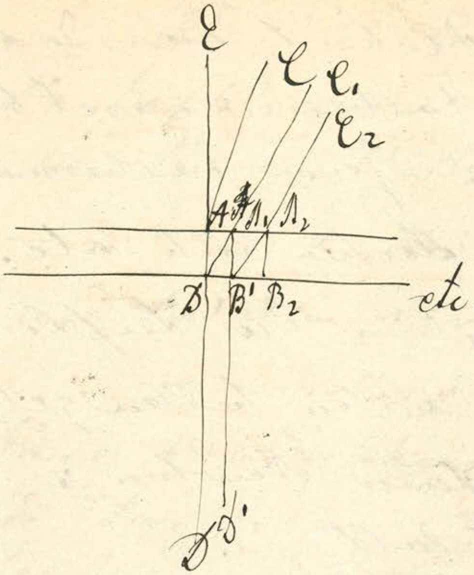
| | | |
|---|---|---|
| | Orange | 0,924 |
| | gelb | 0,885 |
| | grün | 0,825 |
| | blau | 0,763 |
| | indigo | 0,711 |
| | viol. | 0,681 |
| | äuss. violett | 0,620 |

Aus der Verschiedenheit dieser Zahlen erklärt sich der Farbenwechsel bei weissem Lichte. – Jede Farbe macht seine Ringe – diese decken sich etc. Noch eine Messung – die Luftdicke entsprechend dem ersten hellen gelben Ringe – diese fand Newton:

$$= \frac{1 \text{ engl. Zoll}}{178{,}000}$$

2. Theorie dieser Erscheinungen für den Fall des senkrecht auf die Platte auffallenden Lichtes.

In dem Newtonschen Apparate ist die Luftschicht begrenzt durch ebene und krumme Fläche. – Wir betrachten parallele Blättchen. – Senkrecht soll ein Strahl einfallen – auf diesen Fall beziehen sich die gegebenen Zahlen – Ausserdem sei der einfallende Strahl geradlinig polarisiert und homogen –




AE einfallender
AC reflectirter
Strahl derselbe
fällt mit AE
zusammen – also
ist die Zeichnung
eine falsche. –
Wir bekommen so
viele Strahlen die
~~in A~~ alle in AE
zusammenfallen..

Diese Strahlen müssen interferiren.
Die reflectirten Strahlen sind alle geradlinig und zwar in derselben
Ebene polarisirt als der einfallende
Strahl. – Wir bilden die Verrückungen
eines Aethertheilchens in Folge all'
dieser Strahlen. –
Ich suche vor allem die Amplituden
der Strahlen $AC$ $A_1C'$ $A_2C_2$ etc.
Die Amplitude von $EA$ nenne ich $a$
Nenne ferner das Verhältniss der
Amplituden der zu $\frac{AC}{EA} = r$

ebenso $\frac{AB}{EA} = d$

dies könnte ich nach II Kap. be-
rechnen. –

Das Verhaltniss $\frac{\text{der Ampl. von } BA_1}{\text{Ampl von } AB} = r'$

Ich nenne ferner $\frac{\text{Ampl. von } BD}{\text{am. von } AB} = d'$

Es sind dann die Ampl.

EA hat da die Amplitude $a$

$AB$ – – – – – – $ad$ ~~AC~~ AC hat dieselbe ad

$BA_1$ – – – – $adr'$ ; $A_1C_1$ ...... $add'r'$

$A_1B_1$ – – – $adr'^2$

$B_1A_2$ – – – – $adr'^3$ ; $A_2C_2$ ... $add'r'^3$

– – – ; $A_3C_3$ .... $add'r'^5$

Diese Ampl. müssen wir benützen um die Vorrichtung eines Strahles in all diesen Strahlen zu erhalten. – Es ist gleichgültig welche Welle theilchen sich in's Auge passe, – ich betrachte deshalb das heller-theilchen in A selbst —

Es ist die Verrückung von A im ersten Strahle

$$= ar \sin\left(\frac{t}{T} + \delta\right) 2\pi$$

Ist die Dicke des Blättchens $2D$ so ist der Gangunterschied des zweiten und ersten Strahles $2D$ und somit der Phasenunterschied:

$$= -\frac{2D}{\lambda} 2\pi$$

Also ist die Verr. in A. C.

$$add'r' \sin\left(\frac{t}{T} + \delta - \frac{2D}{\lambda}\right) 2\pi$$

$$add'r'^3 \sin\left(\frac{t}{T} + \delta - \frac{4D}{\lambda}\right) 2\pi$$

$$\vdots \qquad \vdots \qquad \vdots \qquad \text{etc.}$$

Da all diese Strahlen dieselbe Richtung haben, so ist die resultirende Verrückung die Summe all' dieser Verrückungen — Ich nenne diese $u$ dieselbe ist dann durch eine unendliche Reihe ausgedrückt. — Ich setze um zu vereinfachen:

$$\left(\frac{t}{T}+\delta\right)2\pi = \vartheta$$

$$\frac{2D}{\lambda}2\pi = \eta$$

Also $\vartheta$ eine lineare Function von $t$, $\eta$ von der Zeit unabhängig.

$$u = ar\sin\vartheta + add'r'\{\sin(\vartheta-\eta)+r'^2\sin(\vartheta-2\eta)+\dots\}$$

Ich suche die Summe dieser Reihe zu ~~suche~~

$$S = \sin(\vartheta-\eta) + r'^2\sin(\vartheta-2\eta) + \dots \text{ etc.}$$

Ich multiplicire sie mit $2\cos\eta$
jedes Glied will ich transformiren mit Hülfe der Formel:

$$2\sin\alpha\cos\beta = \sin(\alpha+\beta) + \sin(\alpha-\beta)$$

$$\begin{aligned} 2S\cos\eta = {} & \sin\vartheta + r'^2\sin(\vartheta-\eta) + r'^4\sin(\vartheta-2\eta) + \text{etc.} \\ & + \sin(\vartheta-2\eta) + r'^2\sin(\vartheta-3\eta) + r'^4\sin(\vartheta-4\eta) + \text{etc.} \end{aligned}$$

Eine jede dieser Reihen, werde ich erst ~~zu~~ geschlossenen Ausdruck gleich setzen können.
Ich summiere diese mit Hülfe der Reihe für $S$
Es ist die obere Reihe $= \sin\vartheta + r'^2 S$

die untere Reihe $= \dfrac{\delta - \sin(\delta-\eta)}{r'^2}$

Also ist

$$\sin\delta + r'^2 \delta + \frac{\delta - \sin(\delta-\eta)}{r'^2} = 2\delta\cos\eta$$

hieraus ergiebt sich:

$$\delta = \frac{\sin(\delta-\eta) - r'^2 \sin\delta}{1 - 2r'^2\cos\eta + r'^4}$$

Diesen Werth setzen wir in den Ausdruck von $u$. –

$$u = ar\sin\delta + add'r' \frac{\sin(\delta-\eta) - r'^2\sin\delta}{1 - 2r'^2\cos\eta + r'^4}$$

$\delta^2 = \delta_1^{-\frac{1}{4}}$

Wir haben gesehen dass eine beliebige Anzahl homogener Strahlen sich immer vereinen zu einem Strahle derselben Farbe, ~~da~~ $\eta$ angenommen unabhängig von $t$ aber $\delta$ eine lineare Function von $t$ ist. –

Ich will $u$ auf die Form bringen:

$$u = A\,\sin\delta + B\cos\delta$$

wo $A$ und $B$ unabh. von $\delta$ also auch unabh. von $t$ sind. –

ferner wenn $\alpha$ eine neue Constante ist

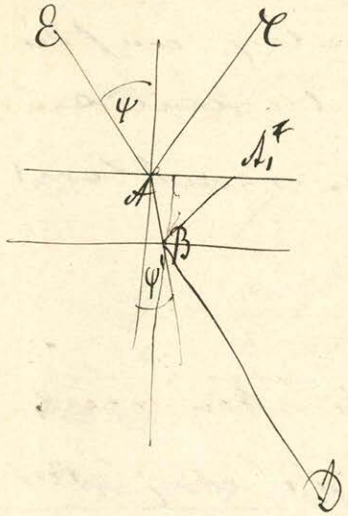
$$u = \sqrt{A^2 + B^2}\,\sin(\vartheta - \alpha)$$

Demnach ist die Vorrichtung auf die Normalform gebracht und es ist die Intensität des resultirenden Strahles: $= A^2 + B^2$

Es ist leicht zu finden, dass:

$$\begin{cases} A = ar + add'r'\dfrac{\cos\eta - r'^2}{1 - 2r'^2\cos\eta + r'^4} \\[2ex] B = -add'r'\dfrac{\sin\eta}{1 - 2r'^2\cos\eta + r'^4} \end{cases}$$

Mit diesen mache ich Vereinfachung mit Hülfe ~~einiger~~ zweier Relationen zwischen den Grössen $r, r', d, d'$. – Ich leite diese Relationen ab für den Fall schief einfallender Strahlen wenn nur der Strahl senkrecht oder parallel der Einfallsebene polarisirt ist. – Ich nenne jetzt wenn diese Grössen für einen schief einfallenden Strahl definiren. – Ich definire




$$r = \frac{AC}{EA} ; d = \frac{AB}{EA}$$

$$r' = \frac{BA_1}{AB} ; d' = \frac{BD}{AB}$$

jetzt will ich die Werthe von $r$ $r'$ $d$ $d'$ aufsuchen –

1) das Licht parallel zur Einfalls-ebene polarisirt so sind alle Strahlen parallel polarisirt, und es ist.

$$r = \frac{\sin \psi - \psi'}{\sin \psi + \psi'} \quad ; \quad r' = \frac{\sin \psi' - \psi}{\sin \psi' + \psi}$$

$$d = \frac{2 \sin \psi \cos \psi}{\sin \psi + \psi'} \quad ; \quad d' = \frac{2 \sin \psi' \cos \psi'}{\sin \psi' + \psi}$$

Ich finde $r'$ wenn ich bedenke dass BD parallel der Einfalls-Ebene..

Hieraus folgt dass:

$$\underbrace{r' = -r}\ \text{ist}$$

und man ~~sieht~~ kann hieraus auch das Nachweisen, dass:

$$\underbrace{dd' = 1 - r^2}$$

2) Dieselben Gleichungen bestehen auch in dem Fall dass das Licht senkrecht auf die Einfallsebene polarisirt ist. — Dann ist:

$$r = \frac{tg\,\varphi - \varphi'}{tg\,\varphi + \varphi'} \qquad r' = \frac{tg\,\varphi' - \varphi}{tg\,\varphi' + \varphi}$$

$$d = \frac{2 \sin\varphi \cos\varphi}{\sin\varphi \cos\varphi + \sin\varphi' \cos\varphi'} \qquad d' = \frac{2 \sin\varphi' \cos\varphi'}{\sin\varphi' \cos\varphi' + \sin\varphi \cos\varphi}$$

Hieraus folgt auch

$$\underbrace{\left.\begin{aligned} r' &= -r \\ dd' &= 1 - r^2 \end{aligned}\right\}}$$

Diese Relationen benutze den in den Ausdrücken von A, und B.

$$A = ar - ar(1-r^2)\frac{\cos\eta - r'^2}{1+2r'^2\cos\eta + r'^4}$$

$$B = ar(1-r^2)\frac{\sin\eta}{1-2r'^2\cos\eta + r'^4}$$

---

Quadrirt und addirt man so ergibt sich die Intensität J der Strahlen nach Transformierung für $\eta$ den Winkel $\frac{\eta}{2}$ eingeführt. –

$$J = \frac{4a^2r^2\sin^2\frac{\eta}{2}}{(1-r^2)^2 + 4r^2\sin^2\frac{\eta}{2}}$$

(r ist die Amplitude der zurückgeworfenen Strahlen wenn die der einfallenden = 1 ist. –).

Wir setzen

$$\eta = \frac{2D}{\lambda}2\pi$$

wobei $\lambda$ die Wellenlänge im Innern des Blättchens bedeutet. – Setzen wir dies ein so ist.

$$J = \frac{4a^2r^2 \sin^2 \frac{D}{\lambda} 2\pi}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \frac{D}{\lambda} 2\pi}$$

Wenn nun $D$ variabel ist so sieht man dass $J$ abwechselnd Maxima und Minima haben wird. – Die Minima sind leicht zu finden diese sind $J = 0$ sie finden statt wenn

$$\sin \frac{D}{\lambda} 2\pi = 0$$

also wenn

$$D = 0,\ \frac{\lambda}{2},\ \lambda,\ \frac{3}{2}\lambda$$ also ein vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$ ist.

In diesen Fällen wird gar kein Licht reflectirt. – –

Die Maxima von $J$ finden dagegen statt wenn

$$\sin \frac{D}{\lambda} 2\pi = \pm 1$$

also wenn

$$D = \frac{1}{4}\lambda \text{ oder } \frac{3}{4}\lambda \text{ oder } \frac{5}{4}\lambda \ldots \text{ etc.}$$

In all diesen Fällen ist der Werth von $J$ derselbe nämlich

$$J = \frac{4a^2r^2}{(1+r^2)^2}$$ Maximum.

Hieraus sehen wir schon dass die Werthe der Dicke welche ~~sich~~ den Minimen von J entsprechen verhalten sich wie die

usw

Wir sehen ferner dass die Luftdicke in innigem Zusammenhange mit der Wellenlänge des Lichtes ist. – Es ist die erste von Newton berechnete Luftdicke

$$= \frac{1 \text{ engl. Zoll}}{178,000}$$

somit ist

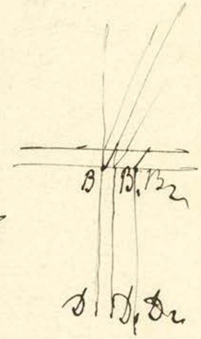
$$\lambda_{gelb} = \frac{4 \text{ engl. Zoll}}{178,000}$$

Auf ähnlichem Wege kann man die Wellenlängen anders gefärbter Strahlen auch bestimmen. –

# Wenn man durch einen Apparat der die Newtonschen Farbenringe zeigt, hindurchsieht, so sieht man eine ganz analoge Erscheinung. – Bei homogenem

Lichte sehen wir auch durchsehend helle und dunkle Linien sehen. –
Wenn das Licht gemischtes ist dann ~~ist~~ tritt die ganze Farbenpracht auf. –
Die Theorie dieser Erscheinung will ich kurz angeben. –

Ebenso wie unendlich viele Strahlen reflectirt werden, so werden auch unendlich viele Strahlbündel gelassen, die alle in derselben Gerade $BD$ zusammenfallen, und folglich auch interferiren. –




Die Amplitude des Strahles $B_1D_1$ ist $= add'$

Ferner $= add'r'^2$

folg. $= add'r'^4$

Ich setze die Verrückung des Theiles $B$ zur Zeit $t$ in dem Strahle $BD$

$$= add' \sin\left(\frac{t}{T} + \delta\right) 2\pi$$

Die Verrückung in dem folgenden Strahle B, D, ist

$$= add'r'^2 \sin\left(\frac{t}{T} + \delta - \frac{2D}{\lambda}\right) 2\pi$$

ferner $$= add'r'^4 \sin\left(\frac{t}{T} + \delta - \frac{4D}{\lambda}\right) 2\pi$$

. . . . etc.

Die Strahlen sind alle in derselben Ebene polarisirt es ist die Verrückung der Aethertheilchen zur Zeit t die Summe dieser Glieder, also:

$$u = add'\left\{\sin\vartheta + r'^2\sin(\vartheta - \eta) + r'^4\sin(\vartheta - 2\eta) + \text{etc}\right\}$$

worin

$$\vartheta = \left(\frac{t}{T} + \delta\right)2\pi$$

$$\eta = \frac{2D}{\lambda}2\pi$$

Das ist eine Reihe wie wir sie im vorigen § gehabt haben haben. — Sie lässt sich summiren und es wird:

$$u = add'\frac{\sin\vartheta - r'^2\sin(\vartheta + \eta)}{1 - \cancel{\cos}\, 2r'^2\cos\eta + r'^4}$$

bringen wir nun diesen Ausdruck auf die Form:

$$u = A\cos\delta + B\sin\delta$$

und finden dann

$$J_d = A^2 + B^2$$

und:

$$\underbrace{J_d = \frac{a^2 d^2 d'^2}{1 - 2r'^2\cos\eta + r'^4}}$$

benützen wir die zwischen $r\,r'$ und $d\,d'$ gefundenen Relationen so finden wir:

$$J_d = \frac{a^2(1-r^2)^2}{(1-r^2)^2 + 4r^2\sin^2\frac{D}{\lambda}2\pi}$$

Also hängt dann diese Intensität von $D$ ab — und zwar wenn $D$ variirt abwechselnd Maxima und Minima haben. —

Die Intensität des reflectirten Lichtes

kenne ich jetzt die Unbekannte

haben $I_r$ — es ist dann

$$I_d =$$

und $$I_r =$$

in einfacher Beziehung. — Addirt

geben sie:

$$\underbrace{I_d + I_r = a^2}$$ §

d. i. die Intensität des durchgelassenen

~~und~~ + des reflectirten Lichtes ist

gleich der des auffallenden Lichts.

Es ist das ein Schluss den wir auch

daraus hätten ableiten können

dass die lebendige Kraft bei

jeder Brechung unverändert sein

muss. —

Die Farben sind bei weissem Licht

im reflectirten Lichte sehr viel

heller als im durchgegangenen Lichte. –

Wir haben beim reflectirten Licht überall

$$\min = 0 \qquad \max. = a^2\frac{4r^2}{(1+r^2)^2}$$

Bei durchgegangenen Lichte:

$$\max = a^2 \qquad \min = a^2\left(\frac{1-r^2}{1+r^2}\right)^2$$

(dies ergiebt sich aus [illegible] §.)

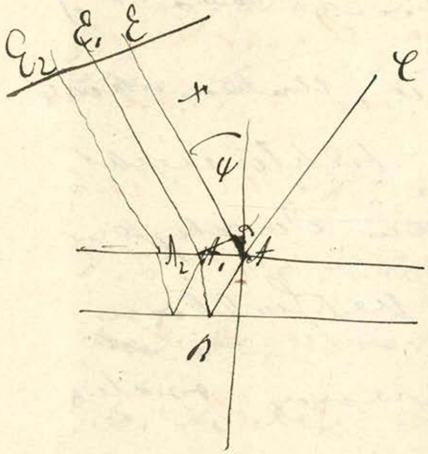
Wir sehen da dass die Unterschiede bei durchgegangenen Lichte nicht gross sind, es sind bei durchgegangenen Lichte das Verhältniss des max zu dem minimum solches 11 : 12.

Beim reflectirten ist es ganz anders

3. Es soll das Licht unter einem [illegible]

Bis jetzt haben wir homogenes polarisirtes Licht angewendet ~~andere~~ ~~[illegible]~~ so gelten aber auch wenn das Licht natürliches und geneigter ist. –

Dieser Fall erfordert keine neue Behandlung, wohl aber wenn das Licht außen auffällt. –




Es liege der leuchtende Punkt in der Unendlichkeit, so dass alle Strahlen parallel seien. –

Ich behaupte es wird da auch einen Strahl $E_1A_1$ geben, der bei $A_1$ auffallend ~~zu~~ nach $B$ gebrochen wird von da nach $A$, und wird dann in $AC$ theilweise zurückgehen. – Dass es einen solchen Strahl geben kann ist die Folge der

Parallelismus der Platten. —
Dass es einen solchen Strahl geben kann sehen wir ein mit Berücksichtigung des Princips dass ein Strahl einen in einem Sinne zurückgelegten Weg auch im anderen Sinne zurücklegen wird. — Es wird aber auch noch einen zweiten Strahl $E_2 A_2$ geben der zum Theil wieder auch in AC fällt. — So wird von allen Strahlen die so parallel auffallen ein Theil in AC reflectirt und bedingt die Intensität des Strahles AC in wenn Interferenz vorkommen kann. —

Der erste Strahl an    ar

der zweite "    add'r'.

— — —    add'r'^3

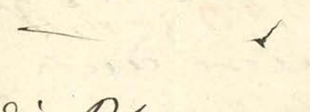
— — —    add'r'^5

— — —

suchen wir die Verrückung der Aether-
theilchen in dem Strahle Al, also
etwa des Theilchens A. – Es ist
die

in dem ersten Kraft

[illegible] zweit [illegible]



Um die Phase zu finden nennen
wir eine Wellen Ebene ziehen –
in welchen $E$ $E_1$ $E_2$ liegen. Die
Verrückung alles Theilchens in
der Wellenebene ist dieselbe un-
d

$$\text{die Verrückung} \left.\begin{matrix} E \\ E_1 \\ E_2 \end{matrix}\right\} a \sin \frac{t}{T} 2\pi .$$

Ich nenne die Entfernung $EA = x$ so
wird.

Im ersten Strahl:

$$a r \cdot \sin\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}\right)2\pi$$

Wo aber $\lambda$ die Wellenlänge in der Umgebung des Blättchens bedeutet

$E_1A_1$ ist um den Stück $\alpha$ kürzer als $EA$. —

Ich nenne ferner $AB = A_1B = \beta$ so ist —

Verrückung in Folge des 2ten Strahles:

$$= a d d' r' \sin\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}+\frac{\alpha}{\lambda}-\frac{2\beta}{\lambda'}\right)2\pi$$

$\lambda'$ Wellenlänge in dem Blättchen

Verrückung in dem 3ten Strahl $= a d d' r'^3 \sin\left(\frac{t}{T}-\frac{x}{\lambda}+\frac{2\alpha}{\lambda}-\frac{4\beta}{\lambda'}\right)2\pi$

. . . . . etc

In den beiden Fällen die wir betrachten wollen sind die Strahlen in derselben Ebene polarisirt die Verrückung ist einfach gleich der Summe all dieser

Verrückungen. – Ich nenne:

δ' in der Umgebung?
δ in dem Glase?

$$(1)\quad \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) 2\pi = \delta$$

$$(2)\quad \left(\frac{2\beta}{\lambda'} - \frac{\alpha}{\lambda}\right) 2\pi = \eta$$

Dann ist

$$u = ar\sin\delta + add'r'\left\{\sin(\delta-\eta) + r'^2\sin(\delta-2\eta) + r'^4\sin(\delta-3\eta) + \text{etc.}\right\}$$

Dieses Gleichung ist identisch mit der beim senkrecht auffallenden Strahles. – Nur η und δ haben verschiedene Werthen – aber dieselben Relationen bestehen ~~für~~ zwischen $r, r'; d, d'$ etc. – hier

$$(3)\quad J_r = \frac{4a^2r^2\sin^2\frac{\eta}{2}}{(1-r^2)^2 + 4r^2\sin^2\frac{\eta}{2}}$$

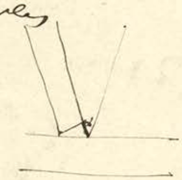
hier wie beim vorhergehenden Falle geht durch Reflexion und

Brechung nichts verloren. –

Berechnet man $J_d$ so findet man auch hier:

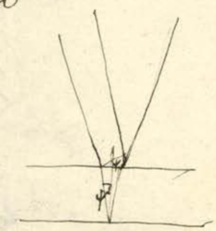
$$\underbrace{J_d + J_r = a^2}$$

Es muss aber $J_d$ und $J_r$ abhängen von dem Einfallswinkel $\varphi$ und dem Brechungswinkel. –



Vorlesung

Wir haben noch zu sehen wie $\eta$ von $\varphi$ und $\varphi'$ abhängt d. i. von dem Einfalls- und dem Brechungswinkel. –

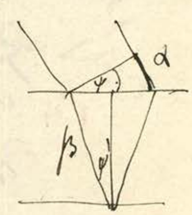




Es ist:

$$\beta = \frac{D}{\cos\varphi'}$$

$$\alpha = \sin\varphi \,.\, 2D\,tg\,\varphi'$$





So wird

$$\cancel{\eta = 2\pi\,.\,2D\left(\frac{\sin\varphi\,tg\,\varphi'}{\lambda'}\right.}$$

$$\eta = 2\pi\, 2D\left(\frac{1}{\cos\varphi'\,\lambda'} - \frac{\sin\varphi\,tg\,\varphi'}{\lambda}\right)$$

$$\eta = \frac{2\pi\, 2D}{\cos\varphi'}\left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{\sin\varphi \sin\varphi'}{\lambda}\right)$$

da

$$\frac{\sin\varphi}{\lambda} = \frac{\sin\varphi'}{\lambda'} \quad \text{so ist}$$

$$\eta = \frac{2\pi\, 2D}{\lambda' \cos\varphi'}\left(1 - \sin^2\varphi'\right)$$

$$\eta = \frac{2\pi . 2D}{\lambda'} \cos\varphi'$$

$$\frac{\eta}{2} = \frac{D . 2\pi}{\lambda'} \cos\varphi'$$

Somit

$$(4) \qquad J_r = \frac{4a^2 r^2 \sin^2 \frac{D\cos\varphi'}{\lambda'} 2\pi}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \frac{D\cos\varphi'}{\lambda'} 2\pi}$$

Wir behandelten schon früher den Fall dass $\varphi' = 0$ war dann kommt statt $D\cos\varphi'$ nur $D$ vor. – Wird der Einfallswinkel vergrössert so ist die Wirkung genau dieselbe als ob wenn der Strahl senkrecht auffiele aber die Dicke im Verhältnisse von $\frac{1}{\cos\varphi'}$ vergrössert würde – die Maxima und Minima treten also auf an Stellen wo $D\cos\varphi'$ ein ~~[illegible]~~ geraden ungeraden Vielfache von $\frac{\lambda'}{4}$ ist.–

Wenn das Licht nicht senkrecht oder nicht parallel polarisirt ist, so – wie wir gesehen haben – ist die Lage der Ringe doch nur dieselbe – also auch wenn das auffallende Licht natürliches ist.–

$$J_d = \frac{a^2(1-r^2)^2}{(1-r^2)^2 + 4r^2\sin^2\frac{2D\cos\varphi'}{\lambda'}2\pi} \quad (5)$$

(4) und (5) bestehen aber nur ~~auf~~ für homogenes Licht.–

Haben wir weisses Licht so ~~müssen~~ bestehen diese Gleichungen für jeden der Bestandtheile des einfallenden Lichtes. Ist $a^2$ die Intensität eines der Bestandtheile, so ist die Intensität des ganzen Strahles

$$J_c = \sum a^2$$

Ebenso ergiebt sich $J_r$

$$J_r = \sum (4)$$

$$J_d = \sum (5)$$

Es werden diese Formeln auch die
Farbe des Refl. und des gebr.
Lichtes angeben. – Diese Farben werden
~~wesentlich~~ verschieden von
dem einfallenden sein, da ja
$I_r$ und $I_d$ wesentlich von $d'$
abhängen. –

Ich will vereinfachen – $r$ ist
eine kleine Grösse bei Glas und
Luft $= \frac{1}{25}$, ich werde so $r$
~~gey~~ ~~ein~~ als sehr klein annehmen
und schreiben: –
$r$ hat ferner für verschiedene Farben
einen verschiedenen Werth – seine
Änderungen sind aber nicht sehr
beträchtlich – so dass als an-
nähernde Formel dienen kann:

(6) $$I_r = 4r^2 \sum a^2 \sin^2 \frac{D\cos\varphi}{d'} 2\pi$$

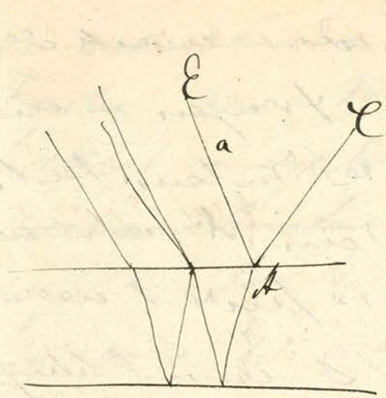
Wenn nun das einfallende Licht
nicht homogen ist, sondern nur
Farben von sehr kleinem Unterschiede

enthältst, so haben wir nach der Farbe nicht mehr zu fragen — und fragen allein nach der Intensität. — Wenn man annimmt dass $\delta'$ sehr wenig veränderlich ist — so findet man dass $J_r$ ~~dann~~ von $\delta$ unabhängig ist. —

mittlere

Ich werde jetzt die Intensität des von einer dicken Platte reflectirten Lichtes ableiten — da sind keine Intensitätsunterschiede mehr da, was nicht zu verwundern ist da ja das Maximum des einen zusammenfällt zu dem Minimum des anderen. —

Es sei eine Platte dessen Dicke groß ist gegen die Wellenlänge. — Dann wird reflectirt wie es die Figur zeigt.




a Amplitude

$ar$

$a\,d\,d'\,r'$

$a\,d\,d'\,r'^3$ ...

Aus den Relationen

$(r' = -r \quad dr = (1-r'^2))$ (?)

werden die Amplituden

$ar$

$-\,a(1-r^2)\,r$

$-\,a(1-r^2)\,r^3$

$-\ \dots$

$J_e = a^2\ \dots$

$J_e \cdot r^2$

$J_e\,(1-r^2)^2\,r^2$

$J_e \cdot (1-r^2)^2\,r^4$

$\dots$

Wir kommen so zu dem Ausdrucke

(?) wenn wir annehmen

dass die resultirenden Strahlen

nicht interferiren. —

Wenn also die Platte dick ist so

interferiren die Strahlen nicht. –

$$\cancel{J_r = J_e\{r^2 +}$$

$$J_r = J_e\, r^2 \left\{ 1 + (1-r^2)^2 (1 + r^4 + r^8 + \text{etc}) \right\}$$

summirt:

$$J_r = J_e\, r^2 \left\{ 1 + \frac{(1-r^2)^2}{1-r^4} \right\}$$

$$\underbrace{J_r = J_e \cdot \frac{2r^2}{1+r^2}}$$

Das ist eben die Formel die Schwierigkeiten löst auf dem angedeuteten Wege. – Da die Summe von $J_r$ und $J_d$ = $J_e$ sein muss so ist

$$J_d = J_e \frac{1-r^2}{1+r^2}$$

Hiebei habe ich stillschweigend angenommen dass der Strahl senkrecht oder parallel zur Einfallsebene polarisirt sei. –