

Parallelismus mit einer auf der Refractionsebene senkrechten Ebene nahe gebracht wird.

Die bereits mitgetheilten Formeln und die für gebrochenes Licht, welche in dem folgenden Aufsatz enthalten sind, drücken die Gesetze aus, nach welchen die repulsiven und attractiven Kräfte die Lage der Polarisations Ebenen verändern, und da wir bewiesen haben, daß die Polarisation eine nothwendige Folge der Drehung dieser Ebenen in gewisse Lagen ist, so können wir alle die verschiedenen Phänomene der Lichtpolarisation durch Reflexion und Refraction als unter die Herrschaft von Gesetzen gebracht betrachten, die eben so gut bestimmt sind wie die, welche die Bewegung der Himmelskörper lenken.

VIII. *Ueber die Gesetze der Polarisation des
Lichts durch Refraction;*
von D. Brewster.

(*Philosoph. Transactions*, f. 1830, Pt. 1. p. 133.)

Im Herbste 1813 kündigte ich der K. Gesellschaft die damals von mir über die Polarisation des Lichts durch Refraction gemachte Entdeckung an *), und in dem darauf folgenden November theilte ich eine ausgedehnte Reihe von Versuchen mit, durch welche das allgemeine Gesetz der Erscheinungen festgestellt wurde. Während der sechzehn Jahre, die seitdem verflossen sind, scheint der Gegenstand keine Fortschritte gemacht zu haben. Nach Versuchen indeß, die mit Glasplatten unter allen Einfallswinkeln angestellt seyn sollen, hat Hr. Arago angekündigt, daß die Lichtmenge, welche eine Glasplatte unter irgend

*) Mit welcher Entdeckung mir Hr. Malus zuvorgekommen war.

einem Winkel durch Reflexion polarisire, derjenigen gleich sey, die beim Hindurchgehen polarisirt wird. Allein dieses Resultat beruht auf unrichtigen Beobachtungen, und muß daher, indem es zu falschen Ansichten führt, hemmend auf die Fortschritte dieses Zweiges der Optik wirken.

Ich habe im Jahre 1813 durch unbestreitbare Versuche gezeigt, daß die polarisirende Wirkung einer jeden brechenden Fläche eine physische Veränderung in dem gebrochenen Lichtbündel hervorbringt, und denselben immer mehr und mehr dem Zustande der vollständigen Polarisation nahe führt. Allein dieß Resultat, welches gegenwärtig bewiesen werden soll, wurde vom Doctor Young und von den französischen Physikern für hypothetisch gehalten. In neuerer Zeit hat Hr. Herschel sich dahin entschieden, daß von den beiden sich widerstreitenden Ansichten diejenige die wahrscheinlichere sey, welche zuerst von Malus aufgestellt, und hernach von Biot, Arago und Fresnel aufrecht gehalten wurde, die nämlich, daß der unpolarisirte Theil eines Lichtbündels sich im Zustande des gewöhnlichen Lichts befinde, also keine physische Veränderung erlitten habe.

Ich werde nun dieselben Grundsätze, die ich bereits bei der Polarisation des Lichts durch Reflexion benutzt habe, auf den vorliegenden Gegenstand anwenden, und, gestützt auf wirkliche Versuche, die wahren Gesetze der Erscheinungen aufstellen.

Der erste Schritt in dieser Untersuchung muß in der Ausmittlung des Gesetzes bestehen, nach welchem die polarisirende Kraft der brechenden Fläche die Lage der Polarisationsebenen des polarisirten Lichts verändert; ein Gegenstand, welcher, so viel ich weiß, bisher noch Niemandes Aufmerksamkeit beschäftigt hat.

Nimmt man eine Glasplatte, deren Flächen nicht ganz parallel sind, damit das Hauptbild nicht zusammenfalle mit den von den innern Flächen reflectirten Bildern, so

sieht man, selbst bei großen Schiefen, das durchgelassene Licht frei von jeder Beimengung von reflectirtem Lichte. Es sey nun diese Platte auf einen getheilten Kreis gelegt, so daß man durch sie zwei Scheiben polarisirten Lichts *A* und *B* (Fig. 11. Taf. I.) erblicken kann, die durch Doppelbrechung entstanden sind und mit ihren Polarisationssebenen unter $+45^\circ$ und -45° gegen die Refractionsebene neigen. Bei dem Einfallswinkel 0° , also bei senkrechtem Durchgange des Lichts, erleidet die Lage der Polarisationssebenen keine Veränderung; allein bei einer Incidenz von 30° sind sie um $40'$ gedreht, so daß ihre Neigung gegen *MN* oder der halbe Winkel $aec = 45^\circ 40'$ betragen wird. Bei 45° ist diese Neigung $46^\circ 47'$; bei 60° ist sie $50^\circ 7'$, und so nimmt sie zu bis 90° Incidenz, wo sie $66^\circ 19'$ beträgt. Das Maximum der Veränderung, welche eine einzelne Glasplatte in der Lage der Polarisationssebenen hervorbringt, ist demnach: $66^\circ 19' - 45^\circ = 21^\circ 19'$, und sie kommt also derjenigen gleich, welche die Reflexion bei Winkeln von 39° und 70° erzeugt. Zu bemerken ist jedoch, daß hier die Drehung in entgegengesetzter Richtung geschieht, indem die Polarisationssebenen der Rechtwinklichkeit gegen die Refractionsebene genähert werden. Diese Verschiedenheit entspricht genau dem entgegengesetzten Charakter beider Polarisationen, indem die Pole der Lichtpartikel, welche vorhin eine Abstossung durch die Reflexionskraft erlitten, hier durch die Refraktionskraft angezogen werden.

In diesem Versuche wirken die beiden Flächen der Platte zugleich, und daher können wir aus dem Drehungsmaximum von $21^\circ 19'$ nicht die Wirkung einer einzelnen Fläche, z. B. der ersten, ableiten, welche offenbar mehr als die halbe Wirkung der beiden Flächen betragen muß, da die Polarisationssebenen schon etwas aus einander gegangen sind, ehe sie die Wirkung der zweiten Fläche erleiden.

Um die von einer einzigen Fläche hervorgebrachte

Drehung zu erhalten, nahm ich ein Glasprisma ABC (Fig. 12. Taf. II.), an dem der Winkel BAC eine solche Gröfse hatte, dafs ein möglichst schief einfallender Strahl RR in der Richtung Rr , senkrecht gegen die Fläche AC , ausfahren mußte. Ich hatte dafür gesorgt, dafs das Prisma gut abgekühlt war, und liefs den Strahl so nahe wie möglich am Scheitel A einfallen, wo das Glas am dünnsten, und folglich am freisten von irgend einem polarisirenden Gefüge war. Auf diese Weise erhielt ich die folgenden Messungen.

G l a s.

Einfallswinkel.	Neigung der Ebenen ab und cd (Fig. 11.) gegen die Reflexions- ebene.	Drehung.
$87^{\circ}38'$	$54^{\circ}15'$	$9^{\circ}15'$
54 50	47 25	2 25
32 20	45 22	0 22.

Hierauf machte ich die folgenden Versuche mit einem parallelen Stück Tafelglas und mit einem sehr dünnen Stück Kronglas; letzteres bot den Vortheil dar, dafs es das reflectirte Licht von den durchgehenden trennte.

Einfallswinkel.	Tafelglas.		Kronglas.	
	Neigung.	Drehung.	Neigung.	Drehung.
0°	$45^{\circ} 0'$	$0^{\circ} 0'$	$45^{\circ} 0'$	$0^{\circ} 0'$
40	47 28	2 28	47 18	2 18
55	49 35	4 35	49 19	4 19
67	52 53	7 53	52 16	7 16
80	58 53	13 53	58 42	13 42
$86\frac{1}{2}$	61 16	16 16	61 0	16 0.

Ich wurde nun begierig, den Einfluß der Brechkraft zu ermitteln, obgleich ich schon im Jahre 1813 gefunden, dafs, bei gleichen Einfallswinkeln, von Platten mit hoher Brechkraft eine grössere Lichtmenge polarisirt werde, als von Platten mit schwacher Brechkraft. Die Nothwendig-

keit, Platten ohne alles krystallinisches Gefüge zu haben, legte diesem Theil der Untersuchung grofse Schwierigkeiten in den Weg. Ich versuchte auch Goldblätter, fand es jedoch, wegen des unverändert durch ihre Poren gehenden Lichtes, fast unmöglich genaue Resultate zu erhalten. Eine Schicht Seifenwasser, die über ein rechtwinkliches Rähmchen von Kupferdraht ausgebreitet worden, gab mir folgende Messung:

W a s s e r.		
Incidenz.	Neigung.	Drehung.
85	54° 17'	9° 17'.

Ich untersuchte darauf eine dünne Platte eines metallischen Glases (*metalline glass*) von sehr starker Brechkraft:

Einfallswinkel.	Neigung.	Drehung.
0°	45° 0'	0° 0'
20	45 42	0 42
30	46 50	1 50
40	48 0	3 0
55	51 12	6 12
80	62 32	17 32.

Aus dem Vergleiche dieser Resultate geht hervor, daß die Drehung mit der Brechkraft zunimmt.

Die Untersuchung der Wirkungen, welche bei verschiedenen Einfallswinkeln erzeugt werden, macht es klar, daß die Drehung mit der Ablenkung des gebrochenen Strahls variirt, d. h. mit $i - i'$, dem Unterschiede der Einfallswinkel und Refractionswinkel. Die Betrachtung der Umstände dieser Erscheinungen hat mich demnach dahin geführt, die Neigung φ der Polarisationssebenen gegen die Refractionsebene durch die Formel

$$\cot \varphi = \cos(i - i')$$

auszudrücken, wo dann die Drehung $= \varphi - 45^\circ$ ist.

Die Formel giebt offenbar ein Minimum bei 0° , und

ein Maximum bei 90° ; bei allen dazwischen liegenden Punkten giebt sie die Versuche so genau wieder, dafs, wenn man das Kalkspathrhomboëder in den berechneten Neigungswinkel bringt, das ungewöhnliche Bild vollkommen unsichtbar ist; ein schlagender Beweis von der Richtigkeit des Princips, auf welches die Formel gegründet ist.

Der obige Ausdruck ist natürlich blofs auf den Fall anwendbar, wo die Neigung x der Polarisations Ebenen ab , cd (Fig. 11.) 45° beträgt; ist dieß nicht der Fall, so wird der allgemeine Ausdruck

$$\cot \varphi = \cot x \cdot \cos(i - i').$$

Wenn das Licht, wie bei einer einzelnen Glasplatte, durch eine zweite Fläche geht, so ist der Werth von x für die zweite Fläche offenbar der Werth von φ nach der ersten Refraction, oder im Allgemeinen, wenn man ϑ die Neigung nach irgend einer Anzahl n Refractionen, und φ die Neigung nach einer einzigen Refraction nennt, so ist:

$$\cot \vartheta = \cot^n \varphi.$$

Wenn ϑ durch Beobachtung gegeben ist, so hat man:

$$\cot \varphi = \sqrt[n]{\cot \vartheta}$$

Die allgemeine Formel für irgend eine Neigung x und irgend eine Anzahl n von Refractionen ist:

$$\cot \vartheta = [\cot x \cdot \cos(i - i')]^n$$

$$\text{und } \cot \varphi = \sqrt[n]{\cot x \cdot \cos(i - i')}$$

und, wenn $x = 45^\circ$, also $\cot x = 1$ ist, wie beim gewöhnlichen Lichte,

$$\cot \vartheta = \cos^n(i - i')$$

$$\cot \varphi = \sqrt[n]{\cos(i - i')}$$

Da das Glied $\cos^n(i - i')$ niemals gleich Null werden kann, so können die Polarisations Ebenen auch niemals senkrecht gegen die Reflexionsebene zu stehen kommen, weder beim Polarisationswinkel, noch bei irgend einem andern Winkel.

Um die Formel mit der Erfahrung zu vergleichen, nahm ich eine Platte gut abgekühlten Glases, welche bei allen Einfallswinkeln die reflectirten Strahlen von den durchgelassenen absonderte, und für welche m nahe gleich 1,510 war; ich erhielt mit ihr die folgenden Resultate:

Einfallswinkel	Re-fractions-winkel	Drehung	Neigung		Unterschied
		beobachtet	beobachtet	berechnet	
0°	0° 0'	0° 0'	45° 0'	45° 0'	
10	6 36 $\frac{1}{2}$	0 13	45 13	45 6	+0° 7'
20	13 5	0 27	45 27	45 25	+0 2
25	16 15	0 32	45 32	45 40	-0 8
30	19 20	0 40	45 40	46 0	-0 20
35	22 19	1 12	46 12	46 25	-0 13
40	25 10	1 30	46 30	46 56	-0 26
45	27 55	1 42	46 47	47 34	+0 47
50	30 29	2 48	47 42	48 24	-0 42
55	33 52	3 54	48 54	48 59	-0 5
60	35 0	5 7	50 7	50 36	-0 29
65	36 53	6 48	51 48	52 7	-0 19
70	38 29	8 7	53 7	53 59	-0 52
75	39 45	9 55	54 55	56 18	-1 23
80	40 42	12 10	57 10	59 5	-1 55
85	41 17	15 45	60 45	62 24	-1 39
86	41 21	16 39	61 39	63 9	-1 30
90	41 28			66 19	

Die vorletzte Columnne der Tafel wurde berechnet nach der Formel

$$\cot \vartheta = \cos^2(i - i'),$$

da n für diesen Fall = 2 war. Die Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Resultaten ist befriedigend, da der Unterschied im Mittel nur 41' beträgt. Da indess die Unterschiede fast sämmtlich negativ sind, so vermuthete ich in der Adjustirung des Instruments einen Fehler; und wirklich als ich die Messung bei 80° Incidenz, als der fehlerhaftesten, wiederholte, fand ich die Neigung gleich 58° 40', welche den Unterschied von 1° 55'

auf 25' herabbringt. Ich hielt es nicht für nöthig, alle Beobachtungen zu wiederholen; allein als ich das zerlegende Kalkspathrhomboëder in die berechneten Neigungen brachte, fand ich, daß das ungewöhnliche Bild jedesmal verschwand, was am besten die Genauigkeit der Formel beweist.

Bei diesen Versuchen war $x=45^\circ$, also $\cot x=1$; um indeß die Formel für eine Variation von x von 0° bis 90° zu prüfen, nahm ich den Fall, wo für $x=45^\circ$, der Einfallswinkel $=80^\circ$ und $\varphi=58^\circ 40'$ war. Folgendes waren die Resultate:

Werthe von x	Neigung		Unterschied
	beobachtet	berechnet	
0°	$0^\circ 0'$	$0^\circ 0'$	$0^\circ 0'$
$2\frac{1}{2}$	7 10	7 20	—0 10
5	9 40	8 19	+0 21
10	17 10	16 25	+0 45
15	24 42	24 6	+0 36
20	32 30	31 19	+1 11
25	39 15	37 54	+1 21
30	44 10	43 57	+0 13
35	49 38	49 28	+0 10
40	54 36	54 31	+0 5
45	58 40	59 5	—0 25
50	63 10	63 19	—0 9
55	66 58	67 15	—0 17
60	70 18	70 56	—0 38
65	74 8	74 24	—0 16
70	76 56	77 42	—0 46
75	79 20	80 53	—1 33
80	83 23	83 58	—0 35
85	86 23	86 0	+0 23
90	90 0	90 0	0 0

Die vorletzte Columnne wurde nach der Formel $\cot \vartheta = \cot x \cdot \cos^2 58^\circ 40'$ berechnet. Die Unterschiede betragen im Mittel nur 36'.

Bei

Bei Bestimmung der im gebrochenen Strahle vorhandenen Menge polarisirten Lichts müssen wir *mutatis mutandis* der schon für den reflectirten Strahl auseinandergesetzten Methode folgen. Den Hauptschnitt des vorliegenden Rhomboëders in eine Ebene senkrecht gegen die Reflexionsebene gebracht angenommen, wird die Menge Q' des nach jener Ebene polarisirten Lichtes seyn:

$$Q' = 1 - 2 \cos^2 \varphi,$$

wobei die Quantität des durchgelassenen Lichts gleich 1 ist. Allein

$$\cot \varphi = \cot x \cos(i - i')$$

und da $\cot \varphi = \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi}$ und $\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = 1$, so haben wir, um $\cos^2 \varphi$ und $\sin^2 \varphi$ zu finden, deren Quotienten und deren Summa. Hieraus ist:

$$\cos^2 \varphi = \frac{\cot^2 x \cos^2(i - i')}{1 + \cot^2 x \cos^2(i - i')}$$

und indem man diesen Werth von $\cos^2 \varphi$ in der früheren Formel substituirt, wird sie

$$Q' = 1 - \frac{2 \cot^2 x \cos^2(i - i')}{1 + \cot^2 x \cos^2(i - i')}.$$

Da nun nach Fresnel's Formel die Quantität des reflectirten Lichtes ist:

$$R = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')} + \frac{\tan^2(i - i')}{\tan^2(i + i')} \right),$$

so wird die Quantität T des durchgelassenen Lichtes seyn:

$$T = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')} + \frac{\tan^2(i - i')}{\tan^2(i + i')} \right),$$

folglich:

$$Q' = \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')} + \frac{\tan^2(i - i')}{\tan^2(i + i')} \right) \right\} \left(1 - \frac{2 \cos^2(i - i')}{1 + \cos^2(i - i')} \right).$$

Diese Formel ist auf gemeines Licht anwendbar, für welches $\cot x = 1$ aus der Gleichung verschwindet; für

partiell oder ganz polarisirte Strahlen wird sie zufolge der im vorhergehenden Aufsatz entwickelten Grundsätze:

$$Q = \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2(i-i')}{\sin^2(i+i')} \cos^2 x \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\tan^2(i-i')}{\tan^2(i+i')} \sin^2 x \right) \left(1 - \frac{2 \cot^2 x \cos^2(i-i')}{1 + \cot^2 x \cos^2(i-i')} \right) \right\}$$

In allen diesen Fällen drückt die Formel die Lichtmenge aus, welche wirklich oder scheinbar nach der Refractionsebene polarisirt ist.

Da die Polarisationsebenen eines $+45$ und eines -45 polarisirten Strahls niemals durch die Refraction in Coincidenz gebracht werden können, so kann die Lichtmenge, welche durch Refraction polarisirt wird, mathematisch niemals dem Ganzen des durchgelassenen Lichtbündels gleich werden, wie viele Refractionen derselbe auch erleiden mag, oder, was dasselbe sagt, die Refraction kann keine wahrhaft polarisirte Strahlen, d. h. Strahlen mit parallelen Polarisationsebenen, hervorbringen.

Die vorhergehende Analyse der Veränderungen des gemeinen Lichts, dasselbe als durch zwei rechtwinklich polarisirte Strahlen dargestellt angenommen, führt nur hinsichtlich der partiellen Polarisation des Lichts durch Refraction zu denselben Schlüssen, welche wir im vorhergehenden Aufsatz in Bezug auf die Polarisation des Lichts durch Reflexion entwickelt haben. Jede lichtbrechende Fläche ändert die Lage der Polarisationsebenen ab, und bewirkt dadurch also eine physische Veränderung in dem durchgelassenen Lichtbündel, durch welche er dem Zustande der vollständigen Polarisation näher geführt wird.

Diesen Satz werde ich durch Anwendung der Formel auf die von mir in den *Philosoph. Transact. f. 1814* bekannt gemachten Versuche erläutern.

Nach dem ersten dieser Versuche wird das Licht einer Wachskerze in einer Entfernung von zehn oder zwölf Fufs durch acht Platten oder sechzehn parallele Flächen von Tafelglas unter einem Winkel von $78^\circ 52'$ vollstän-

dig polarisirt. Nun habe ich ausgemittelt, dafs ein Lichtbündel von dieser Intensität aus dem ungewöhnlichen Bilde verschwindet oder vollständig polarisirt erscheint, sobald seine Polarisationsebenen mit der Refractionsebene einen Winkel bilden, der für eine mäßige Zahl von Platten nicht geringer als $88\frac{3}{4}^{\circ}$, und für eine beträchtlichere Zahl nicht geringer als $88\frac{1}{2}^{\circ}$ ist; der Unterschied ist Folge der grofsen Schwächung des Lichts bei seinem Durchgange durch das Glas. Für den gegenwärtigen Fall giebt die Formel:

$$\cot \vartheta = \cos^{16} (i - i') \text{ und } \vartheta = 88^{\circ} 50',$$

wonach, wie es sich auch zeigt, das Licht vollständig polarisirt erscheinen mufs.

Bei einem Winkel von $61^{\circ} 0'$ wurde der Lichtbündel durch 24 Platten oder 48 Flächen polarisirt. Hier ist also:

$$\cot \vartheta = \cos^{48} (i - i'), \text{ also } \vartheta = 89^{\circ} 36'.$$

Bei einem Winkel von $43^{\circ} 34'$ wurde das Licht durch 47 Platten oder 94 Flächen polarisirt; diefs giebt:

$$\cot \vartheta = \cos^{94} (i - i') \text{ und } \vartheta = 88^{\circ} 27'.$$

Es ist überflüssig, diese Vergleichung weiter zu treiben; allein es wird interessant seyn, durch die Formel die kleinste Zahl von Refractionen zu bestimmen, welche noch vollständige Polarisation hervorbringt. In diesem Fall mufs der Einfallswinkel 90° seyn.

Hieraus ist $\varphi = 56^{\circ} 29'$ und $\cos^9 (i - i')$ giebt $88^{\circ} 36'$, so wie $\cos^{10} (i - i')$, dagegen $89^{\circ} 4'$; d. h. die Polarisation wird bei möglichst schiefe Durchgange durch $4\frac{1}{2}$ Platten oder 9 Flächen sehr nahe, und durch 5 Platten oder 10 Flächen ganz vollständig seyn.

Nachdem ich so für die durch Refraction und Reflexion polarisirte Lichtmenge Formeln erhalten habe, wird es von grofser Wichtigkeit, die von ihnen gelieferten Resultate zu vergleichen. Nennt man R das reflectirte Licht, so werden diese Formeln:

$$Q = R \left\{ 1 - \frac{2 \left(\frac{\cos(i+i')}{\cos(i-i')} \right)^2}{1 + \left(\frac{\cos(i+i')}{\cos(i-i')} \right)^2} \right\}$$

und

$$Q' = 1 - R \left\{ 1 - \frac{2 \cos^2(i-i')}{\varphi + \cos^2(i-i')} \right\}$$

Allein diese beiden Größen sind genau einander gleich, und dadurch erhalten wir das wichtige Gesetz: dafs an der ersten Fläche aller Körper, unter allen Einfallswinkeln, die durch Refraction polarisirte Lichtmenge gleich ist der durch Reflexion polarisirten. Ich habe gesagt «aller Körper,» weil das Gesetz auch auf die Oberflächen krystallisirter und metallischer Körper anwendbar ist, obgleich die Wirkung ihrer ersten Fläche durch andere Ursachen versteckt oder abgeändert wird.

Es erhellt aus der Formel, dafs es einen Einfallswinkel geben mufs, für den $R=1-R$ ist, d. h. das reflectirte Licht dem durchgelassenen gleich ist. Wenn dies stattfindet, haben wir $\sin^2 \varphi = \cos^2 \varphi'$, d. h. das zurückgeworfene Licht ist dem durchgelassenen gleich, wenn beim reflectirten Lichtbündel die Neigung der Polarisations Ebenen gegen die Reflexionsebene das Complement ist zu der Neigung der Polarisations Ebenen des gebrochenen Bündels gegen dieselbe Ebene; — oder falls wir die Neigung der Polarisations Ebenen auf die zwei rechtwinkliche Ebenen beziehen, in welche erstere gebracht sind, — wenn beim reflectirten Lichtbündel die Neigung der Polarisations Ebenen gegen die Reflexionsebene gleich ist der Neigung der Polarisations Ebenen des gebrochenen Lichtbündels gegen eine auf der Reflexionsebene senkrecht stehenden Ebene.

Um den Zusammenhang zwischen den Erscheinungen des zurückgeworfenen und des durchgelassenen Lichts zu zeigen, habe ich die folgende Tafel gegeben; sie enthält die Neigung der Polarisations Ebenen des reflectirten und

des refrangirten Lichtbündels und die Mengen des reflectirten, durchgelassenen und polarisirten Lichtes, die des einfallenden = 1000 gesetzt, unter allen Einfallswinkeln auf Glas, für das $m=1,525$ ist.

Einfallswinkel i	Refraktionswinkel i'	Neigung der Polarisationssebene		Reflectirte Lichtmenge R	Durchgelassene Lichtm. $1 - R$	Polarisirte Lichtmenge Q
		des reflectirten Lichts φ'	des refrangirten Lichts φ			
0° 0'	0° 0'	45° 0'	45° 0'	43,23	956,77	0,00
2 0	1 18 $\frac{2}{3}$	44 57	45 0,7	43,26	956,74	0,07
10 0	6 32	43 51	45 3	43,39	956,61	1,73
20 0	12 58	40 13	45 13	43,41	956,59	7,22
25 0	16 5	37 21	45 21	43,64	956,36	11,60
30 0	19 8 $\frac{1}{2}$	33 40	45 31	44,78	955,22	17,24
35 0	22 6	29 8	45 44	46,33	953,67	24,40
40 0	24 56	23 41	46 0	49,10	950,90	32,20
45 0	27 37 $\frac{1}{2}$	17 22 $\frac{1}{2}$	46 20	53,66	946,33	44,00
50 0	30 9	10 18	46 45	61,36	938,64	57,40
56 45	33 15	0 0	47 29	79,50	920,50	79,50
60 0	34 36	5 4 $\frac{1}{2}$	47 54 $\frac{1}{2}$	93,31	906,69	91,60
65 0	36 28	12 45	48 42	124,86	875,14	112,70
70 0	38 2	18 32	49 28	162,67	837,33	129,80
75 0	39 18	26 52	50 55	257,56	742,44	152,30
78 0	39 54	30 44	51 48	329,95	670,05	157,60
78 7	39 55	30 53	51 50	333,20	666,80	157,65
79 0	40 4	31 59	52 7	359,27	640,73	157,60
80 40	40 13	33 13	52 27 $\frac{1}{2}$	391,70	608,30	156,70
82 4	40 35	36 22	53 26 $\frac{1}{3}$	499,44	500,56	154,40
84 0	40 42	38 2	53 57	560,32	439,68	134,93
85 0	40 47	39 12	54 22	616,28	383,72	123,70
85 50 $\frac{2}{3}$	40 50 $\frac{2}{3}$	40 12	54 44	666,44	333,56	111,11
86 0	40 51	40 22,7	54 48	676,26	323,74	100,67
87 0	40 54	41 32	55 16	744,11	255,89	89,80
88 0	40 57 $\frac{1}{2}$	41 43	55 43	819,90	180,10	65,90
89 0	40 58	43 51	56 14	904,81	95,19	36,30
90 0	40 58	45 0	56 29	1000,00	0,00	0,00

Aus dem Principe der Formel für reflectirtes Licht geht hervor, daß die Quantität des polarisirten Lichts

bei 0° verschwindet, weil die polarisirende Kraft dort ein Minimum ist. Beim Winkel des Polarisationsmaximum ist Q nur 79,5, weil das Glas unfähig ist, bei diesem Winkel mehr Licht zu reflectiren, sonst würde mehr polarisirt worden seyn. Der Werth von Q steigt darauf bis zu seinem Maximum bei $78^\circ 7'$, und nimmt von da an ab bis zu seinem Minimum bei 90° ; allein die polarisirende Kraft ist nicht von $56^\circ 45'$ bis $78^\circ 7'$ gewachsen wie es der Werth von φ' zeigt. Nur die Vermehrung der Menge des reflectirten Lichts ist es, welche veranlaßt, dafs aus dem ungewöhnlichen Bilde des analysirenden Rhomboëders eine gröfsere Lichtmenge verschwindet.

Anders verhält es sich jedoch mit dem refrangirten Lichte. Der Werth von Q' hat ein Minimum bei 0° und ein anderes bei 90° , während sein Maximum bei $78^\circ 7'$ liegt, die Kraft ihr Minimum bei 0° und ihr Maximum bei 90° hat, wo ihre Wirkung nur deshalb ein Minimum ist, weil es daselbst kein Licht zu polarisiren giebt. Beim Einfallswinkel $78^\circ 7'$, wo die Quantitäten Q und Q' ihre Maxima erreichen, ist das reflectirte Licht genau die Hälfte des durchgelassenen; $\sin^2 \varphi' = \cos^2 \varphi$ und $\tan \varphi' = \cos \varphi$.

Bei $85^\circ 50' 40''$, wo das durchgelassene Licht die Hälfte des reflectirten ist, ist die Ablenkung $(i - i') = 45^\circ$, und die Menge des polarisirten Lichts ein Drittel des durchgelassenen Lichts, ein Sechstel des reflectirten, und ein Neuntel des einfallenden Lichts, $\sin^2 \varphi' : \cos^2 \varphi = \text{reflectirtes Licht} : \text{durchgelassenem Licht}$, und $\cos \varphi' = \sin(i - i')$.

Bei 45° haben wir $(i + i') + (i - i') = 90^\circ$ und $\varphi' = (i - i')$:

$$\tan(i - i') = \frac{\cos(i + i')}{\cos(i - i')}$$

und

$$\tan^2(i - i') = \frac{\sin^2(i - i')}{\sin^2(i + i')}$$

Bei $56^\circ 45'$, dem Polarisationwinkel, wird die Formel für reflectirtes Licht $R = \frac{1}{2} \sin^2(i - i')$; allein bei

diesem Winkel haben wir $i' = 90^\circ - i$. Hieraus erhalten wir für die Lichtmenge, welche von allen Körpern, bei dem Polarisationswinkel reflectirt wird, den folgenden einfachen Ausdruck in Function des Einfallswinkels

$$R = \frac{1}{2} \cos^2 2i.$$

Ich habe bereits Hrn. Arago's Versuch mit Glasplatten erwähnt, bei welchem derselbe fand, dafs bei „jeder möglichen Neigung“ die durch Transmission polarisirte Lichtmenge gleich sey der durch Reflexion polarisirten. Diesen Schlufs dehnt er auf einfache Flächen aus; allein merkwürdigerweise ist das Gesetz wahr für einfache Flächen, für welche er seine Richtigkeit nicht ermittelte, während es unrichtig ist für Platten, für welche er die Richtigkeit desselben ermittelt zu haben vermeinte. Da die Betrachtung dieses Punkts nicht strenge hieher gehört, so werde ich dieselbe für eine besondere Mittheilung, betitelt: „Ueber die Wirkung der Hinterflächen durchsichtiger Platten auf das Licht *)“ aufbewahren.

IX. Ueber Brom- und Jodkalk.

Folgende Bemerkungen, die Berzelius in seinem zehnten Jahresberichte S. 126. mittheilt, dürften in Bezug auf das, was die Annalen bereits über Chlor- und Bromkalk enthalten **), gewifs nicht ohne Interesse seyn.

Die Versuche, welche ich mit den Verbindungen von Brom und von Jod mit Kalkhydrat angestellt habe, scheinen in eben so viele Schwierigkeiten eingehüllt, wie die vom Chlorkalk. Wird Kalkhydrat mit Brom im Ueberschufs genau vermengt, und dieser Ueberschufs unter einer Glasglocke mit verdünnter Luft, in welche eine con-

*) Man wird diesen Aufsatz im letzten Hefte dieses Bandes finden. P.

**) Im Bd. 88. S. 529., Bd. 91. S. 541., Bd. 90. S. 487. und Bd. 92. S. 405.