

METINGEN  
OVER DE  
Elliptische Polarisatie  
VAN HET LICHT.

PROEFSCHRIFT

DOOR

R. SISSINGH.



LEIDEN,  
S. C. VAN DOESBURGH.  
1885.

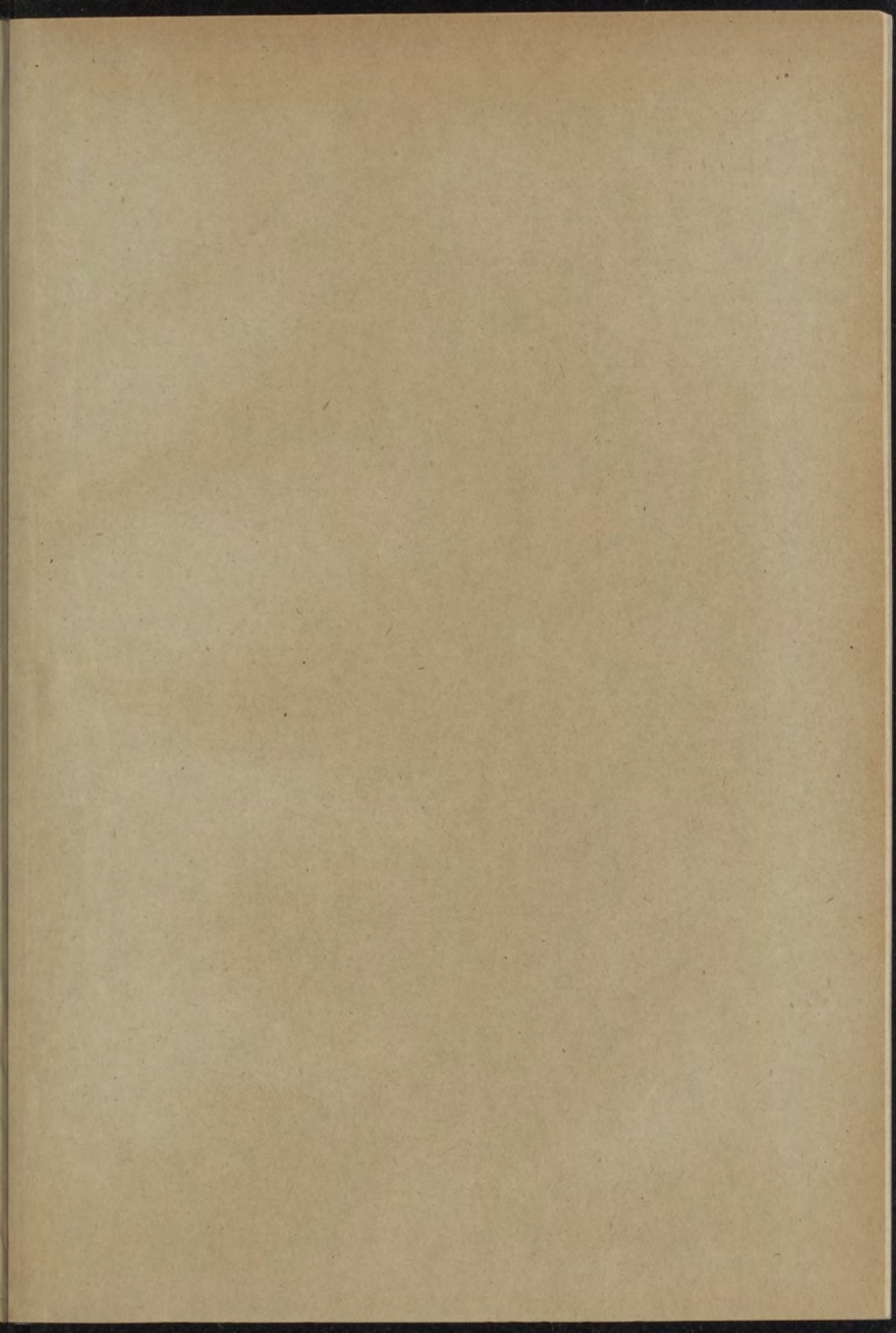
Diss Leiden

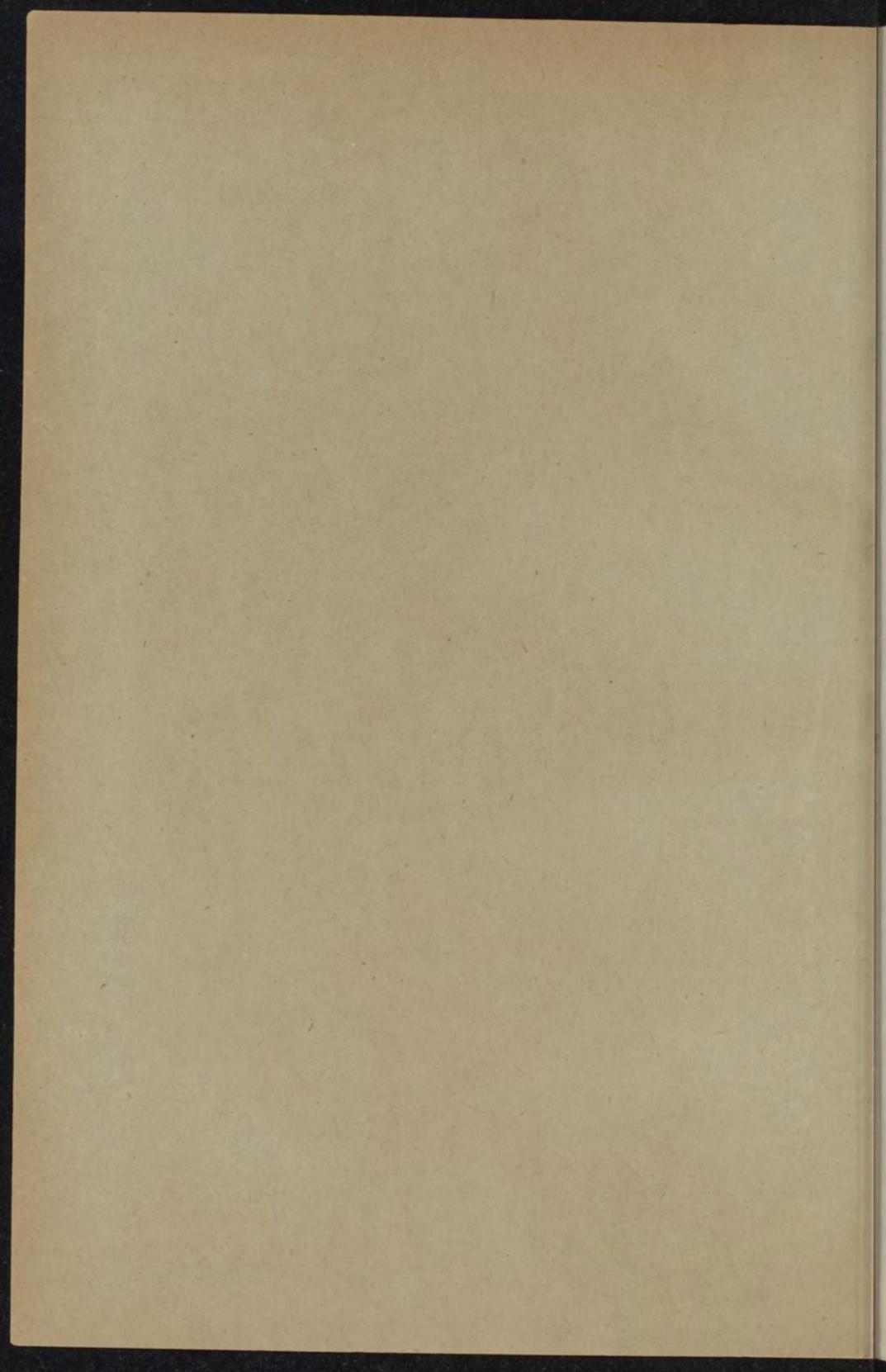
1885 r nr 12

Universiteit Leiden



1 539 319 7





METINGEN OVER DE ELLIPTISCHE POLARISATIE  
VAN HET LICHT.



M E T I N G E N  
OVER DE  
ELLIPTISCHE POLARISATIE VAN  
HET LICHT.

---

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN

DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE,

AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE LEIDEN,

OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS

DR. G. D. L. HUET,

HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER GENEESKUNDE,

VOOR DE FACULTEIT TE VERDEDIGEN

op Vrijdag, den 20<sup>sten</sup> Maart 1885, des namiddags te 3 uren,

DOOR

REMMELT SISSINGH,

GEBOREN TE DELFZIJL.

---

LEIDEN,  
S. C. VAN DOESBURGH.  
1885.

M. T. O. N.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
LIBRARY

PROGRESSIVE

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

LIBRARY



UNIVERSITY OF CHICAGO

LIBRARY



*Aan mijne Moeder.*

Class of 1888

# INHOUD.



INLEIDING . . . . .	Bladz. 1
---------------------	----------

## AFDEELING I.

De methode van waarneming met den dradencompensator . . . . .	8
Beschrijving van den Toestel . . . . .	9
De homogeniteit van het licht . . . . .	14
De bepaling der invalshoeken . . . . .	15
Het brengen van het spiegelen oppervlak in de as van den verdeelden cirkel . . . . .	18
Nicols. Bepaling der uitdoovingsstanden . . . . .	21
De afwijking van het licht door de Nicols . . . . .	22
Het bepalen van de hoofstanden der Nicols, waarin de hoofdvlakken evenwijdig loopen aan het invalsvlak . . . . .	26
De invloed van de afwijking van het licht door den Polarisator op de bepaling der hoofstanden . . . . .	29
De nauwkeurigheid der invalshoeken . . . . .	32
De compensator van Babinet . . . . .	36
De gewijzigde inrichting van den compensator . . . . .	47
De bepaling van de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines met den compensator . . . . .	54
Invloed van de afwijking der lichtstralen door de Nicols op de phasevertraging in den compensator . . . . .	61
De inwendige terugkaatsing in den compensator . . . . .	66
De nauwkeurigheid van de waarnemingen met den compensator . . . . .	70
Het gedeelte van den spiegel, dat voor de waarnemingen wordt gebruikt. . . . .	71

AFDEELING II.

Bladz.

De terugkaatsing van het licht door metalen . . . . . 75

HOOFDSTUK I.

De terugkaatsing van het licht door zilver in lucht . . . . . 77

Verandering van den Zilverspiegel A gedurende het onderzoek . . . . . 95

De uitkomsten van de metingen met de drie zilverspiegels . . . . . 98

Vergelijking van de formules van Cauchy, Neumann en Voigt . . . . . 102

Vroegere onderzoekingen . . . . . 108

HOOFDSTUK II.

De terugkaatsing van het licht door zilver in water . . . . . 118

Vergelijking van de theorieën van Cauchy en Voigt voor de terugkaatsing door metalen in vloeistoffen . . . . . 126

HOOFDSTUK III.

Onderzoekingen omtrent de electromagnetische theorie van het licht.

De terugkaatsing van het licht door week ijzer . . . . . 129

De invloed van de temperatuur op de terugkaatsing van het licht door metalen . . . . . 133

AFDEELING III.

Over den invloed van eene dunne oppervlaktelaag op de terugkaatsing van het licht door doorschijnende lichamen . . . . . 141

HOOFDSTUK I.

De terugkaatsing door flintglas, waarvan het oppervlak eene wijziging heeft ondergaan . . . . . 143

Vergelijking van de waarnemingen met de formules van Cauchy. . . . . 153

Verskil tusschen den Hoofdinvulshoek en den Polarisatiehoek . . . . . 161

HOOFDSTUK II.

Onderzoek over de oppervlaktelaag . . . . . 162

HOOFDSTUK III.

De invloed van een geleidelijken overgang tusschen de beide middenstoffen, en die van eene oppervlaktelaag met gewijzigde eigenschappen op de verschijnselen bij de terugkaatsing.

De Ellipticiteitscoëfficiënt . . . . . 172

Vergelijking der waarnemingen met de theorie, die een geleidelijken overgang tusschen de beide middenstoffen aanneemt . . . . . 181

Berekening der waarnemingen in de onderstelling, dat er aan het oppervlak eene laag met andere eigenschappen aanwezig is . . . . . 183

STELLINGEN . . . . . 189

## INLEIDING.

---

Sedert FRESNEL zijne theorie voor de terugkaatsing van het licht opstelde, is dit verschijnsel het onderwerp geweest van talrijke, zoowel theoretische als experimenteele onderzoekingen. De laatste hebben de kennis van de verschijnselen, die bij de terugkaatsing van het licht door verschillende lichamen, zoowel doorschijnende als ondoorschijnende, gekristalliseerde als ongekristalliseerde, optreden, belangrijk uitgebreid. BREWSTER's onderzoekingen over de terugkaatsing van het licht door metalen bewezen, dat hier niet alleen de lichtsterkte, maar ook de phase der beweging eene verandering ondergaat. JAMIN toonde aan, dat dit algemeen het geval was en verder, dat deze veranderingen, zoowel bij de terugkaatsing door metalen als doorschijnende lichamen met groote nauwkeurigheid door de theorie van CAUCHY worden weergegeven. QUINCKE heeft later, gedeeltelijk langs anderen weg, dezelfde uitkomsten verkregen. Scheen alzoo de overeenstemming tusschen de theorie en de waarnemingen volkomen, latere onderzoekingen hebben tegen de theorie van CAUCHY ver-

schillende bezwaren ingebracht. L. LORENZ <sup>1)</sup> en RAYLEIGH <sup>2)</sup> toonden aan, dat de wijze, waarop CAUCHY van de longitudinale trillingen gebruikt maakt om aan de verschillende grensvoorwaarden te voldoen, aan gegronde bedenkingen onderhevig is. Uit de onderstellingen van CAUCHY volgt, dat de aether in een wankelbaar evenwicht verkeert. Volgens RAYLEIGH <sup>3)</sup> kan men hetzelfde afleiden uit de waarden, die in CAUCHY's theorie van de terugkaatsing door metalen aan de standvastige grootheden moeten toegekend worden. De overeenstemming tusschen JAMIN's experimenteële en CAUCHY's theoretische onderzoekingen verschijnt nu in een geheel ander licht. Zij bewijst niet, dat de theorie, waaruit CAUCHY's formules zijn afgeleid, juist is, maar geeft slechts aan met welke waarden de uitdrukkingen voor de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines moeten overeenstemmen om aan de werkelijkheid te beantwoorden.

In den laatsten tijd heeft men op tweeërlei wijze getracht door strenge redeneering tot de wetten voor de terugkaatsing van het licht te komen.

In de eerste plaats heeft Prof. H. A. LORENTZ <sup>4)</sup> uit de electromagnetische theorie van het licht de wetten van FRESNEL voor de terugkaatsing door doorschijnende middestoffen en die van CAUCHY voor de terugkaatsing door metalen met behulp van onbetwistbare grensvoorwaarden

---

1) L. LORENZ, Ueber die Theorie des Lichts, Pogg. 118.

2) RAYLEIGH, On the Reflection of Light from Transparent Matter. Phil. Mag. Ser. 4, Vol. 42.

3) RAYLEIGH, On the Reflection and Refraction of Light by intensely opaque Matter. Phil. Mag. Ser. 4, Vol. 43.

4) H. A. LORENTZ, Over de Theorie der Terugkaatsing en Breking van het Licht.

afgeleid. Verder kunnen in de electromagnetische theorie van het licht, zoowel door het invoeren van longitudinale trillingen als op de wijze, die L. LORENZ<sup>1)</sup> heeft aangegeven, den invloed van een geleidelijken overgang tusschen de beide middenstoffen in rekening te brengen, formules voor de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines worden afgeleid, die van CAUCHY's uitdrukkingen bij niet al te groote waarden van den ellipticiteitscoefficient zeer weinig verschillen. Bij het berekenen van den invloed, die door een geleidelijken overgang wordt uitgeoefend, kunnen FRESNEL's uitdrukkingen als uitgangspunten dienen, daar deze uit de electromagnetische theorie van het licht zonder eenige bijkomende onderstelling voor het geval, dat de beide middenstoffen scherp van elkander gescheiden zijn, worden afgeleid.

In de tweede plaats heeft men in de onderstelling, dat de aether als eene veerkrachtige middenstof beschouwd mag worden, strengere theorieën opgebouwd. KIRCHHOFF<sup>2)</sup> heeft het eerst het beginsel van het behoud van arbeidsvermogen bij de terugkaatsing door doorschijnende middenstoffen op de krachten, die aan het scheidingsvlak door de weegbare stof op de aether worden uitgeoefend toegepast en hieruit de grensvoorwaarden afgeleid. KIRCHHOFF is hierin gevolgd door VOIGT<sup>3)</sup>, die voor doorschijnende lichamen en metalen een mechanische theorie van het licht heeft ontwikkeld.

1) L. LORENZ, Bestimmung der Schwingungsebene des Lichtaethers durch die Reflexion und Brechung des Lichts. Pogg. Ann. 114.

2) G. KIRCHHOFF, Ueber die Reflexion und Brechung des Lichts an der Grenze krystallinischer Mittel. Ahandl. der Berl. Acad. 1876.

3) W. VOIGT, Theorie des Lichts für durchsichtige Media. Wied. Ann. 19. Theorie der absorbirenden isotropen Medien, insbesonbere Theorie der optischen Eigenschaften der Metalle. Wied. Ann. 23.

Nu op deze wijze de theorie eene belangrijke uitbreiding heeft verkregen, is het wenschelijk verschillende verschijnselen met groote nauwkeurigheid opnieuw te onderzoeken en te trachten door metingen omtrent de terugkaatsing en breking van het licht door dunne metaallaagjes en omtrent den invloed van de oppervlaktelagen opheldering te verkrijgen over de tot nu onverklaarde negatieve terugkaatsing en de voortbeweging van het licht in metalen. Voor dergelijke onderzoekingen is het noodig de gebruikte methoden zoo veel mogelijk te verscherpen en door eene experimenteele critiek uit te maken, in hoeverre een vraagpunt door eene dier methoden beslist kan worden.

In dit proefschrift is de methode, welke het eerst door JAMIN bij zijn onderzoek over de terugkaatsing door doorschijnende lichamen en later herhaaldelijk door QUINCKE werd toegepast, zoo veel mogelijk verscherpt. JAMIN en QUINCKE gebruiken een polarisatiegoniometer met compensator van BABINET. Deze bestaat uit twee wiggen met gekruiste optische assen. Bij deze inrichting van den compensator wordt alleen een zeer smalle lichtbundel, die door twee draadjes is ingesloten, voor de metingen gebruikt. Voor sommige onderzoekingen verdient het de voorkeur den compensator samen te stellen uit twee wiggen met evenwijdige optische assen en een planparallel plaatje, waarvan de optische as loodrecht op die der wiggen staat. In tegenstelling met den aldus ingerichten compensator, waarbij men den geheelen lichtbundel, welke door het plaatje en de wiggen gaat, gebruikt, kan de eerste, dien JAMIN en QUINCKE bezigden, de dradencompensator genoemd worden. Ik heb mij hier uitsluitend tot de methode met den dradencompensator bepaald, waarbij men voor de metingen slechts van een zeer klein gedeelte van



het spiegelend oppervlak gebruik behoeft te maken. Deze methode zou daarom ook met voordeel gevolgd kunnen worden bij eene uitbreiding van het onderzoek van KUNDT<sup>1)</sup> over de terugkaatsing in een magnetisch veld, door bij verschillende invalshoeken de phaseverschillen te meten. In de eerste afdeeling van dit proefschrift worden de inrichtingen en voorzorgen beschreven om de fouten van het instrument zoo gering mogelijk te maken en de wijze, waarop men door eene samenvoeging van waarnemingen de overblijvende fouten kan elimineeren. In de tweede en derde afdeeling is de methode bij het onderzoek van de terugkaatsing door metalen en doorschijnende lichamen toegepast. Hierbij kon de bereikte nauwkeurigheid uit talrijke bepalingen met zonlicht en electrisch licht worden afgeleid.

Bij de metalen is de methode gebruikt voor een hernieuwd onderzoek naar de overeenstemming tusschen de waargenomen en volgens de formules van CAUCHY, NEUMANN en VOIGT berekende waarden van de phaseverschillen en de verhoudingen der amplitudines. De uitkomst was, dat naarmate men met het elimineeren van fouten verder gaat, de overeenstemming beter wordt. Verder kunnen metingen van het phaseverschil en de verhouding der amplitudines tot geene beslissing tusschen de drie theorieën leiden. Ook voor de terugkaatsing door zilver in water werden uitkomsten verkregen, welke beter dan die van QUINCKE met de theorie overeenstemmen. Ten einde na te gaan in hoeverre een paar gevolgtrekkingen, welke uit de electromagnetische theorie van het licht zijn afgeleid,

---

1) KUNDT, Die electromagnetische Drehung der Polarisationssebene des Lichtes durch Eisen, Cobalt und Nickel. Wied. Ann. 23.

door de ervaring bevestigd worden, is de terugkaatsing door week ijzer vergeleken met die door zilver en bij het ijzer de terugkaatsing bij verschillende temperaturen onderzocht. De gevolgtrekkingen uit de electromagnetische theorie van het licht werden hierdoor niet bevestigd.

Bij de doorschijnende lichamen werd de richting van het onderzoek bepaald door de omstandigheden, dat de metingen met een flintglasprisma een grooteren elliptici-teitscoëfficiënt voor flintglas opleverden dan vroeger was waargenomen, de brekingsindices, die voor de onderscheidene kleuren uit de verschijnselen bij de terugkaatsing worden afgeleid, niet minder dan 6 % van die, welke uit de kleinste afwijking volgen, verschilden en wat nog zonderlinger is, deze brekingsindices afnamen als de golflengte kleiner wordt. Klaarblijkelijk had men hier te doen met een opvallend voorbeeld van den invloed eener oppervlakte-laag op de terugkaatsing door doorschijnende lichamen. Ofschoon reeds meermalen verschillen tusschen de langs beide wegen bepaalde brekingsindices of ook tusschen den waargenomen en volgens de wet van BREWSTER bereken-den hoofdinvalshoek aan veranderingen van het oppervlak zijn toegeschreven, ontbreken nadere onderzoekingen over de wetten voor de terugkaatsing door dergelijke gewijzigde oppervlakken. De derde afdeeling bevat de metingen, welke hierop betrekking hebben. Deze leverden de merkwaardige uitkomst, dat CAUCHY'S formules ook in dit geval de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines bij verschillende invalshoeken met groote nauwkeurigheid weergeven, ofschoon zij hierop niet meer onmiddellijk van toepassing zijn. In deze formules moet echter de brekings-index worden ingevoerd, die uit de waargenomen waarden van den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut volgt.

Dit onderzoek sluit zich dus, ook wat de uitkomst betreft, aan bij dat van QUINCKE<sup>1)</sup> over de terugkaatsing door dunne, doorschijnende zilverlaagjes. Immers, QUINCKE vond, dat men ook bij een dergelijk laagje van hoofdinvalshoek en hoofdazimut kan spreken, waarmee de formules van CAUCHY den aard van het licht bij elken invalshoek bepalen. Het onderzoek of deze overgangslaag volgens de gewone opvatting als eene verdichte gaslaag is te beschouwen en op een platinaspiegel door electrolyse eene gaslaag kan worden neergeslagen, die een merkbaren invloed op de terugkaatsing uitoefent, leverde negatieve uitkomsten. Daarentegen leverden de metingen, toen nieuwe zijvlakken aan het flintglasprisma geslepen waren, de gewone waarden voor het hoofdazimut en den ellipticiteitscoefficient en eene voldoende overeenstemming tusschen de brekingsindices, die uit de terugkaatsing en breking worden afgeleid.

---

1) QUINCKE, Optische Experimental Untersuchungen, IV en VI, Pogg. 128 en 129.

## AFDEELING I.

### De methode van waarneming met den draden- compensator.

---

1. De methode, die ik gebruikt heb, om het phaseverschil en de verhouding der amplitudines van de beide componenten der teruggekaatste lichtstralen te meten, die in en loodrecht op het invalsvlak gepolariseerd zijn, is in hoofdzaak dezelfde als die, volgens welke JAMIN<sup>1)</sup> zijne bepalingen verrichtte. Hierin zijn echter eenige wijzigingen gebracht, ten einde nauwkeuriger resultaten te kunnen verkrijgen. Deze veranderingen hebben ten doel de invalshoeken scherper te bepalen en door het samenvoegen van waarnemingen de fouten, die een gevolg zijn van eene afwijking van het licht door de Nicols, te elimineeren. De metingen worden met een bundel homogene en evenwijdige lichtstralen verricht. Er is verder voor gezorgd, dat de terugkaatsing steeds op hetzelfde deel van den spiegel plaats vindt. De Compensator van BABINET, die door JAMIN

---

1) JAMIN. Mémoire sur la Réflexion à la Surface des corps transparents.  
Ann. de Chim. et de Phys. Sér. III, T. 29.  
Mémoire sur la Couleur des Métaux.  
Ann. de Chim. et de Phys. Sér. III, T. 22.

het eerst als meetinstrument is ingericht en gebruikt, werd ook door mij gebezigt om de phaseverschillen, die bij de terugkaatsing optreden, op te heffen of tot eene halve golflengte aan te vullen, waarna het azimut van den doorgelaten lichtbundel door een Nicol bepaald kon worden. De inrichting van den compensator is echter zoodanig gewijzigd, dat de fouten in dit instrument zoo klein mogelijk gemaakt kunnen worden <sup>1)</sup>. De fouten, welke nog overblijven, worden door het verbinden van waarnemingen geëlimineerd.

### Beschrijving van den Toestel.

2. De waarnemingen geschieden met den Spectrometer van MEIJERSTEIN, die ook voor onderzoekingen over de terugkaatsing van het licht is ingericht <sup>2)</sup>. Eerst heb ik gewerkt met een dergelijken toestel als dien waarvan JAMIN zich bij zijn onderzoek bediende. Dit instrument is evenwel vrij zwak gebouwd. De verdeelde cirkel buigt zeer gemakkelijk door, zoodat het moeilijk viel de noodige wijzigingen aan te brengen, zonder aan de stevigheid te kort te doen <sup>3)</sup>.

De Spectrometer is door MEIJERSTEIN beschreven en afgebeeld <sup>4)</sup>. Ik kan dus hier volstaan met aan te geven in welke opzichten het door mij gebruikte instrument van de beschrijving afwijkt.

---

1) E. WIEDEMANN. Ueber die elliptische Polarisation des Lichtes und ihre Beziehung zu den Oberflächenfarben der Körper. Pogg. 151. pg. 5.

2) Deze toestel is door Prof. J. BOSSCHA welwillend ten gebruike afgestaan.

3) Zie ook LUNDQUIST. Ueber die Reflexion des Lichts an der Oberfläche isotroper Körper. Pogg. 152, pg. 569.

4) Dr. M. MEIJERSTEIN. Das Spectrometer. 2 Auflage. Göttingen. 1870. Zie ook WÜLLNER. Experimentalphysik. Band II en CARL Repertorium für Experimental Physik. Bd. VI.

De kijkers, waarin de Nicols zich bevinden, zijn anders ingericht. In den kijker, waarin de Analysator is geplaatst, bevindt zich deze niet aan het oculaireinde áchter de lenzen, maar aan het objectieveinde vóór deze. De polarisator is in een kleinen collimator áchter de collimatorlens geplaatst. Behalve deze kijker en collimator behooren er bij het instrument nog een kijker en collimator, welke voor de bepaling der brekingsindices dienen. Zij zijn grooter dan de twee eerste. Deze inrichting der kijkers heeft het voordeel, dat zich nu tusschen de beide Nicols geene lenzen bevinden. Door de breking der lichtbundels in de lenzen kan dus op de polarisatieverschijnselen geen storenden invloed worden uitgeoefend. Ik heb steeds den grooten collimator gebruikt en zoowel de schuifbuis met de spleet als de lens uit den kleinen collimator verwijderd. Van den laatsten behield ik dus alleen de buis met den polarisator.

3. Voor den spectrometer is de groote collimator opgesteld en deze bevindt zich áchter den spectroscop van KIRCHHOFF. Fig. 1 geeft den stand der verschillende toestellen aan. A is de spectroscop van KIRCHHOFF, B de groote collimator. Op den spectrometer ziet men den toestel, die voor het onderzoek van de terugkaatsing door metalen in vloeistoffen dient. Deze wordt later in de tweede Afdeeling beschreven (n<sup>o</sup>. 55). Het spectrum wordt gevormd door een flintglasprisma met een brekenden hoek van 60°. De oculairbuis is van den kijker uit den spectroscop afgeschroefd. Eens voor altijd is de spleet van den collimator in het brandpunt der collimatorlens gebracht, de zijvlakken van het prisma loodrecht op de assen van collimator en kijker, het prisma in den stand der kleinste afwijking en de kijkeras in het verlengde van

de as van den gebroken lichtbundel. Dit geschiedde op de wijze, die door KIRCHHOFF in de „Abhandlungen der Berliner Academie für 1861” is aangegeven.

De spleet van den collimator B staat in het brandpunt van het objectief in den kijker van den spectroscop. Het midden der spleet valt samen met de as van den gebroken lichtbundel. Om dit te verkrijgen is over het midden der spleet in den collimator van den spectroscop en in den collimator B een draadje gespannen. Er wordt nu voor gezorgd, dat een scherp beeld van het eerste draadje op dat gedeelte der spleet in den collimator B valt, waarover het tweede is gespannen. Maakt men de spleet van den spectroscop iets nauwer dan zij bij de metingen is, dan zijn in het spectrum de strepen van FRAUNHOFER zeer duidelijk waar te nemen.

Uit het spectrum neemt de collimator B een klein deel, waarmee alle bepalingen worden verricht. Men stelt den collimator zoo, dat zijne as samenvalt met die van dezen uit het spectrum gesneden lichtbundel. Met den spectrometer staat hij op eene plank, die over de tafel, waarop de spectroscop geplaatst is, heen en weer geschoven kan worden. De as, waarom deze plank draait, ligt met het optisch middelpunt van het objectief in den kijker van den spectroscop in éene verticale lijn. Heeft men met eene lichtsoort bepalingen verricht en wil men daarna eene andere gebruiken, dan behoeft alleen de plank een eind verschoven te worden. Is deze verschuiving niet te groot, dan valt na de verplaatsing de as van den collimator nog samen met die van den tweeden uit het spectrum genomen lichtbundel. De toestel kan dan, zonder dat men eenig onderdeel opnieuw behoeft te richten, dadelijk voor de bepalingen met de tweede lichtsoort worden gebruikt.

Bij eene grootere draaiing van de plank gaat dit niet door, daar de as van den lichtbundel dan niet meer met de as van den kijker uit den spectroscop en van den collimator samenvalt. Men moet dan zoowel den kijker als den collimator een weinig verplaatsen.

4. Voor de waarnemingen is in den zomer van 1884 zonlicht en in den winter 1883—1884 en het najaar van 1884 electrisch licht gebruikt. Een heliostaat brengt het zonlicht in eene horizontale richting in de donkere kamer. Eene lens met grooten brandpuntsafstand (59 cM.) vormt een zonnebeeldje op de speet van den collimator in den spectroscop. Daar de collimator zelf ongeveer 52 cM. lang is, levert het geen voordeel op eene lens van grooteren brandpuntsafstand te gebruiken. De stroom voor het koolspitsen licht wordt door eene batterij van 50 à 60 elementen van BUNSEN geleverd. Daar de lamp van BROWNING, waarin de kolen geplaatst zijn, niet op voldoende wijze er voor zorgt, dat de spitsen op dezelfde hoogte blijven, wordt de lamp in een houten bak geplaatst, die tusschen vier verticale spijlen recht op en neer bewogen kan worden. Het koord, waaraan de bak hangt, loopt over eene kleine katrolschijf en een windasje, dat zich in de nabijheid van den waarnemer bevindt. Aan het vrije eind hangt een gewicht, dat met den bak in evenwicht is. Van tijd tot tijd moet, hetzij de heliostaat, hetzij de lamp iets versteld worden om te maken, dat het spectrum van het zon- of electrische licht op het midden van de spleet van den collimator B blijft. In de as der kolen is door CARRÉ een dun staafje van eene hardere koolsoort aangebracht. Hierdoor wordt het lastige flikkeren van het booglicht voorkomen, daar de boog nu in het midden der kolen blijft.



5. E. WIEDEMANN<sup>1)</sup> acht het een nadeel van JAMIN's methode, dat men genoodzaakt is homogeen licht op den toestel te laten vallen, wat omslachtig is en met veel lichtverlies gepaard gaat. JAMIN spreidt eerst het licht in een spectrum uit en neemt hiervan een klein deel, terwijl E. WIEDEMANN wit licht door den spiegel terug laat kaatsen en een klein deel hiervan in een spectrum uitspreidt. Men kan echter ook WIEDEMANN's methode bij de metingen met den compensator toepassen, wanneer deze uit twee planparallele platen bestaat, waarvan de eene in twee wiggen verdeeld is<sup>2)</sup>. De instellingen met den Analysator moeten dan geschieden op de wijze, die in n<sup>o</sup>. 12 is aangegeven. De bepaling van de verhouding der amplitudines zou hierdoor echter verscherpt worden. Mijn voorneemen om ook onderzoekingen te verrichten door op deze wijze den compensator in te richten en de geheele lichtbundel, nadat deze door den compensator is gegaan, in een spectrum uit te spreiden, heb ik niet ten uitvoer kunnen brengen, daar tot heden tevergeefs op de reeds sinds langen tijd bestelde kwartsplaten is gewacht. SCHENCK<sup>3)</sup>, die een plaatje kalkspaaht, waarvan de zijvlakken loodrecht op de as staan, gebruikt om de phaseverschillen bij de terugkaatsing op te heffen, plaatst nog voor de spleet van den spectrocoop, doch achter den Analysator eene cilinderlens, waardoor men over het licht, dat door den geheelen spiegel wordt teruggekaatsd, beschikken kan. Dit kan ook bij de methode met den compensator, die uit twee planparallele platen

---

1) Pogg. Ann. 150, pg. 5.

2) HECHT. Ueber die Bestimmung des Axenverhältnisses der bei der elliptischen Polarisation im Quarz auftretenden Bahnellipsen. Wied. Ann. 20.

3) SCHENCK. Ueber die elliptische Polarisation des Lichts bei der Reflexion an Krystalloberflächen. Wied. Ann. 15.

bestaat, toegepast worden, levert echter alleen nauwkeurige uitkomsten, wanneer alle deelen van den spiegel dezelfde eigenschappen hebben.

### De homogeniteit van het licht.

6. Om de soort van het licht te bepalen, laat ik den lichtbundel op de spleet van een kleinen spectroscop van Desaga vallen, die hiervoor achter den spectrometer wordt geplaatst. Staat hierin de D streep op 116, dan zijn de plaatsen der strepen B, C, F en G achtereenvolgens 101, 105, 145 en 173. De lichtbundel geeft in den spectroscop eene streep, die ongeveer 2 à 3 schaaldeelen breed is. Uit het geheele spectrum van B tot G, worden alzoo slechts drie honderdste deelen genomen. Deze homogeniteit der invallende lichtbundels mag voldoende worden geacht. Door haar nog grooter te maken, zou het licht voor de instellingen met den compensator, vooral in de buurt van den hoofdinvalshoek, te zwak zijn. Bovendien geven de waarnemingen met den compensator reeds een middel aan de hand om te beoordeelen of het licht genoegzaam homogeen is. De strepen toch moeten alle zwart, niet gekleurd zijn. Dit was steeds het geval.

Ook op de volgende, door VAN DER WILLIGEN <sup>1)</sup> aangegeven wijze, kan men zich een oordeel vormen over de homogeniteit der lichtbundels. Stelt a de verschuiving voor, die aan de beweegbare kwartswig van den compensator moet gegeven worden om het phaseverschil hierin met de golflengte  $\lambda$  te vergrooten en zijn  $\omega$  en  $\varepsilon$  de brekingsindices der gewone en buitengewone stralen in kwarts, dan is  $\frac{a}{\lambda} (\omega - \varepsilon)$  eene standvastige grootheid.

1) VAN DER WILLIGEN, Die Reflexionsconstanten. Pogg. 117, pg. 469.

Voor C licht is  $a = 16.06$  mM.

„ D „ „  $a = 14.28$  mM.

en voor licht, dat in den spectroscop eene streep gaf op 146.5 waarvan alzoo

$$\lambda = 0.484 \times 10^{-8} \text{ mM.}, \text{ is } a = 11.53 \text{ mM.}$$

Volgens MASCART is in deze drie gevallen  $\omega - \varepsilon$  achtereenvolgens 0.00907, 0.00915, 0.00932. Voor  $\frac{a}{\lambda} (\omega - \varepsilon)$  vindt men nu 221.86, 221.98 en 221.92. Deze drie getallen stemmen bijna volkomen met elkander overeen. VAN DER WILLIGEN, die het licht door twee prisma's uitspreidde, echter geene collimatoren gebruikte, vond voor deze getallen 243.8, 217.9 en 222.0. Zij wijken veel meer van elkander af.

De boven vermelde methode om de soort van het licht vast te stellen is reeds door LUNDQUIST <sup>1)</sup> gebruikt.

### De bepaling der invalshoeken.

7. Opdat de hoeken, waaronder het licht op den spiegel valt, nauwkeurig gemeten worden, moet er aan verschillende voorwaarden worden voldaan. Hiervoor is noodig, dat de as van den grooten kijker <sup>2)</sup> loodrecht op die van den verdeelden cirkel staat en de assen van den verdeelden cirkel en het tafeltje, waarop de spiegel wordt geplaatst, evenwijdig aan elkander loopen. Ten einde de assen van den cirkel en het tafeltje evenwijdig aan elkander te brengen, legt men den voor een oneindigen afstand scherp gestelden kijker in een der vaste taplegers en

1) LUNDQUIST. Pogg. Ann. 152. pg. 570.

2) Met den grooten kijker bedoel ik dien, welke voor het meten der brekingsindices dient.

plaatst de as van den kijker loodrecht op die van het tafeltje. De cirkel en het tafeltje worden dan  $180^\circ$  omgedraaid. Men laat de kruisdraden met zijne beelden in het glasplaatje samenvallen, door de kijkeras en de as van het tafeltje te verplaatsen. Dit laatste geschiedt door een stelring, welke deze as draagt. Deze stelring is met 6 schroefjes, 3 druk- en 3 trekschroefjes op den verdeelden cirkel bevestigd. Heeft men op deze wijze gezorgd, dat de as van den cirkel en de projectie van de as van het tafeltje op een vlak door de eerste as en de kijkeras samenvallen, dan moet nog de afwijking der beide assen in een vlak loodrecht hierop worden opgeheven. Hiervoor draait men den cirkel met het tafeltje een hoek van  $90^\circ$ . De beide assen liggen nu in een vlak, dat door de kijkeras gaat. Nadat het planparallele glasplaatje weer zoodanig op de tafel bevestigd is, dat de zijvlakken loodrecht op de as van den kijker staan, heft men, op dezelfde wijze als boven is aangegeven, de afwijking in dit vlak op. Vervolgens wordt de kijker in de twee overige taplegers gelegd en in beide gevallen de as loodrecht op die van het tafeltje geplaatst.

Men kan ten slotte nagaan in hoeverre de richtingen der beide assen nog van elkander verschillen, door in een willekeurigen stand van den cirkel en het tafeltje de as van den kijker, in een der beide vaste taplegers C en D gelegd, loodrecht op de as van tafeltje te plaatsen en te zien of bij het draaien van den cirkel en terugdraaien van het tafeltje de horizontale kruisdraad met het spiegelbeeld in het glasplaatje blijft samenvallen. De zijvlakken van het glasplaatje zijn daartoe vooraf loodrecht op de kijkeras gebracht. De afwijkingen bedroegen nooit meer dan een derde van den afstand der beide verticale draden, die in

den kijker waren gespannen. De afstand dezer draden bedraagt  $3'45''$ . Dit stellen der beide assen behoeft slechts eens te geschieden. Bij elke nieuwe waarnemingsreeks heb ik steeds nagegaan of de beide assen nog evenwijdig aan elkander liepen, maar vond nooit grootere afwijkingen dan een derde van den afstand der draden. De vrij groote nauwkeurigheid, die bij het stellen der beide assen is bereikt, maakt, zooals later blijken zal, het combineeren van waarnemingen, waarbij de normaal van den spiegel naar de linker- en naar de rechterzijde is gekeerd, overbodig. Door dit combineeren worden de fouten, die een gevolg zijn van de helling van den spiegel normaal ten opzichte van het vlak, dat door de assen van den kijker en den invallenden lichtbundel gaat, opgeheven.

8. De as van den invallenden lichtbundel moet met de as van den Polarisator samenvallen. Om dit te bereiken en tevens te zorgen, dat bij een invalshoek van  $90^\circ$  ook de kijkeras in het verlengde daarvan valt, ga ik op de volgende wijze te werk. De kijker wordt achtereenvolgens in het vaste tapleger, waarin later de kijkerbuis met den Polarisator komt te liggen en het beweegbare tapleger E geplaatst en zoowel de cirkel als de tafel zoolang gedraaid, totdat de kijkeras in deze gevallen loodrecht op de beide zijvlakken van het planparallele glasplaatje staat. Herhaalt men deze bepalingen, wanneer het glasplaatje  $180^\circ$  is omgedraaid, dan is uit het gemiddelde de fout, tengevolge van den kleinen hoek, dien de zijvlakken met elkander maken, geëlimineerd. De cirkel wordt in dezen stand vastgezet en de geheele Spectrometer op de plank zoo gesteld, dat de as van den kijker, zoo deze in het beweegbare tapleger ligt, in het verlengde valt van de as van den collimator B. Hiervoor worden over de objectiefeinden van

collimator en kijker doppen geschoven, welke hierop afgedraaid zijn. In het midden dezer doppen zijn openingen. Verlicht men nu de collimatorspleet met zon- of kalklicht, dan vallen de beide assen in elkanders verlengde, zoodra de lichtbundel, die door het midden der spleet en de beide openingen gaat, in den kijker een verlicht cirkeltje om het snijpunt der kruisdaden geeft.

### Het brengen van het spiegelen oppervlak in de as van den verdeelden cirkel.

9. Opdat de lichtbundel, welke men na de terugkaatsing op den spiegel met den compensator van BABINET onderzoekt, steeds door dezelfde deelen van den spiegel wordt teruggekaatst, moet de as van den verdeelden cirkel in het spiegelen oppervlak liggen. Zij in Fig. 2 A het middelpunt van den cirkel, A N de normaal van den spiegel, A B de as van den invallenden lichtbundel, A C die van den teruggekaatsten, D en  $D_1$  de beide draadjes, die voor de vaste wig van den compensator zijn gespannen. Daar er steeds voor gezorgd wordt, dat de kijkeras in de richting der teruggekaatste lichtstralen is geplaatst en door A gaat, verder de draadjes ter weerszijden van deze as staan, onderzoekt men de terugkaatsing in het punt waar A C den spiegel treft. Uit den teruggekaatsten lichtbundel neemt men toch alleen die stralen, welke tusschen D en  $D_1$  doorgaan. Ligt nu de as van den cirkel in het spiegelen oppervlak, dan gaat A C steeds door hetzelfde punt van den spiegel. Staat deze in den stand  $S' S'_1$  dan ligt dit punt tusschen E en F voor invalshoeken kleiner dan B A N, voor grootere aan de rechterzijde van E. Wil men aan de verkregen uitkomsten formules toetsen, die langs theoretische

schen weg verkregen zijn, dan is het zeker zeer wenschelijk, dat de terugkaatsing steeds op hetzelfde deel van den spiegel plaats vindt. Anders moet men nog de onderstelling maken, dat alle deelen van den spiegel dezelfde eigenschappen hebben. Het zou erg omslachtig zijn, dit langs experimenteelen weg streng aan te toonen en voor spiegels, die men langs chemischen weg, door het metaal uit eene oplossing op glas neer te slaan, verkregen heeft, is deze onderstelling onjuist.

10. Om te zorgen, dat het spiegelend oppervlak door de as van den cirkel gaat, moet de spiegel op het tafeltje in twee richtingen verschoven kunnen worden. Hiervoor werd eene slee genomen, die oorspronkelijk bij een oud microscoop van CHEVALIER behoorde en diende om de voorwerpen onder het objectief te verplaatsen <sup>1)</sup>. Door middel dezer slee kon men den spiegel in twee onderling loodrechte richtingen bewegen. Hoewel zij slechts 13 mM. hoog is, bedroeg de afstand van het bovenzvlak der tafel tot de kijkeras niet veel meer, zoodat een deel van den invallenden lichtbundel door de slee werd afgesneden en de lichtstralen op het onderste deel van den spiegel vielen. Om hierin te voorzien werd eene tweede tafel gemaakt, waarvan het vlak vrij wat dunner en de as korter is. Heeft men den stelring zoo geplaatst, dat de assen van cirkel en tafel aan elkander evenwijdig loopen, dan blijft dit het geval, zoo de eene tafel door de andere vervangen wordt. De as van de tweede tafel is alzoo zuiver afgedraaid.

Over den spiegel wordt een spinragdraad gespannen en

---

1) Tusschen de slee en de tafel ligt een ringveer. Drie schroeven bevestigen de slee op de tafel. Hiermee kan tevens het plaatje op de slee loodrecht op de kijkeras gesteld worden.

de toestel, afgebeeld in Fig. 3, over het objectiefende van den kijker geschoven. Deze toestel bestaat uit een ringvormig stuk A, dat op den kijkerrand is afgeslepen en een cilinder B, die in A wordt geschroefd. Eene in den cilinder geplaatste lens geeft een duidelijk beeld van den spinragdraad in den kijker, zoo de draad in het brandpunt der lens staat. Met de slee kan men gemakkelijk verkrijgen, dat dit beeld zich bij het draaien der tafel niet verplaatst. Het deel van den spiegel, waarover de draad is gespannen, ligt nu in de as van den verdeelden cirkel <sup>1)</sup>.

11. Dezelfde hulptoestel (Fig. 3) dient om te zorgen, dat de as van den kijker, zoo deze in het beweegbare tapleger E is geplaatst, door die van den cirkel gaat. Hierdoor bewerkt men, dat de kijkeras niet alleen evenwijdig loopt aan de as van den teruggekaatste lichtbundel maar er mee samenvalt. Tegen het ringvormig stuk A wordt met kleefwas een tweede ring geplakt en de cilinder B hierin geschroefd. Draait men nu den hulptoestel over den kijkerand, dan zal het beeld van den draad zich in het veld van den kijker niet meer verplaatsen, zoodra het optisch middelpunt van de lens in B in de kijkeras ligt. Dit kan verkregen worden door den tweeden ring over den eersten te verschuiven. Is dit bereikt, dan heeft men slechts het tapleger om zijne as zoolang te draaien, totdat het beeld met den verticalen draad in den kijker samenvalt. Ligt de kijker in een der beide vaste taplegers, dan gaat ook de

---

1) Bij de terugkaatsing door doorschijnende lichamen, waar de sterkte van het licht, dat in de buurt van den hoofdinvalshoek wordt teruggekaast, zoo gering is, geeft de zeer dunne draad, die geen noemenswaard deel van den spiegel bedekt, toch eene zwarte streep in het gezichtsveld. Daarom is later op den spiegel een fijn puntje van schellak gebracht, dat dezelfde diensten als de draad kan bewijzen.



kijkeras op weinig na door de as van den verdeelden cirkel. De inrichting van den Spectrometer stelt echter den waarnemer niet in staat deze kleine fout op te heffen.

### Nicols. Bepaling der uitdoovingsstanden.

12. Om te weten welken hoek het polarisatievlak van een lichtbundel met het invalsvlak der stralen op den spiegel maakt, moeten de standen der Nicols bekend zijn, waarin de hoofddoorsneden loodrecht op het invalsvlak staan of hieraan evenwijdig loopen. Bij het bepalen van de aflezingen op de Nicols, waarbij dit het geval is, heb ik eene methode gevolgd, die ook met voordeel gebruikt kan worden bij het opzoeken van de uitdoovingsstanden der Nicols, waarin de hoofddoorsneden loodrecht op elkander staan. Hiervoor moet men een der Nicols zoolang draaien, totdat de lichtsterkte van het veld een minimum is geworden. Dit heeft, zooals JAMIN <sup>1)</sup> reeds opmerkte, niet te gelijker tijd voor alle punten van het veld plaats. De nauwkeurigheid dezer bepaling hangt af van de sterkte van het gebruikte licht. Neemt men op het voetspoor van JAMIN zonlicht, dan wijken achtereenvolgende instellingen nooit meer dan een of twee minuten van elkander af. Ik heb er echter de voorkeur aan gegeven een ander kenmerk te gebruiken om na te gaan, wanneer de hoofdvlakken van twee Nicols loodrecht op elkander staan. Is deze onderlinge stand dier vlakken bijna bereikt, dan neemt men in het veld eene donkere streep waar, die met het hoofdvlak van den Polarisator een hoek van ongeveer  $25^\circ$  maakt. Door een der beide Nicols  $180^\circ$  te draaien, neemt de

1) JAMIN. Ann. de Chim. et de Phys. Ser. III. T. 29. pg. 267.

streep een stand in, die ten opzichte van het hoofdvlak van den Polarisator, met den vroegeren symmetrisch is. Bij eene draaiing van den Polarisator of Analysator beweegt de streep zich in den een of anderen zin evenwijdig aan zich zelf over het veld. Plaatst men voor den Polarisator eene spleet, dan wordt de streep aan beide zijden scherp begrensd. Staat er voor den Polarisator een collimator en achter den Analysator een voor evenwijdige stralen scherp gestelden kijker, waarin een duidelijk beeld der collimatorspleet wordt waargenomen, dan ziet men, zoo de hoofdvlakken der Nicols bijna loodrecht op elkander staan, in het beeld der spleet een schuin donker streepje. Gaat dit over het midden van het beeld, dan worden de stralen, die in de richting der as door de Nicols gaan, geheel uitgedoofd. Daar over het midden der collimatorspleet een draadje is gespannen, heeft men alleen na te gaan, wanneer het streepje met het beeld hiervan samenvalt. De bepaling van de plaats, die het streepje inneemt, vervangt de schatting van de lichtsterkte van het veld.

### De afwijking van het licht door de Nicols.

13. De meeste Nicols hebben het gebrek, dat zij de richting der lichtstralen, die er doorheen gaan, veranderen. Volgens JAMIN <sup>1)</sup> komt dit bij eene goede constructie der Nicols niet voor <sup>2)</sup>. Ik heb echter onder de talrijke

---

1) JAMIN. Ann. de Chim. et de Phys. Sér. III, T. 29, pag. 265.

2) Ook de Nicols, die HAUGHTON <sup>1)</sup> bij zijne bepalingen van den hoofdvalshoek en het hoofdazimut voor verschillende lichamen gebruikte, veranderden de richting der lichtstralen niet.

---

1) HAUGHTON On the Reflexion of Polarized Light from Polished Surfaces, Transparent and Metallic Philosophical Transactions. 1863, pg. 81.

Nicols, die het Natuurkundig Kabinet alhier bezit, er geene kunnen vinden, waarbij deze afwijking niet voorkwam. Ook QUINCKE<sup>1)</sup> vermeldt, dat bij de Nicols, die door hem onderzocht zijn, deze fout steeds optrad. De afwijking was bij de Nicols, die oorspronkelijk bij den spectrometer van MEIJERSTEIN behoorden, zoo groot, dat ik meende geen van beide als Polarisator te kunnen gebruiken. De geringste afwijking vond ik bij den Nicol, die in den toestel van JAMIN, door DUBOSCQ vervaardigd, als Polarisator dienst deed. Deze werd nu ook door mij als Polarisator gebruikt en in plaats van den vroegeren in de kijkerbus bevestigd. Den analysator uit den spectrometer heb ik evenwel niet door een anderen vervangen, daar eene afwijking hier niet diezelfde nadeelen oplevert. Later, toen het onderzoek reeds een eind was gevorderd, werden van Dr. STEEG eenige Nicols ter bezichtiging ontvangen, waarvan de beide helften door lijnolie aan elkander zijn geplakt. De afwijking was hier echter niet geringer dan bij den Nicol uit den toestel van JAMIN, zoodat ik dezen als Polarisator bleef gebruiken. De afwijking bedraagt bij dezen Nicol 2'.5. Draait men den Polarisator, dan beschrijft het beeld der collimatorspleet in den kijker een cirkel met een straal, die iets kleiner is dan de afstand der beide verticale draden, om de plaats, die het in zou nemen, zoo de Nicol

---

1) QUINCKE. Ueber die elliptische Polarisation des bei totaler Reflexione ingedrungenen oder zuruckgeworfenen Lichtes. Pogg. Ann. 127, pag. 206.

Ueber die Bestimmung des Haupteinfallswinkels und Hauptazimuths fur die verschiedenen Fraunhoferschen Linien. JUBELBAND pag. 340.

Zie ook LUNDQUIST Pogg. Ann. 152, pg. 569.

het licht niet deed afwijken. De afstand dezer draden, in hoekmaat uitgedrukt, is  $3'45''^1$ ).

In het algemeen zal de uittredende lichtstraal een kegel met ellipsvormige doorsnee beschrijven. Om de doorsnee hiervan te bepalen, zou men moeten letten op den hoek tusschen de draaiingsas en de as van den Nicol, en dien, welken de uittredende straal, wanneer het licht in de richting der draaiingsas op den Nicol valt, met deze maakt. Beschouwt men deze hoeken als grootheden van de eerste orde, dan zal de verandering in de afwijking bij het draaien van den Nicol eene grootheid van de tweede orde zijn. Daar men verder waarneemt, dat de uittredende lichtstraal een cirkel beschrijft, kunnen dus deze grootheden van de tweede orde verwaarloosd worden.

14. De afwijking van het licht door den Polarisator is eene bron van fouten, die slechts door het combineeren van waarnemingen kunnen opgeheven worden. De voorwaarden, waaraan een Nicol behoort te voldoen, opdat de draaiingen van den Nicol gelijk zijn aan die van de polarisatievlakken der lichtbundels, zijn de volgende: de draaiingsas van den Nicol moet samenvallen met den uittredenden lichtstraal en beide moeten liggen in het hoofdvlak van den Nicol. Zoodra de Nicol het licht doet afwijken, kan aan deze voorwaarden niet voldaan zijn. Door Prof. H. G. VAN DE SANDE BAKHUYZEN<sup>2)</sup> is aangetoond, dat de fouten, welke hierdoor ontstaan, worden opgeheven, zoo

---

1) QUINCKE geeft op, dat de afwijking van den Polarisator  $4'$  was. Deze was bij LUNDQUIST  $3'$ . Bij den Nicol, dien de laatste als Analysator gebruikte, was de afwijking zeer gering.

2) Zur Theorie des Polaristrobometers und des drehenden Nicols. Pogg. Ann. 145.

men bij de waarnemingen de Nicols achtereenvolgens in de vier kwadranten plaatst. De fouten worden reeds voor het grootste deel opgeheven door waarnemingen in twee tegenover elkander gelegen kwadranten. Ten einde na te gaan of dit ook hier het geval is, heb ik achtereenvolgens den Polarisator in verschillende azimuths geplaatst en bij ieder de twee standen van den Analysator waargenomen, waarin het licht wordt uitgedoofd.

	Azimut van den Polarisator.	Ver- schillen.	Azimut van den Analysator.	Ver- schillen.
1)	57°.4		232°.5 52°.5	232°.5
		45°.4		45°.4
2)	12°.0		277°.8 98°.0	277°.9
		45°.1		45°.0
3)	326°.9		322°.8 143°.0	322°.9
		44°.8		45°.1
4)	282°.1		7°.95 188°.0	8°.0
		44°.9		45°.05
5)	237°.2		53°.1 233°.0	53°.05
		45°.2		45°.15
6)	192°.0		98°.3 278°.1	98°.2
		45°.0		45°.1
7)	147°.0		143°.4 323°.2	143°.3
		45°.0		44°.85
8)	102°.0		188°.2 8°.1	188°.15

De gemiddelden uit de waarnemingen, waarbij de azimuths van den Polarisator ongeveer 180° verschillen, zijn:

		Vershil.	Vershil.
Van 1 en 5	57°.3	45°.3	45°.25
„ 2 „ 6	12°.0	45°.05	45°.1
„ 3 „ 7	326°.95	44°.9	44°.95
„ 4 „ 8	282°.05	188°.1	

Neemt men in aanmerking, dat tiende deelen van graden geschat moeten worden, daar de cirkels der Nicols in graden verdeeld zijn, dan blijkt het, dat reeds uit de gemiddelden der aflezingen in twee tegenover elkander gelegen kwadranten de fouten bijna geheel verdreven zijn. De fout in het nulpunt van telling voor het azimut wordt ook op deze wijze geëlimineerd. Bij de waarnemingen zijn de Nicols achtereenvolgens in de vier kwadranten geplaatst.

#### Het bepalen van de hoofdstanden der Nicols, waarin de hoofdvlakken evenwijdig loopen aan het invalsvlak.

15. Veelal worden deze hoofdstanden bepaald door het licht onder den polarisatiehoek door glas te laten terugkaatsen en met den Polarisator of Analysator de lichtsterkte zoo gering mogelijk te maken<sup>1)</sup>. De nauwkeurigheid, welke op deze wijze bereikt wordt, is echter niet zeer groot, vooral wanneer men het daglicht of het zwakke licht van eene natriumlamp gebruikt. JAMIN vond, dat voor eene glassoort, waarvan  $n = 1.487$ , de hoofdinvalshoek en het hoofdazimut waren  $56^{\circ}5'$  en  $21'$ . Berekent men nu met deze gegevens de intensiteit van het bij den hoofdinvalshoek teruggekaatste licht, zoo de Polarisator hoeken van  $90^{\circ}$  en  $89^{\circ}45'$  met het invalsvlak maakt, dan vindt men hiervoor  $5 \times 10^{-6}$  en  $7.7 \times 10^{-6}$ . De intensiteit van

1) QUINCKE. Jubelband pg. 339. SCHENCK, Wied. Ann. 15 pg. 182.

den invallenden lichtbundel is hierbij gelijk aan 1 gesteld. Wanneer men in aanmerking neemt, hoe zwak het licht is, dat in het invalsvlak gepolariseerd, door lichamen, waarvoor het hoofdazimut nog geen halve graad bedraagt, bij den hoofdinvalshoek wordt teruggekaatst, dan blijkt het, dat men tusschen de lichtsterkten in deze beide gevallen geen verschil waar zal nemen. Het invallende licht zou hiervoor zeer sterk moeten zijn. Hieruit volgt, dat de stand, waarbij het azimut van den Polarisator  $90^\circ$  is, slechts tot weinig meer dan een kwart graad nauwkeurig kan zijn. Tracht men de intensiteit van het licht, dat onder den polarisatiehoek wordt teruggekaatst, met den Analysator zoo gering mogelijk te maken, dan moet hiervoor het azimut van dezen Nicol niet  $90^\circ$  zijn maar iets grooter, zooveel namelijk als het hoofdazimut van het voor de bepaling gebruikte glas bedraagt.

Is op de eene of andere wijze de stand van den Polarisator gevonden, waarbij het azimut ongeveer  $0^\circ$  bedraagt, dan kan eene meer nauwkeurige waarde verkregen worden, door den Polarisator hoeken met het invalsvlak te laten maken, die weinig van  $90^\circ$  verschillen en met den Analysator het licht uit te dooven. In den stand, waarin de hoek tusschen de Nicols  $90^\circ$  is, staat de hoofddoorsnee van den Polarisator loodrecht op het invalsvlak. Deze vindt men gemakkelijk, daar die hoek, wanneer het azimut van den Polarisator aan de eene zijde van het invalsvlak ligt, grooter en wanneer het aan de andere zijde ligt kleiner wordt. Deze methode is door KURZ aangegeven en ook door LUNDQUIST gebruikt <sup>1)</sup>.

1) KURZ. Ueber die Reflexion des polarisirten Lichts an der Oberfläche unkrystallisirter durchsichtiger Körper. Pogg. Ann. 108, pg. 586.

LUNDQUIST. Pogg. Ann. 152. pg. 570.

16. Ik heb, evenals E. WIEDEMANN, de hoofdstanden der Nicols bepaald door het licht onder een willekeurigen hoek door een spiegel te laten terugkaatsen en na te gaan, wanneer het geheel wordt uitgedoofd. Hierbij moet men de beide Nicols te gelijker tijd draaien, voor elken stand van den Polarisator met den Analysator de lichtsterkte in het veld zoo klein mogelijk maken en ten slotte onder de verschillende standen van den Polarisator dien kiezen, waarbij zij een minimum is. Ook hier bewijst het schuine donkere streepje als kenmerk voor den onderling loodrechten stand der hoofdvlakken goede diensten. Het streepje is of niet te zien of slechts weinig lichtzwakker dan het overige deel van het spleetbeeld, zoo het azimut van den Polarisator meer dan een halve graad van  $0^\circ$  of  $90^\circ$  verschilt. Bij het draaien van den Analysator komt in deze gevallen het streepje nooit in het midden der spleet, maar blijft er boven of beneden. Nadert het azimut van den Polarisator al meer en meer tot  $0^\circ$  of  $90^\circ$ , dan komt het streepje bij zijne verschuiving over de spleet al dichter en dichter bij het midden en ten slotte heeft men slechts uit eenige bij elkander behoorende standen der Nicols die te kiezen, waarin het streepje het donkerste is. Ook hier vervangen plaatsbepalingen van het streepje grootendeels de schattingen van de lichtsterkte van het veld <sup>1)</sup>. Wordt als Polarisator een grootere Nicol gebruikt, waaraan men door eene micrometerschroef kleine hoekverplaatsingen kan geven, dan bleek, dat de verschillende instellingen nooit meer dan een paar minuten van elkander afweken, in den regel nog kleiner waren. Met den ook bij de verdere metingen ge-

1) Zie ook KERR. On Rotation of the Polarisation bij Reflection from the Pole of a Magnet. Phil. Mag. Ser. 5, vol 3, pg. 324, en P. C. KAZ Over de Terugkaatsing van het Licht door Magneten, pg. 14.



bruikten Polarisator, die evenals de Analysator met de hand moest bewogen worden, gaven verschillende bepalingen meestal dezelfde uitkomsten. De verschillen waren nooit grooter dan  $0^{\circ}.1$ . Daar de tiende deelen van graden geschat moeten worden, is de overeenstemming zoo goed mogelijk. Voor deze bepalingen wordt het zonlicht of het kalklicht gebruikt. In het laatste geval staat de lamp voor den collimator B. Zijn op deze wijze de hoofdstanden gevonden, dan laat ik het licht rakelings langs den spiegel gaan of wel verwijder den spiegel om (volgens n<sup>o</sup>. 12) te zien of de hoofdvlakken der Nicols werkelijk loodrecht op elkander staan.

#### **De invloed van de afwijking van het licht door den Polarisator op de bepaling der hoofdstanden.**

17. Heeft men voor een zekeren invalshoek op den spiegel de hoofdstanden van de Nicols gevonden, dan moet men bij andere invalshoeken deze een weinig draaien om weer de verlangde instelling te verkrijgen. Dit is een gevolg van de afwijking van het licht door den Polarisator. Zij in Fig. 4  $AN$  de normaal van den spiegel,  $AB$  de as van den invallenden lichtbundel,  $AC$  de richting der lichtstralen, nadat zij door den Polarisator zijn gegaan. Noemt men de afwijking  $x$ , het azimut der afwijking  $z$  en beschouwt men deze als kleine grootheden, dan is de verandering in den invalshoek  $x \cos z$  en de hoek, dien het invalsvlak der stralen maakt met  $NAB$ ,  $d\alpha = \frac{x \sin z}{\sin i}$ . Voor kleine invalshoeken is deze hoek vrij groot.  $NAB$  is het invalsvlak, zoo het licht door den Polarisator geene afwijking van zijne oorspronkelijke richting verkrijgt. Bij een goed geconstrueerden Nicol staat het Polarisatievlak

van den lichtstraal, die uit den Nicol treedt, loodrecht op het vlak van uittreding. In den regel echter is dit niet het geval. Dit vlak van uittreding is  $A C'' B$ , zoo aan de lichtstralen alleen eene afwijking in eene richting evenwijdig aan het invalsvlak wordt gegeven of maakt met  $A C'' B$  slechts een kleinen hoek. Slechts in een bijzonderen stand ligt namelijk de normaal van het eindvlak van den Nicol met den uittredenden straal en de draaiingsas  $AB$  in een vlak. Er werd gevonden, dat bij de aflezing  $195^\circ z = 0$  en het polarisatievlak der stralen, die uit den Nicol treden, loodrecht op het invalsvlak stond, bij de aflezing  $201^\circ.5$ . Laten wij aannemen, dat het vlak van uittreding steeds door  $AB$ , de as van den Nicol, en de uittredende straal gaat. Het polarisatievlak van den uittredenden straal maakt dan hiermee een hoek van  $96^\circ.5$ , daar wij nu ook van de veranderingen in dezen hoek bij het draaien van den Nicol af kunnen zien. Men moet dan om te maken, dat het polarisatievlak loodrecht op het invalsvlak staat, den polarisator bij groote invalshoeken ongeveer  $6^\circ.5$ , bij kleine invalshoeken echter meer draaien uit den stand, waarin  $z = 0$ . Bij kleine invalshoeken zal, zoo  $C''$  den cirkel  $C'' C C''$  in de richting, door den pijl aangewezen, doorloopt, het invalsvlak zich tevens over een merkbaren hoek in denzelfden zin verplaatsen. Opdat het licht door den Analysator geheel wordt uitgedoofd, moet deze om de as  $AB'$  in dezelfde richting worden gedraaid. Bepalingen van de hoofdstanden bij onderscheidene invalshoeken leverden o. a.:

	Polarisator.	Analysator.
voor $i = 88^\circ$	$86^\circ.75$	$125^\circ.3$
$i = 45^\circ$	$86 .5$	$125 .6$
$i = 30^\circ$	$86 .3$	$125 .7$

Daar de verdeelingen op de cirkels der beide Nicols voor den waarnemer, die zich achter den Analysator bevindt, in tegengestelden zin loopen, blijkt hieruit, dat bij kleinere invalshoeken de draaiingen in denzelfden zin plaats hebben. Bij nog kleinere invalshoeken dan  $25^\circ$  is het niet mogelijk de beide Nicols zoo te plaatsen, dat het licht geheel wordt uitgedoofd, het streepje in het midden der spleet donker is. Ook ziet men dan het beeld der spleet gekleurd. Bij eene kleine draaiing van den Analysator veranderde deze kleur van rood in blauw. Ongetwijfeld hangt dit alles daarmee samen, dat het licht nu in eene richting door den Analysator gaat, die met de as een vrij grooten hoek maakt.

18. De hoeken, die de invallende lichtstralen met het invalsvlak maken, zijn even groot in de beide gevallen, dat het azimut van den polarisator  $\alpha$  en  $180^\circ + \alpha$  bedraagt, liggen echter aan verschillende zijden hiervan.  $d\alpha$  heeft dus voor deze waarden van het azimut van den polarisator een verschillend teeken. Hieruit volgt, dat de invloed van de afwijking door den Polarisator op de bepaling der hoofdstanden geëlimineerd wordt, door de waarnemingen in twee, tegenover elkander gelegen kwadranten, te verrichten en hieruit het gemiddelde te nemen. Op deze wijze ga ik steeds te werk en laat het licht onder een grooten invalshoek ( $88^\circ$ ) op den spiegel vallen om den invloed der afwijking bovendien zoo gering mogelijk te maken. In het begin werd ook nog de normaal van den spiegel eerst naar de eene, daarna naar de andere zijde gekeerd. Daar echter de uitkomsten in deze beide gevallen steeds dezelfde waren, heb ik dit later achterwege gelaten. Zooals reeds is meegedeeld, worden bij de waarnemingen de instellingen met de Nicols in elk kwadrant verricht. Bij het

gemiddelde dier aflezingen behooren dus voor elken invalshoek dezelfde hoofdstanden der Nicols, die voor  $i = 88^\circ$  zijn gevonden.

### De nauwkeurigheid der invalshoeken.

19. De invalshoeken, welke men op den verdeelden cirkel tot  $10''$ , die door de beide Nonien worden aangegeven, bepaalt, gelden alleen voor de stralen, die dezelfde richting als de as van den lichtbundel hebben. De overige stralen in den lichtbundel maken met deze richting kleine hoeken. De grootste onder deze, dien men de divergentie van den lichtbundel noemen kan, is de hoek, welken de stralen, die langs de randen van de spleet in den collimator gaan, met de as maken. De collimator van den spectroscop is 518 mM. lang, de breedte der spleet nooit grooter dan 0.8 mM., zoodat de divergentie van den lichtbundel, die uit dezen collimator treedt,  $2'.7$  bedraagt. De lengte van den collimator B is 225 mM., de breedte der spleet 0.3 mM., zoodat de divergentie hier gelijk is aan  $2'.3$ . Voor den lichtbundel, die op den spiegel valt, is deze grootheid de kleinste der beide waarden of  $2'.3$ . De verschillende stralen in den lichtbundel vallen dus onder invalshoeken op den spiegel, die van de gemiddelde waarde tot  $2'.3$  kunnen afwijken. Alleen door nog langere collimatoren te gebruiken, zou men de divergentie kunnen verminderen. De spleten mogen niet nauwer gemaakt worden, opdat het licht voor nauwkeurige waarnemingen nog sterk genoeg is. Bij een paar waarnemingsreeksen is in de plaats van den collimator B een langere gebruikt. De lengte van dezen kijker was 335 mM., de breedte der spleet 0.35 mM., zoodat voor die waarnemingen de divergentie

1'.8 bedraagt. Bij de bepalingen der phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines neemt men dus eigenlijk het gemiddelde waar van de waarden dezer grootheden voor invalshoeken, die tweemaal de divergentie uiteen kunnen liggen. Hieruit volgt, dat de nauwkeurigheid der invalshoeken ongeveer op 1' gesteld kan worden.

20. Om den invalshoek te bepalen, wordt de Polarisator weggenomen, de groote kijker in het beweegbare tapleger gelegd en de spiegel zoo gesteld, dat de stralen na de terugkaatsing met de as van den kijker samenvallen. Voor het bepalen van het phaseverschil en de verhouding der amplitudines wordt nu de groote kijker door dien, waarin de Analysator zich bevindt, vervangen. Daar er op voldoende wijze voor gezorgd is, dat de assen der kijkers, zoo zij in het tapleger liggen, dezelfde plaats innemen, gaan de teruggekaatste stralen in de richting van de as door den Analysator. De groote kijker is eens voor altijd op oneindigen afstand ingesteld, zoodat de oculairbuis nooit meer in of uit wordt geschoven. De optische as heeft dus ten opzichte van het lichaam van den kijker een vasten stand en de invalshoeken kunnen zoo nauwkeurig, als de fouten van den cirkel toelaten, worden bepaald.

Een storende invloed oefent nu de Polarisator uit, door aan het licht eene kleine afwijking te geven. Voor azimuths  $\alpha$  en  $180^\circ + \alpha$  zijn de afwijkingen even groot, maar in tegengestelden zin. Bij de waarnemingen met den compensator worden de bepalingen steeds verricht door den Polarisator achtereenvolgens in een zelfde azimuth in elk der vier kwadranten te plaatsen. Feitelijk is bij elken stand de invalshoek een andere. Het gemiddelde der vier invalshoeken, waaronder het licht hierbij op den spiegel valt, is echter op zeer weinig na gelijk aan den invalshoek, dien men

zou waarnemen, zoo de Polarisator het licht niet van richting deed veranderen. Dit blijkt ook uit het volgende. Bij eene der waarnemingsreeksen waren de aflezingen op den Polarisator in de vier symmetrische standen  $11^{\circ}.6$ ,  $31^{\circ}.6$ ,  $191^{\circ}.6$  en  $211^{\circ}.6$ . Het hoofdvlak van den Polarisator stond loodrecht op het invalsvlak, zoo de aflezing  $201^{\circ}.6$  was. Ik heb hierbij eerst den invalshoek bepaald, wanneer de Polarisator was weggenomen, daarna bij elken stand den kijker met den compensator opnieuw in de richting van den teruggekaatste lichtbundel gebracht. In de volgende tabel zijn de aflezingen op den verdeelden cirkel bij elkander geplaatst.

Zonder Polarisator.	$191^{\circ}49'10''$	$191^{\circ}57'43''$	$186^{\circ}27'47''.5$	$162^{\circ}4'50''$	$197^{\circ} 8'25''$	
Aflezingen op den Polarisator.	$\left\{ \begin{array}{l} 11^{\circ}.6 \\ 31^{\circ}.6 \\ 191^{\circ}.6 \\ 211^{\circ}.6 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 191^{\circ}47'12''.5 \\ 47'30'' \\ 51' 7''.5 \\ 51' 4''.5 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 191^{\circ}54'37''.5 \\ 55'20'' \\ 59'55'' \\ 59'45'' \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 186^{\circ}25'45'' \\ 24'32''.5 \\ 30'30'' \\ 30' 2''.5 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 162^{\circ}3' 0'' \\ 2'16'' \\ 7'40'' \\ 6'22''.5 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 197^{\circ} 5'51'' \\ 5'40'' \\ 11'41'' \\ 10'25'' \end{array} \right.$
Gemiddelden.	$191^{\circ}49'13''$	$191^{\circ}57'24''$	$186^{\circ}27'42''.5$	$162^{\circ}4'49''.5$	$197^{\circ} 8'24''$	

Wanneer men in aanmerking neemt, dat de nonien op den cirkel  $10''$  aangeven, de hoeken stellig niet nauwkeuriger zijn en bij die standen van den Polarisator, waarbij het licht in eene richting, die in het invalsvlak is gelegen, wordt verschoven, het beeld der collimatorspleet slechts aan eene zijde scherp begrensd is<sup>1)</sup>, zoodat de instellingen hier niet zoo nauwkeurig kunnen zijn, dan mag men uit deze gevallen afleiden, dat het gemiddelde der vier invalshoeken gelijk is aan dien, welke waargenomen wordt, zoo het licht niet door den Polarisator gaat.

De verschillen in de opgegeven getallen, zijn tweemaal grooter dan die tusschen de invalshoeken. Deze wijken dus van de gemiddelde waarde ongeveer  $2'.5$  naar elke zijde af.

1) Zie ook QUINCKE. Jubelband, pg. 340.

Bij de standen van den Polarisator 211.6 en 191.6 is, ook bij alle overige waarnemingsreeksen, de invalshoek steeds het grootst, bij de twee andere het kleinst. De gemiddelden van de faseverschillen en van de verhoudingen der amplitudines, welke bij de vier standen zijn waargenomen, gelden voor de gemiddelde waarde van den invalshoek. Uit de graphische voorstellingen <sup>1)</sup> van deze grootheden, zoowel bij de terugkaatsing door metalen als doorschijnende lichamen, blijkt duidelijk, dat voor invalshoeken, die niet in de buurt van den hoofdinvalshoek liggen, de veranderingen hierin voor eene wijziging van den invalshoek met 2' à 3' zeer gering zijn. Hetzelfde geldt voor de verhoudingen der amplitudines in de buurt van den hoofdinvalshoek, daar hier deze grootheid een minimum wordt. Verder zijn in dit laatste geval de veranderingen in de faseverschillen wel zeer groot, maar de lijn der faseverschillen stijgt, hoewel snel, binnen 4' à 5' regelmatig.

21. QUINCKE meent, dat men de nauwkeurigheid der waarnemingen, die volgens de methode van JAMIN zijn verricht, overschat en dat de invalshoeken slechts tot 5' juist zouden zijn <sup>2)</sup>. Dit is echter louter een gevolg van de wijze, waarop die invalshoeken bepaald zijn. QUINCKE en ook JAMIN gebruikten geene kijkers maar buizen, waarin over twee diaphragma's kruisdraden gespannen waren. De snijpunten dezer draden bepaalden de richtingen van het invallende en teruggekaatste licht. Is op deze wijze geene groote nauwkeurigheid te bereiken, ten onrechte zegt QUINCKE (Pogg.

---

1) QUINCKE, Pogg. Ann. 128, plaat XI. VOIGT Wied. Ann. XXIII, plaat IV.

2) Pogg. Ann. 127, pg. 10, 212, Pogg. Ann. 128, pg. 359, 546, Jubelband pg. 337.

Ann. 127 pg. 212), dat men deze buizen niet door kijkers mag vervangen. Bij de door hem in den Jubelband van Pogg. Ann. beschreven methode worden dan ook een collimator en kijker gebruikt om de richtingen van den invalenden en teruggekaatste lichtbundel te bepalen. Evenals deze methode niets anders is dan die, welke door JAMIN<sup>1)</sup> in zijne verhandeling over de terugkaatsing door metalen is beschreven, met eene wijziging, die ten doel heeft de invalshoeken scherper vast te stellen, zoo is de wijze, waarop door mij de waarnemingen zijn verricht, die, welke JAMIN<sup>2)</sup> bij het onderzoek over de terugkaatsing door doorschijnende lichamen volgde, met dezelfde wijziging. Hiertegen is niets in te brengen, want de lenzen zijn voor en achter, niet tusschen de Nicols geplaatst en kunnen dus op de polarisatieverschijnselen geen storenden invloed uitoefenen.

### De compensator van Babinet.

22. Zijn  $d_1$  en  $d_2$  de dikten der beide kwartswiggen, op de plaatsen, waar zij door de lichtstralen worden doorloopen,  $\lambda_o$  en  $\lambda_e$  de golflengten der gewone en buitengewone stralen in de wiggen, dan is het phaseverschil tusschen de stralen, die in de beide hoofdvlakken der wiggen, welke loodrecht op elkander staan, zijn gepolariseerd,  $(d_2 - d_1) \left( \frac{1}{\lambda_e} - \frac{1}{\lambda_o} \right)$ . Het phaseverschil, dat door den compensator tusschen de beide componenten van den teruggekaatste lichtbundel optreedt, is, daar  $d_1$  standvastig blijft, evenredig met de verplaatsingen der tweede wig

1) Ann. de Chim. et de Phys. Sér. III, T. 22.

2) Ann. de Chim. et de Phys. Sér. III, T. 29.



uit den stand, waarin  $d_1 = d_3$ . Voor de eerste wig toch zijn twee draadjes gespannen en men onderzoekt steeds het licht, dat tusschen deze beide is doorgegaan. Bij den compensator, dien JAMIN gebruikte, stond de vaste wig achter de beweegbare en waren de draadjes achter de vaste wig gespannen. In den compensator, waarmee QUINCKE zijne metingen verrichtte, stonden de draadjes voor de vaste wig en deze voor de beweegbare. Dit is ook het geval bij den compensator, dien ik gebruikt heb. De as der voorste wig staat loodrecht op het invalsvlak, die van de beweegbare ligt in dit vlak.

De boven vermelde evenredigheid tusschen de phaseverschillen, die in den compensator optreden en de verplaatsingen der beweegbare wig geldt alleen, zoo aan de verschillende onderstellingen, waarvan men is uitgegaan, voldaan is. De optische assen der beide kwartswiggen moeten loodrecht op elkander staan en eene in het invalsvlak zijn gelegen. De beide assen moeten verder in elke wig evenwijdig aan een der eindvlakken loopen. De evenredigheid blijft echter bestaan, al zijn de beide hoeken der wiggen niet dezelfde en de wiggen in een tot zekere hoogte willekeurigen stand ten opzichte van elkander geplaatst, zoo deze slechts bij de verplaatsingen der tweede wig dezelfde blijft. Het veranderlijke deel van het phaseverschil bestaat uit twee stukken; het eene ontstaat in de luchtlaag, het andere bij het doorloopen der tweede wig. Blijft de tweede wig bij hare verplaatsing evenwijdig aan zich zelf, dan veranderen de wegen der stralen in de luchtlaag en de wig, dus ook het geheele phaseverschil met een bedrag, dat evenredig is aan den afstand, waarover de wig is verschoven. Deze wegen zijn voor de beide componenten van den teruggekaatsten

lichtbundel verschillend, maar ieder doorloopt zijn weg met eene bepaalde snelheid. De onderlinge stand der beide wiggen is echter niet geheel willekeurig. Men bepaalt niet alleen het phaseverschil tusschen de componenten van den teruggekaatste lichtbundel, maar ook de verhouding hunner amplitudines. Hiervoor wordt het deel van den invalenden lichtbundel, dat de draadjes van den compensator begrenzen, met den Analysator onderzocht. Dit licht moet in de richting van de as door den Analysator gaan. Om deze reden zal men de wiggen zoo plaatsen, dat de eindvlakken twee aan twee evenwijdig aan elkander loopen en de scherpe kanten naar tegengestelde zijden gekeerd zijn, opdat de richting der stralen door den compensator niet veranderd wordt. Bovendien zou de bepaling der invalshoeken, zoo aan deze voorwaarde niet voldaan was, noodeloos lastiger en minder scherp worden gemaakt.

Zoowel bij den compensator van MEIJERSTEIN's spectrometer als dien uit den toestel van JAMIN kon men, zoo zij voor den kijker geplaatst waren en de kruisdraden hierin verlicht werden, vier spiegelbeelden der kruisdraden waarnemen, die niet in eene rij lagen <sup>1)</sup>. De kruisdraadbeelden in de zijvlakken der beweegbare wig van MEIJERSTEIN's compensator bleven bovendien bij eene verschuiving van deze wig niet op hunne plaats.

Verder stonden de assen der beide wiggen niet loodrecht op elkander. Dit blijkt, zooals wij in n<sup>o</sup>. 23 zullen aantoonen, uit het volgende. Zoowel KURZ <sup>2)</sup> als LUND-

---

1) De beelden, welke ten gevolge van herhaalde inwendige terugkaatsingen in de wiggen optreden, vallen niet meer in het veld van den kijker, zouden bovendien door hunne geringe lichtsterkte ook moeilijk waar te nemen zijn.

2) Pogg. Ann. 108. pg. 590 en pg. 591.

QUIST<sup>1)</sup> hebben reeds opgemerkt, dat de stand der franjes in den compensator afhangt van het azimut van den Polarisator. Heeft men bijv. den Polarisator in een azimut van  $45^\circ$  geplaatst en tusschen gekruiste Nicols op de centrale streep ingesteld, dan moet men bij andere azimuts de wig verplaatsen om de streep telkens tusschen de beide draadjes waar te nemen<sup>2)</sup>. Zeer groot zijn de verplaatsingen, wanneer de hoofdvlakken der Nicols zeer kleine hoeken met het invalsvlak en een vlak loodrecht hierop maken. Zij geschieden dan bijna sprongsgewijs. Zoo werd door mij met D licht bij verschillende standen van den Polarisator voor de plaats der centrale streep waargenomen

Azimut van den Polarisator	$96^\circ$ , $95^\circ$ , $94^\circ$ , $93^\circ$ , $92^\circ$ , $91^\circ$ , $90^\circ$ , $89^\circ$ , $88^\circ$ , $87^\circ$ ,
Plaats der streep	3.93, 3.96, 4.08, 4.16, 4.24, 4.51, 4.66, —, 2.3, 2.6,
	$86^\circ$ , $85^\circ$ , $84^\circ$ , $83^\circ$ , . . . . $45^\circ$
	3.10, 3.15, 3.20, 3.23, . . . . 3.52
Azimut van den Polarisator	$-5^\circ$ , $-4^\circ$ , $-3^\circ$ , $-2^\circ$ , $-1^\circ$ , $0^\circ$ , $1^\circ$ , $2^\circ$ , $3^\circ$ , $4^\circ$ , $5^\circ$ .
Plaats der streep	3.20, 3.18, 2.95, 2.41, — 5.18, 4.47, 4.14, 3.98, 3.98. 3.93.

Bij die azimuts, waarvoor de plaats der streep niet is aangegeven, was het veld te zwak verlicht om deze met eenige zekerheid te kunnen bepalen. Bovendien waren er geene twee standen van den Polarisator en Analysator te vinden, waarbij het licht geheel werd uitgedoofd. Bij azimuts, die weinig van  $0^\circ$  of  $90^\circ$  verschillen, was de streep ook niet veel donkerder dan de overige deelen van het veld.

23. Deze verschijnselen zijn alle een gevolg daarvan, dat de assen der beide wiggen niet loodrecht op elkander

1) Pogg. Ann. 152 pg. 569.

2) Dergelijke onregelmatigheden werden reeds vroeger door Prof. H. A. LORENTZ bij denzelfden compensator waargenomen, waarmede ik de onderzoekingen heb aangevangen.

staan. Het is duidelijk, dat in dit geval door middel der beide Nicols het licht nooit geheel uitgedoofd kan worden. Op de volgende wijze kan men ook het overige er gemakkelijk uit afleiden. Daar later de invloed van deze fout op de bepalingen der phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines moet worden nagegaan, zal ik hier dadelijk het algemeene geval behandelen, nl. den stand der tweede wig en het azimut van den Analysator bepalen, waarbij in den compensator eene donkere streep wordt waargenomen, zoo de lichtstralen onder een willekeurigen hoek op den spiegel vallen en de hoofdvlakken der wiggen kleine hoeken met elkander en met het invalsvlak maken.

Zij in Fig. 5 O X het invalsvlak op den spiegel,  $OO_1$  het polarisatievlak der gewone stralen in de eerste wig,  $OE_2$  dat der buitengewone in de tweede, OP het vlak waarin de stralen, die uit den Polarisator treden, gepolariseerd zijn. Stelt men de verplaatsing in den invallenden lichtbundel door  $\text{Cos. } \mu t$  voor, dan worden door achtereenvolgende ontbindingen de uitdrukkingen voor de verplaatsingen der componenten van den uitredenden bundel gevonden, die in  $OE_2$  en een vlak loodrecht hierop gepolariseerd zijn. Hierbij moet men invoeren het phaseverschil, dat bij de terugkaatsing en in de beide wiggen optreedt en twee coëfficiënten, die aangeven in welke mate de componenten, die in en loodrecht op het invalsvlak zijn gepolariseerd, bij de terugkaatsing verzwakt worden. Laten deze grootheden achtereenvolgens door  $\phi$ ,  $\delta_1$ ,  $\delta_2$ , a en b worden voorgesteld. Het phaseverschil in de eerste wig geldt voor de plaats, waar de draadjes zijn gespannen. Is de lichtbundel, die door den compensator is gegaan, lineair gepolariseerd, dan kan men de verplaatsingen van

de componenten ook voorstellen door  $A \cos \psi \cos (\mu t - \chi)$  en  $A \sin \psi \cos (\mu t - \chi)$ . Hierin geeft  $\chi$  de phase aan en  $\psi$  den hoek, dien het polarisatievlak met  $O E_2$  maakt. Door deze beide uitdrukkingen aan de vorige gelijk te stellen, verkrijgt men de vier vergelijkingen:

- (1)  $A \sin \psi \cos \chi = -a \cos \alpha \cos \beta_1 \sin \beta_2 - b \sin \alpha \sin \beta_1 \sin \beta_2 \cos \phi - a \cos \alpha \sin \beta_1 \cos \beta_2 \cos \delta_1 + b \sin \alpha \cos \beta_1 \cos \beta_2 \cos (\phi + \delta_1)$ .
- (2)  $A \sin \psi \sin \chi = -b \sin \alpha \sin \beta_1 \sin \beta_2 \sin \phi - a \cos \alpha \sin \beta_1 \cos \beta_2 \sin \delta_1 + b \sin \alpha \cos \beta_1 \cos \beta_2 \sin (\phi + \delta_1)$ .
- (3)  $A \cos \psi \cos \chi = a \cos \alpha \cos \beta_1 \cos \beta_2 \cos \delta_2 + b \sin \alpha \sin \beta_1 \cos \beta_2 \cos (\phi + \delta_2) - a \cos \alpha \sin \beta_1 \sin \beta_2 \cos (\delta_1 + \delta_2) + b \sin \alpha \cos \beta_1 \sin \beta_2 \cos (\phi + \delta_1 + \delta_2)$ .
- (4)  $A \cos \psi \sin \chi = a \cos \alpha \cos \beta_1 \cos \beta_2 \sin \delta_2 + b \sin \alpha \sin \beta_1 \cos \beta_2 \sin (\phi + \delta_2) - a \cos \alpha \sin \beta_1 \sin \beta_2 \sin (\delta_1 + \delta_2) + b \sin \alpha \cos \beta_1 \sin \beta_2 \sin (\phi + \delta_1 + \delta_2)$ .

Deze vergelijkingen geven aan op welke wijze de vier onbekende grootheden  $A$ ,  $\psi$ ,  $\chi$  en  $\phi$  van de overige afhangen. De waarde van  $\delta_2$ , die uit deze vergelijkingen volgt, geeft den stand der tweede wig aan, waarbij het uit den compensator tredende licht rechtlijnig gepolariseerd is. Ten einde  $\delta_2$  op te lossen, elimineert men  $A$ ,  $\psi$  en  $\chi$ . Dit geschiedt, door 1 met 4 en 2 met 3 te vermenigvuldigen en de beide uitdrukkingen voor  $\frac{1}{4} A^2 \sin 2\psi \sin 2\chi$  aan elkander gelijk te stellen. Op deze wijze verkrijgt men:

$$(5) \quad 0 = (a^2 \cos^2 \alpha - b^2 \sin^2 \alpha) \{ \cos 2\beta_1 \sin 2\beta_2 \sin \delta_2 - \cos^2 \beta_2 \sin 2\beta_1 \sin (\delta_1 - \delta_2) - \sin^2 \beta_2 \sin 2\beta_1 \sin (\delta_1 + \delta_2) \} \\ + \frac{1}{2} a b \sin 2\alpha \sin 2\beta_1 \sin 2\beta_2 \{ \sin (\phi + \delta_2) - \sin (\phi - \delta_2) \} \\ + a b \sin 2\alpha \{ \cos^2 \beta_1 \cos^2 \beta_2 \sin (\phi + \delta_1 - \delta_2) + \sin^2 \beta_1 \cos^2 \beta_2 \sin (\phi + \delta_2 - \delta_1) \\ + \sin^2 \beta_1 \sin^2 \beta_2 \sin (\phi - \delta_1 - \delta_2) + \cos^2 \beta_1 \sin^2 \beta_2 \sin (\phi + \delta_1 + \delta_2) \}.$$

Om nu hieruit de verplaatsingen der strepen af te leiden, wanneer de azimuths der Nicols dicht bij  $0^\circ$  en  $90^\circ$  liggen,

de stralen echter geene terugkaatsing door den spiegel ondergaan, moeten  $a = b = 1$  en  $\varphi = 0$  gesteld worden. (5) gaat dan over in:

$$(6) \quad \text{Cos.}^2 \beta_2 \text{ Sin. } (\delta_1 - \delta_2) \text{ Sin. } 2 (\alpha - \beta_1) + \text{Sin.}^2 \beta_2 \text{ Sin. } (\delta_1 + \delta_2) \text{ Sin. } 2 (\alpha - \beta_1) \\ + \text{Cos. } 2 (\alpha - \beta_1) \text{ Sin. } 2 \beta_2 \text{ Sin. } \delta_2 = 0.$$

Deze vergelijking kan men ook onmiddelijk verkrijgen, door op dezelfde wijze als bij de afleiding van (5) te werk te gaan en de ontbinding volgens O X en O Y achterwege te laten.

Uit (6) volgt:

$$(7) \quad \text{tg } \delta_2 = \text{tg } \delta_1 \frac{1}{\text{Cos. } 2 \beta_2 - \frac{\text{tg } 2 \beta_2}{\text{Cos. } \delta_1 \text{tg } 2 (\alpha - \beta_1)}}.$$

Hieruit blijkt, dat voor  $\delta_1 = \left(n + \frac{1}{2}\right) \pi$ ,  $\delta_2 = \left(m + \frac{1}{2}\right) \pi$  en voor  $\delta_1 = n \pi$ ,  $\delta_2 = m \pi$ , welke waarde  $\alpha$  ook moge hebben. In dit geval neemt men geene verplaatsingen der strepen waar. Voor elke andere waarde van  $\delta_1$  is echter het verschil tusschen  $\delta_1$  en  $\delta_2$  niet  $k \pi$  maar  $k \pi \pm \Delta$ .  $\Delta$  heeft, daar  $2 \beta_2$  slechts eene kleine grootheid is, alleen dan eene merkbare waarde, wanneer  $\text{tg } 2 (\alpha - \beta_1)$  klein is, of daar ook  $\beta_1$  slechts een kleine hoek voorstelt,  $\alpha$  dicht bij  $0^\circ$  of  $90^\circ$  ligt.

Voor  $\alpha = \beta_1$  en  $\alpha = 90 + \beta_1$  wisselt  $\Delta$  eensklaps van teeken, zoodat de sprongsgewijze verandering van  $\Delta$  bij die azimuts plaats heeft. Uit de in n<sup>o</sup>. 22 meegedeelde getallen blijkt dit ook duidelijk. De sprong heeft daar plaats bij de aflezingen 89 en -1 op den Polarisator. Voor waarden van  $\alpha$ , die  $90^\circ$  uiteenliggen, heeft  $\Delta$  dezelfde waarde. Is  $\frac{\text{tg } 2 \beta_2}{\text{Cos. } \delta_1 \text{tg } 2 (\alpha - \beta_1)}$  klein ten opzichte van  $\text{Cos. } 2 \beta_1$ ,

dus ten opzichte van 1, dan mag men voor (7) schrijven  $\operatorname{tg} \delta_2 = \frac{\operatorname{tg} \delta_1}{\operatorname{Cos.} 2 \beta_2} \left\{ 1 + \frac{\operatorname{tg} 2 \beta_2}{\operatorname{Cos.} 2 \beta_2 \operatorname{Cos.} \delta_1 \operatorname{tg} 2 (\alpha - \beta_1)} \right\}$ .

In dit geval heeft  $\Delta$  voor symmetrische standen van den Polarisator, dus voor azimuths  $\alpha$  en  $180^\circ - \alpha$ , vrij wel dezelfde waarde, maar het tegengestelde teeken. Dit is reeds door LUNDQUIST opgemerkt <sup>1)</sup>. De uit (7) afgeleide gevolgtrekkingen zijn ook in overeenstemming met de reeds meegedeelde plaatsen der centrale streep bij kleine en groote azimuths van den Polarisator (*n<sup>o</sup>. 22*), vooral zoo men in aanmerking neemt, dat in deze gevallen de lichtsterkte in het veld zeer gering, de streep slechts iets zwarter dan de omgeving is, zoodat de plaatsbepalingen op geene groote nauwkeurigheid aanspraak maken. Voor elke waarde van  $\alpha$  neemt  $\Delta$  met  $\delta_1$  toe. Voor  $\delta_1 = 90^\circ$  is  $\Delta = 90^\circ$ , onafhankelijk van  $\alpha$ ; voor  $\delta_1 = 0$ ,  $\Delta = 0^\circ$ . Ten einde de verplaatsingen der strepen zoo gering mogelijk te maken, zou men de draadjes in een raam kunnen spannen, dat voor de vaste wig heen en weer verschoven kon worden. Met behulp van een tweeden compensator zou men dit raam dan voor eene bepaalde kleur in den stand kunnen plaatsen, waarin  $\delta_1 = 0^\circ$  of  $= 90^\circ$ .

Voor  $\beta_2 = 0$ , is  $\Delta = 0$ . Dit spreekt wel van zelf, daar de hoofdsneden der wiggen dan loodrecht op elkander staan en de compensator dus werkt als een kwartsplaatje evenwijdig aan de as van veranderlijke dikte.

De afstanden tusschen de verschillende strepen blijven echter steeds dezelfde, nl.  $2\pi$ , d. i. één golflengte. Het geheele systeem van strepen wordt dus over een lengte  $\Delta$  verschoven.

1) Pogg. Ann. 152, pag. 569.

24. Er is nog eene omstandigheid, waardoor de verschijnselen bij groote en kleine azimuths zich onderscheiden, nl. het geringe onderscheid in lichtsterkte tusschen de donkere streep en de overige deelen van het veld. Ook dit laat zich gemakkelijk verklaren. De intensiteit in verschillende punten van het veld, wanneer de Polarisator in een azimuth  $\alpha$ , de Analysator in een azimuth  $90^\circ + \alpha$  is geplaatst en de hoofdvlakken der wiggen staan, zooals in Fig. 5 is aangegeven, vindt men uit:

$$(8) \ 2I = \text{Sin.}^2 2(\alpha - \beta_1 - \beta_2) + \text{Sin.} 2(\alpha - \beta_1) \text{Sin.} 2\beta_2 \text{Cos.} 2(\alpha - \beta_1 - \beta_2) \\ - \text{Sin.} 2(\alpha - \beta_1) \text{Sin.} 2\beta_2 \text{Cos.} \delta_1 + \text{Sin.} 2\beta_2 \text{Sin.} 2(\alpha - \beta_1 - \beta_2) \text{Cos.} \delta_2 \\ - \text{Sin.} 2(\alpha - \beta_1) \text{Cos.}^2 \beta_2 \text{Sin.} 2(\alpha - \beta_1 - \beta_2) \text{Cos.} (\delta_1 - \delta_2) \\ + \frac{1}{2} \text{Sin.} 2(\alpha - \beta_1) \text{Sin.}^2(\beta_2 - \beta_1) \text{Sin.} 2(\alpha - \beta_2) \text{Cos.} (\delta_1 + \delta_2).$$

Wanneer  $\alpha$  dicht bij  $0^\circ$  of  $90^\circ$  ligt, is het vooral  $\beta_2$ , die op de grootte van de intensiteit  $I$  invloed uitoefent. Ik heb in twee gevallen voor eenige punten in het veld de lichtsterkte berekend en deel de uitkomsten in de volgende tabellen mee.

$$\beta_1 = +20', \beta_2 = -20', \alpha = 89^\circ.$$

$$\delta_1 = 2n\pi - 120^\circ, -75^\circ, -30^\circ, +15^\circ, +60^\circ, +105^\circ, +150^\circ, +195^\circ, +240^\circ, \\ \delta_2 = 2n\pi + 240^\circ, +195^\circ, +150^\circ, +105^\circ, +60^\circ, +15^\circ, -30^\circ, -75^\circ, -120^\circ, \\ 7, \quad 201, \quad 420, \quad 239, \quad 21, \quad 123, \quad 256, \quad 113, \quad 7,$$

$$\beta_1 = +5', \beta_2 = -5', \alpha = 89^\circ.$$

$$1, \quad 146, \quad 284, \quad 147, \quad 1, \quad 120, \quad 246, \quad 121, \quad 1.$$

De getallen zijn uitgedrukt in honderdduizendste deelen van de lichtsterkte van den invallenden bundel. Hoe kleiner dus  $\beta_2 - \beta_1$  is, des te scherper zijn de donkere strepen waar te nemen. De intensiteiten zijn in het tweede geval over het algemeen kleiner dan in het eerste. Dit



bewijst ook reeds, dat in het tweede geval de fouten in den stand der assen kleiner zijn. Hoe kleiner  $\beta_1$  en  $\beta_2$  zijn, des te kleiner is ook de intensiteit van het licht tusschen gekruiste Nicols bij groote en kleine waarden van  $\alpha$ . Alleen voor  $\beta_1 = \beta_2 = 0$  is bij  $\alpha = 90^\circ$  en  $\alpha = 0^\circ$  de intensiteit nul. Opmerkelijk is het, dat de lichtsterkte in punten ter weerszijden der strepen niet dezelfde is en dit met het grooter worden van  $\beta_2 - \beta_1$  zeer sterk op den voorgrond treedt. Staan de assen der wiggen loodrecht op elkander, dan zijn de banen der aetherdeeltjes in de lichtbundels ter weerszijden van de donkere strepen gelijk en gelijkvormige ellipsen, die in tegengestelden zin worden doorloopen. De lichtsterkte is dan op de punten, die evenver van een minimum of maximum verwijderd zijn, even groot. Zijn  $\beta_1$  en  $\beta_2$  niet te groot, dan kan men, wanneer het azimut van den Polarisator dicht bij  $90^\circ$  ligt, het volgende waarnemen.

Zij het azimut van den Polarisator  $90^\circ - \delta$ , waarin  $\delta$  een kleinen hoek voorstelt. Op de plaatsen, waar het phaseverschil in den compensator  $0$ ,  $+\frac{1}{2}\lambda$  en  $-\frac{1}{2}\lambda$  bedraagt, is het licht rechtlijnig gepolariseerd. Het azimut is  $90^\circ - \delta$ ,  $90^\circ + \delta$  en  $90^\circ + \delta$ . Men neemt de centrale streep waar, wanneer de Analysator in een azimut van  $180^\circ - \delta$  staat. Wordt dit azimut slechts iets grooter, dan splitst de streep zich in twee andere, die niet zoo donker zijn, bij het verder draaien van den Analysator zeer snel uit elkander gaan en bij een azimut  $180^\circ + \delta$  op de plaatsen, waar het phaseverschil  $+\frac{1}{2}\lambda$  en  $-\frac{1}{2}\lambda$  is, zich bevinden. Daarna verdwijnen de strepen en men moet den Analysator een hoek van  $180^\circ - 2\delta$  laten beschrijven voor de centrale streep weer optreedt. Draait men den Analysator in tegen-

gestelden zin, dan gaan de beide strepen naar elkander toe en vereenigen zich tot eene streep, die donkerder wordt en spoedig daarop verdwijnt. Na eene draaiing van  $180^\circ - 2\delta$  komen de twee strepen weer te voorschijn. De strepen tusschen de plaatsen, waar het phaseverschil  $+\frac{1}{2}\lambda$ , 0 en  $-\frac{1}{2}\lambda$  is, neemt men waar zoo de Analysator in een zelfde azimut is geplaatst als de kleine assen der zeer langgerekte ellipsen, die de aetherdeeltjes daar beschrijven.

25. De verschijnselen, die men bij groote en kleine azimuts van den Polarisator waarneemt en onder den naam van de anomale verschijnselen zou kunnen samenvatten, geven een middel aan de hand om te zien of de hoofddoorsneden der wiggen loodrecht op elkander staan en stellen verder in staat ook de grootte der afwijking van den juisten stand te bepalen. Is eenmaal  $\delta_1$  bekend, het phaseverschil in de wig op de plaats, waar de draadjes zijn gespannen, dan kan men uit de verplaatsing der streep voor een bepaald azimut  $\beta_2$  berekenen. Neemt men aan, dat bij den compensator, waarvan de verplaatsingen der franjes gemeten zijn, voor D licht  $\delta_1 = n\pi + 60^\circ$ , dan zou, om deze verplaatsingen te kunnen verklaren,  $\beta_2$  ongeveer  $20'$  moeten zijn. De wijze, waarop de compensator van BABINET gewoonlijk is ingericht, stelt echter den waarnemer niet in staat deze fout op te heffen. Wel kan men een der assen in het invalsvlak plaatsen door den geheelen compensator in de bus, waarin hij geschoven wordt, te draaien. Zoolang evenwel  $\beta_2$  van  $0^\circ$  verschilt of althans eene vrij aanzienlijke waarde heeft, zal ook in den stand van die as eene vrij groote fout blijven bestaan. JAMIN <sup>1)</sup> vermeldt,

1) Ann. de Chim. et de Phys. Sér. III. T. 31, pag. 171.

dat de as van het plaatje, dat bij een bepaalden stand der beweegbare wig de twee wiggen zou kunnen vervangen, in het invalsvlak wordt geplaatst, zonder iets naders hieromtrent mee te deelen. Dit kan alleen op de wijze, die hier is aangegeven en dan nog slechts bij ruwe benadering, verkregen worden. QUINCKE ging ook op deze wijze te werk <sup>1)</sup>. De zwakke interferentiestrepen, die hij nog waarnam, wanneer de compensator tusschen de Nicols en deze in de hoofdstanden zijn geplaatst, kunnen alleen een gevolg zijn van de omstandigheid, dat de hoofdvlakken der wiggen niet loodrecht op elkander staan.

#### De gewijzigde inrichting van den compensator.

26. Ten einde de fouten van den compensator zoo klein mogelijk te maken, heb ik aan dit instrument eene andere inrichting gegeven, waardoor ieder der beide wiggen om eene as loodrecht op het voorvlak der eerste wig draaien kan en de vlakken der wiggen twee aan twee evenwijdig aan elkander gesteld kunnen worden. Den geheelen compensator kan men verder in eene richting loodrecht op de as van den kijker bewegen ten einde deze as, dus ook die van den teruggekaatste lichtbundel midden door de draadjes te laten gaan.

De compensator is in Fig. 6 afgebeeld. Fig. 6a is eene teekening van de achterzijde, die van den waarnemer is afgekeerd, Fig. 6b en 6c van de voorzijde. Fig. 6d geeft aan op welke wijze de compensator aan den Spectrometer is bevestigd en Fig. 6e dient om de schroef *l* beter in werking te laten zien. De wiggen zijn in Fig. 6f

---

1) QUINCKE. Pogg. Ann. 127, pag. 206.

in doorsnee voorgesteld. De plaat A (Fig. 6a), die met de schroeven  $a_1$  en  $a_2$  aan den ring B bevestigd is, draagt de vaste wig. Deze ring kan in eene gleuf van het stuk C draaien. Aan de achterzijde steekt een rand van C over den ring uit en aan de voorzijde (zie ook Fig. 6b) wordt de ring boven en beneden door twee plaatjes  $c$  en  $d$  opgesloten. Twee schroeven  $c_1$  en  $c_2$  drukken deze plaatjes tegen den voorkant van den ring. Met de beide schroeven  $d_1$  en  $d_2$  kan men den ring B, dus ook de vaste wig om eene as, loodrecht op het voorvlak, draaien. Het raampje, dat de tweede wig draagt, is bevestigd aan de slee D (Fig. 6b), die over de plaat E met de schroef S heen en weer geschoven kan worden. Tegen de vier hoeken van het raampje drukken aan de eene zijde vier veertjes en aan de andere vier schroefjes  $e_1$ ,  $e_2$ ,  $e_3$  en  $e_4$ .  $f$  is de index, die langs de verdeeling op den bovenrand der plaat E glijdt. E wordt met de twee schroeven  $f_1$  en  $f_2$  aan de plaat A bevestigd. Deze schroeven gaan door twee gleuven in B heen en de schroefkoppen steken over de randen van de gleuven in A uit. Door de schroeven wat los te maken kan men met de hand E over de plaat A draaien en in een willekeurigen stand vastzetten. De beschreven inrichting stelt den waarnemer in staat de wiggen in den juisten stand ten opzichte van elkander te brengen. De beide wiggen kunnen verder gezamenlijk verschoven en om eene horizontale as gedraaid worden. Het stuk C, dat rechthoekig omgebogen is, kan met alles, wat hieraan is bevestigd, om het scharnier F draaien (zie Fig. 6e). Dit bevindt zich op de plaats, waar C rechthoekig is omgebogen. De pen van het scharnier gaat door het plaatje G (Fig. 6a), dat op de slee H geschroefd is. Het eene stuk van de rechthoekig omgebogen plaat C ziet

men in Fig. 6*a*, het andere is in Fig. 6*b* en Fig. 6*c* in K aangegeven. De Fig. 6*e* is eene doorsnede van eenige deelen van den compensator op de plaats, waar de draadjes zijn gespannen en geeft eene duidelijker voorstelling van de plaat C. Tegen de ondervlakte van *k* drukt eene veer *h* (Fig. 6*a* en Fig. 6*b*) en tegen de bovenvlakte eene schroef *l*. Deze is ter wille van de duidelijkheid in Fig. 6*b* weggelaten. De slee H wordt met de schroef *m* over de plaat M (Fig. 6*a*) heen en weer geschoven. De schroef *n* bevestigt deze plaat op N, die aan het beweegbare tapleger is vastgemaakt. Door *n* wat los te maken kan men den geheelen compensator om eene verticale as draaien. In Fig. 6*d* stelt P een stuk van den verdeelden cirkel van den Spectrometer voor. De stand der wiggen is in Fig. 6*f* aangegeven. Van de vaste wig is de scherpe kant naar de schroef gekeerd. De optische as van deze wig loopt evenwijdig aan de as van den spectrometer en staat, daar bij de waarnemingen omtrent de terugkaatsing de spiegel evenwijdig aan deze laatste as wordt gesteld, loodrecht op het invalsvlak. Bij eene positieve draaiing van de schroef gaat de beweegbare wig, waarvan de optische as in het invalsvlak ligt, naar de zijde der schroef en worden de aflezingen grooter. De dikte der tweede wig op de plaats, waar de draadjes zijn gespannen, neemt hierbij af.

27. Om de verschillende deelen van den compensator in den juisten stand te brengen, wordt hij in de slee geplaatst en zoover zijdelings verschoven, totdat de draadjes, die voor het voorvlak der vaste wig gespannen zijn, ongeveer in de as van den kijker staan. Men plaatst daarna door middel der vier schroefjes  $e_1, e_2, e_3, e_4$  de tweede wig zoo, dat de kruisdraadbeelden in de vier zijvlakken elkan- der bedekken. Dit kan niet volkomen bereikt worden.

Vallen de beelden in twee zijvlakken samen, dan bedekken noch de verticale, noch de horizontale draden der twee andere beelden elkander. Hieruit volgt, dat de scherpe hoeken der wiggen niet volkomen aan elkander gelijk zijn en de normalen der zijvlakken niet in een plat vlak liggen. De afwijkingen waren echter zeer gering, bedroegen ongeveer een zesde van den afstand der beide verticale draden. De hoeken, die de binnenste en de buitenste zijvlakken der wiggen met elkander maken en het verschil van de scherpe hoeken der wiggen zijn dus ongeveer  $30''$ . Vervolgens draait men den compensator om eene verticale as, ten einde de kruisdraadbeelden in het voorvlak der vaste en achtervlak der beweegbare wig met de kruisdraden in den kijker samen te laten vallen. In dezen stand wordt de compensator met de schroef *e* vastgezet. Eene kleine verplaatsing van den compensator in de slee is nu noodig om de draadjes in de as van den kijker te brengen. Om dat te verkrijgen is vooraf reeds de spiegel zoo geplaatst, dat de teruggekaatste stralen in de richting der kijkeras loopen. Men laat den invallenden lichtbundel door eene nauwe spleet gaan, opdat het licht alleen op die plaatsen van den spiegel valt, waarover het draadje is gespannen. Dit draadje staat in de as van den verdeelden cirkel. Door eene kleine verschuiving van den compensator in de slee bereikt men, dat de stralen, die door de deelen van den spiegel, welke in de as liggen, worden teruggekaast, tusschen de draadjes doorgaan. De slee is vrij zuiver afgewerkt, zoodat bij deze kleine verplaatsing de twee eindvlakken der wiggen loodrecht op de kijkeras blijven staan.

Men verwijdert daarna de beweegbare wig en plaatst het hoofdvlak der vaste wig in of loodrecht op het in-

valsvlak. Hiervoor wordt, zooals wel van zelf spreekt, de spiegel van het tafeltje genomen, de kijker in het verlengde van de as van den collimator B gesteld en de Nicols in de taplegers gelegd met de hoofdvlakken in en loodrecht op het invalsvlak. Valt het hoofdvlak der eerste wig met dat van een der beide Nicols samen, dan wordt het licht door de Nicols geheel uitgedoofd en neemt men in het midden van het spleetbeeld het zwarte streepje waar. Door middel der beide schroefjes  $d_1$  en  $d_2$  kan men gemakkelijk den stand opzoeken, waarin het streepje in het midden van het spleetbeeld staat. Het gelukt echter niet het streepje zoo zwart te maken, als bij gekruiste Nicols het geval is. De oorzaak hiervan ligt waarschijnlijk in de afwijking der stralen door den Polarisator. Deze vallen hierdoor niet in de richting van de normaal op het voorvlak der vaste wig. Het invalsvlak dier stralen heeft in het algemeen een azimut, dat tusschen  $0^\circ$  en  $90^\circ$  ligt. Wanneer de Polarisator, in een der hoofstanden geplaatst, het licht in eene richting in of loodrecht op het invalsvlak deed afwijken, dan zou dit azimut  $0^\circ$  of  $90^\circ$  zijn. Tengevolge van de genoemde omstandigheid staan de polarisatievlakken der stralen in de wig niet meer loodrecht op elkander. Daar de hoek, dien zij met elkander maken, slechts weinig van  $90^\circ$  verschilt, kan het streepje nog vrij goed waargenomen worden. Men plaatst nu de beweegbare wig in het raampje, met de zijvlakken evenwijdig aan die van de eerste en draait de plaat E zoolang tot weer tusschen de beide gekruiste Nicols het streepje over het midden van het spleetbeeld gaat. In dezen stand zet men de plaat E met de schroefjes  $f_1$  en  $f_2$  vast. Het streepje is nu onduidelijker dan wanneer alleen de vaste wig tusschen de beide Nicols staat, echter duidelijk genoeg om ook de

tweede wig met vrij groote nauwkeurigheid in den juisten stand te kunnen brengen. Hoe geringer de afwijking van het licht door den Polarisator is, des te duidelijker zal waarschijnlijk het zwarte streepje te voorschijn treden. Verandert de Polarisator de richting der lichtstralen niet, dan wordt het licht, zoo de hoofdvlakken der wiggen evenwijdig loopen aan die der Nicols, door deze geheel uitgedoofd. De stralen vallen wel in eene schuine richting op de tweede wig, maar het invalsvlak loopt evenwijdig aan een der hoofdvlakken van deze wig, zoodat zij in dit vlak gepolariseerd blijven en door den Analysator geheel teruggehouden worden.

28. Hoe sterker het licht is, des te nauwkeuriger zullen de beide wiggen gesteld kunnen worden. Daarom wordt het zonlicht en zoo dit ontbreekt, kalklicht gebruikt. De lamp staat in dit geval voor den collimator B. Daar wit licht gebruikt kan worden, maakt het geen verschil uit of men electrisch licht op de spleet van den collimator uit den spectroscop of kalklicht op de spleet van den collimator B laat vallen. Bij de kleine draaiingen der twee wiggen blijven de zijvlakken evenwijdig aan elkander en de eindvlakken loodrecht op de kijkeras. Nadat elke der beide wiggen zooveel mogelijk in den juisten stand is gebracht, kan men nagaan of dit het geval is, door opnieuw het azimut van den Analysator te bepalen, waarbij de lichtsterkte een minimum is. De aflezing moet dezelfde zijn als die, welke vroeger bij het opzoeken der hoofstanden is gevonden. Ten slotte plaats ik den Polarisator in een azimut van  $90^{\circ} - 24'$  om te zien of de strepen nog duidelijk waar te nemen, dus goed zwart zijn, de lichtsterkte van het veld ter weerszijden der streep even groot en de verplaatsing der centrale streep gering is. Dit was steeds het geval. Daar het licht echter voor eene



eenigszins nauwkeurige bepaling bij een azimut, dat zoo dicht bij  $90^\circ$  ligt, te zwak is, werd de plaats der centrale streep bij een azimut van  $88^\circ$  bepaald. Het verschil tusschen deze aflezing en die, zoo het azimut  $45^\circ$  bedraagt, geeft de gezochte verplaatsing. Deze bedroeg in den regel  $\frac{1}{40} \frac{\lambda}{4}$  waarin  $\lambda$  de golflengte der D streep is. Daar bij den compensator het phaseverschil in de eerste wig op de plaats, waar de draadjes gespannen zijn, voor D licht gelijk is aan  $n\pi + 60^\circ$ , volgt hieruit, dat de hoofdvlakken der wiggen een hoek van ongeveer  $5'$  met elkander maken. Deze waarde laat zich ook verwachten, wanneer men de nauwkeurigheid in aanmerking neemt, die bij het stellen bereikt kan worden. De spoed der beide schroefjes  $d_1$  en  $d_2$  is  $\frac{5,5}{12}$  mM. De afstand van den staart, waarop de schroefjes werken, tot het midden der vaste wig is 28 mM. Door een der schroefjes  $\frac{1}{8}$  maal rond te draaien, verplaatst men de wig zooveel, dat de afwijking uit den stand, waarbij tusschen de gekruiste Nicols de lichtsterkte een minimum is, duidelijk in het oog valt. De nauwkeurigheid bij het stellen der eerste wig is alzoo iets grooter dan  $\frac{5,5}{12} \times \frac{1}{29} \times \frac{1}{8} : 0.00029 = 7'$ . 0.00029 is de lengte van een boog van  $1'$  in deelen van den straal uitgedrukt. De fout, die in den stand der tweede wig overblijft, is moeilijk na te gaan, daar de verplaatsing hier met de hand geschiedt. Zij kan evenwel niet veel grooter zijn dan de fout in den stand der eerste wig <sup>1)</sup>.

1) Het werd voorloopig niet wenschelijk geacht de afwijkingen der wiggen van den juisten stand door eene fijnere stelinrichting, nl. eene micrometerschroef met verdeelden kop, kleiner te maken. Men zou hierbij kunnen uitgaan van de anomale verschijnselen, die bij twee standen van de schroef nog worden waargenomen.

### De bepaling van de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines met den compensator.

29. Bij de terugkaatsing verkrijgen de componenten van den teruggekaatste lichtbundel, die in en loodrecht op het invalsvlak gepolariseerd zijn, een phaseverschil, dat kleiner is dan eene halve golflengte. Met den compensator kan men dit phaseverschil opheffen of wel aanvullen tot eene halve golflengte en tusschen de draadjes bij bepaalde standen van den Analysator eene donkere streep waarnemen. Heeft men vooraf het aantal schroefomwentelingen bepaald, waardoor aan de beweegbare wig zulk eene verplaatsing wordt gegeven, dat het phaseverschil in den compensator met eene halve golflengte toe- of afneemt, dan kunnen de verschuivingen der wig in golflengten worden uitgedrukt. Is  $\alpha$  het azimut van den Polarisator,  $\beta$  dat van den Analysator, dan is  $\frac{\text{tg } \beta}{\text{tg } \alpha}$  de verhouding der amplitudines. Dit geldt echter alleen voor het geval, dat de polarisatievlakken der stralen in de wiggen in- en loodrecht op het invalsvlak staan. Daar dit in het algemeen niet het geval is, moet men nagaan hoe dan uit de aflezingen op den Compensator en Analysator juiste waarden van het phaseverschil en de verhouding der amplitudines kunnen gevonden worden. Bij deze berekening neem ik aan, dat de hoeken, die de afwijkingen der wiggen van den juisten stand aangeven, oneindig klein van de eerste orde zijn en laat de grootheden van de tweede orde buiten beschouwing. Daar boven is aangetoond hoe die afwijkingen vrij klein gemaakt kunnen worden, zal er tegen deze handelwijze zeker geen bezwaar bestaan.

*α.* Bepaling van het phaseverschil.

Zij  $\beta_1$  de hoek, dien het polarisatievlak der gewone stralen in de eerste wig met het invalsvlak,  $\beta_2$  die, welken het polarisatievlak der gewone stralen in de eene wig maakt met dat der buitengewone in de andere, dan wordt, zoo men  $\beta_1$  en  $\beta_2$  als oneindig klein beschouwt en termen van de orde  $\beta_1 \beta_2$  weglaat, de waarde van het phaseverschil in de tweede wig, waarbij het licht, dat tusschen de beide draadjes is doorgegaan, lineair gepolariseerd is, bepaald door (Zie n<sup>o</sup>. 23).

$$(9) \ 0 = (a^2 \text{Cos.}^2 \alpha - b^2 \text{Sin.}^2 \alpha) \{ 2 \beta_2 \text{Sin.} \delta_2 - 2 \beta_1 \text{Sin.} (\delta_1 - \delta_2) \} + a b \text{Sin.} 2 \alpha \text{Sin.} (\varphi + \delta_1 - \delta_2).$$

Hierin zijn  $\delta_1$  en  $\delta_2$  de phaseverschillen in de beide wiggen, *a* en *b* de amplitudines der beide componenten in den teruggekaatste lichtbundel, die in en loodrecht op het invalsvlak gepolariseerd zijn, waarbij diezelfde grootheden in den invallenden lichtbundel gelijk aan één zijn gesteld.  $\varphi$  is het phaseverschil bij de terugkaatsing,  $\alpha$  het azimut van den Polarisator. Uit (9) volgt:

$$(10) \ \text{tg.} \delta_2 = \text{tg.} (\varphi + \delta_1) - \frac{a^2 \text{Cos.}^2 \alpha - b^2 \text{Sin.}^2 \alpha}{a b \text{Sin.} 2 \alpha \text{Cos.} (\varphi + \delta_1)} \left[ 2 \beta_1 \text{Sin.} \delta_1 - \text{tg} (\varphi + \delta_1) (2 \beta_2 + 2 \beta_1 \text{Cos} \delta_1) \right]$$

De tweede term van het tweede lid geeft de fout in  $\text{tg.} \delta_2$  aan. Deze verandert van teeken, zoo  $\alpha$  overgaat in  $180^\circ - \alpha$ . Uit het gemiddelde van de waarnemingen bij de azimuts  $\alpha$  en  $180^\circ - \alpha$  is deze fout verdreven. In deze beide gevallen is de richting, waarin het licht op den compensator valt, door de afwijking, die de Polarisator aan de stralen geeft en waarvan de invloed in n<sup>o</sup>. 32 nader

wordt beschouwd, niet dezelfde. Is echter de afwijking klein en van de eerste orde, dan is de verandering in den weg, dien de stralen in de eerste wig doorloopen, van de tweede orde.

Daar de golflengte zelf als eene grootheid van de eerste orde beschouwd moet worden, zullen de phaseverschillen  $\delta_1$  en  $\delta_1'$  in de eerste wig bij de azimuths  $\alpha$  en  $180^\circ - \alpha$  eene grootheid van de eerste orde verschillen. De verandering, die de uitdrukking voor de fout in  $\text{tg. } \delta_2$  ondergaat, is alzoo van de tweede orde en blijft buiten beschouwing.

Worden de grootheden, zoo de Polarisator in een azimuth van  $180^\circ - \alpha$  is geplaatst, door accenten onderscheiden, dan is

$$(11) \text{tg. } \delta_2 + \text{tg. } \delta_2' = \text{tg. } (\Phi + \delta_1) + \text{tg. } (\Phi + \delta_1').$$

Daar  $\delta_1$  en  $\delta_1'$  eene grootheid van de eerste orde van elkander verschillen, is met verwaarloozing van termen van de tweede orde,

$$(12) \text{tg. } \Phi = \frac{1}{2} \{ \text{tg. } (\delta_2 - \delta_1) + \text{tg. } (\delta_2' - \delta_1') \}$$

of ook, daar  $\delta_2 - \delta_1$  en  $\delta_2' - \delta_1'$  slechts oneindig kleine grootheden van de eerste orde verschillen,

$$\Phi = \frac{1}{2} \{ (\delta_2 - \delta_1) + (\delta_2' - \delta_1') \}.$$

Het phaseverschil bij de terugkaatsing is dus het gemiddelde van die, welke door den compensator worden aangegeven, zoo men de waarnemingen verricht bij de azimuths  $\alpha$  en  $180^\circ - \alpha$  van den Polarisator.

30. Uit (10) volgt, dat de fout in  $\text{tg. } \delta_2$  een minimum is zoo  $a^2 \text{Cos.}^2 \alpha - b^2 \text{Sin.}^2 \alpha = 0$  of  $\text{tg. } \alpha = \pm \frac{a}{b}$ . Het azimuth  $\psi$  van de stralen, die door den compensator weer rechtlijnig zijn gepolariseerd, vindt men uit  $\text{tg } \psi = \frac{b}{a} \text{tg } \alpha$ .

Voor  $\operatorname{tg} \alpha = \pm \frac{a}{b}$  is  $\psi = 45^\circ$ . Ten einde den invloed van de fouten in den compensator op de waarnemingen zoo klein mogelijk te maken, zal men dus aan het azimut van den Polarisator die waarde geven, waarvoor  $\psi = 45^\circ$  is. Dit kan bij de terugkaatsing door metalen zonder eenig bezwaar geschieden. Heeft de terugkaatsing aan het oppervlak van doorschijnende lichamen plaats, dan is behalve voor groote en kleine invalshoeken het hersteld azimut zoo klein, dat om  $\psi = 45^\circ$  te maken, het azimut van den Polarisator zeer dicht bij  $90^\circ$  zou moeten liggen. In dit geval brengt eene kleine fout in het azimut van den Polarisator eene relatief groote in de verhouding der amplitudines te weeg. Deze verhouding is gelijk aan den Cotangens van het azimut van den Polarisator, waarbij  $\psi = 45^\circ$ . Men zal daarom alleen het azimut van den Polarisator vrij groot nemen, opdat  $a^2 \operatorname{Cos}^2 \alpha - b^2 \operatorname{Sin}^2 \alpha$  geene te groote waarde heeft en de fouten, die men wil elimineeren, niet te groot worden in verhouding tot de gemeten grootheden. Bij mijne waarnemingen met flintglas was  $\alpha = 80^\circ$ , het hoofdazimut ongeveer  $4^\circ$ , dus  $a^2 \operatorname{Cos}^2 \alpha - b^2 \operatorname{Sin}^2 \alpha = 1.01$ .

Ten slotte moet er nog nagegaan worden, wanneer de instellingen met den compensator het scherpst kunnen geschieden. Dit zal het geval zijn, wanneer de lichtsterkte in het veld ter weerszijden van de plaats, waar eene donkere streep optreedt, zoo groot mogelijk is. De streep is dan het scherpst begrensd.

Zij  $\psi$  het azimut van den rechtlijnig gepolariseerden lichtbundel, die uit den compensator treedt,  $\phi$  het phaseverschil in twee punten van het veld, die even ver van de donkere streep verwijderd zijn. Voor deze punten kan men de verplaatsingen in en loodrecht op het invalsvlak

voorstellen door  $\text{Cos. } \psi \text{ Cos. } 2\pi \frac{t}{T}$  en  $\text{Sin. } \psi \text{ Sin. } 2\pi \left(\frac{t}{T} - \phi\right)$ .

Om het lineair gepolariseerde licht uit te dooven, zal men den Analysator in een azimut  $90^\circ + \alpha$  plaatsen. De verplaatsingen volgens het polarisatievlak der stralen, die uit den Analysator treden zijn in die punten

$-\text{Cos. } \psi \text{ Sin. } \psi \text{ Cos. } 2\pi \frac{t}{T} + \text{Sin. } \psi \text{ Cos. } \psi \text{ Cos. } 2\pi \left(\frac{t}{T} - \phi\right)$ ,  
 dus de intensiteit van het licht

$$\text{Sin.}^2 \psi \text{ Cos.}^2 \psi (1 - \text{Cos. } \phi)^2 + \text{Sin.}^2 \psi \text{ Cos.}^2 \psi \text{ Sin.}^2 \phi = \text{Sin.}^2 2\psi \text{ Sin.}^2 \frac{\phi}{2}$$

of  $\frac{a^2 b^2 \text{Sin.}^2 2\alpha}{(a^2 \text{Cos.}^2 \alpha + b^2 \text{Sin.}^2 \alpha)^2} \text{Sin.}^2 \frac{\phi}{2}$ , waarin  $\alpha$  het azimut van den invallenden lichtbundel voorstelt.

Deze uitdrukking geeft aan, op welke wijze de lichtsterkte in het veld van punt tot punt verandert. Zij is een minimum voor  $\alpha = 0^\circ$  en  $\alpha = 90^\circ$ , een maximum voor  $\text{tg. } \alpha = \frac{a}{b}$ . Voor deze waarde van  $\alpha$  is  $\psi = 45^\circ$ . Aan de voorwaarden voor eene zoo scherp mogelijke instelling en een geringe invloed der fouten op de aflezingen wordt alzoo door eene zelfde waarde van het azimut van den invallenden lichtbundel voldaan. Voor het flintglas, waarvan het hoofdazimut  $4^\circ$  is, zou  $\alpha = 86^\circ$  moeten zijn. Het bij deze metingen gebruikte azimut is kleiner, nl.  $80^\circ$ . De reden hiervoor is reeds boven opgegeven.

#### b. Bepaling van de verhouding der amplitudines.

31. Om den invloed van den foutieven stand der wiggen op deze bepalingen na te gaan, moeten de verplaatsingen in den lichtbundel, die uit den compensator treedt, volgens het invalsvlak en een vlak loodrecht hierop wor-

den opgesteld. Deze zijn achtereenvolgens, zoo de termen van de tweede orde weggelaten worden:

$$\begin{aligned}
 & a \text{ Cos. } \alpha \text{ Cos. } (\mu - \delta_2) + b \beta_1 \text{ Sin. } \alpha \text{ Cos. } (\mu t - \varphi - \delta_2) + b \beta_2 \text{ Sin. } \alpha \text{ Cos. } (\mu t - \varphi - \delta_1 - \delta_2) \\
 & - b (\beta_1 + \beta_2) \text{ Sin. } \alpha \text{ Cos. } (\mu t - \varphi - \delta_1), \\
 & - a \beta_2 \text{ Cos. } \alpha \text{ Cos. } \mu t - a \beta_1 \text{ Cos. } \alpha \text{ Cos. } (\mu t - \delta_1) + b \text{ Sin. } \alpha \text{ Cos. } (\mu t - \varphi - \delta_1) \\
 & + a (\beta_1 + \beta_2) \text{ Cos. } \alpha \text{ Cos. } (\mu t - \delta_2).
 \end{aligned}$$

De verschillende grootheden hebben dezelfde beteekenis als in n<sup>o</sup>. 23. De verplaatsing in den invallenden lichtbundel is gelijk gesteld aan  $\text{Cos. } \mu t$ . Is het licht, dat tuschen de draadjes is doorgestaan, liniair gepolariseerd en de verplaatsing hierin  $A \text{ Cos. } 2\pi \left( \frac{t}{T} - \chi \right)$ , het azimut van het polarisatievlak  $\psi$ , dan bestaat het volgende stel van vergelijkingen:

- (14)  $A \text{ Cos. } \psi \text{ Cos. } \chi = a \text{ Cos. } \alpha \text{ Cos. } \delta_2 + b \beta_1 \text{ Sin. } \alpha \text{ Cos. } (\varphi + \delta_2) + b \beta_2 \text{ Sin. } \alpha \text{ Cos. } (\varphi + \delta_1 + \delta_2) - b (\beta_1 + \beta_2) \text{ Sin. } \alpha \text{ Cos. } (\varphi + \delta_1)$ .
- (15)  $A \text{ Cos. } \psi \text{ Sin. } \chi = a \text{ Cos. } \alpha \text{ Sin. } \delta_2 + b \beta_1 \text{ Sin. } \alpha \text{ Sin. } (\varphi + \delta_2) + b \beta_2 \text{ Sin. } \alpha \text{ Sin. } (\varphi + \delta_1 + \delta_2) - b (\beta_1 + \beta_2) \text{ Sin. } \alpha \text{ Sin. } (\varphi + \delta_1)$ .
- (16)  $A \text{ Sin. } \psi \text{ Cos. } \chi = -a \beta_2 \text{ Cos. } \alpha - a \beta_1 \text{ Cos. } \alpha \text{ Cos. } \delta_1 + b \text{ Sin. } \alpha \text{ Cos. } (\varphi + \delta_1) + a (\beta_1 + \beta_2) \text{ Cos. } \alpha \text{ Cos. } \delta_2$ .
- (17)  $A \text{ Sin. } \psi \text{ Sin. } \chi = -a \beta_1 \text{ Cos. } \alpha \text{ Sin. } \delta_1 + b \text{ Sin. } \alpha \text{ Sin. } (\varphi + \delta_1) + a (\beta_1 + \beta_2) \text{ Cos. } \alpha \text{ Sin. } \delta_2$ .

De sommen van de kwadraten der twee eerste en twee laatste vergelijkingen geven:

$$\begin{aligned}
 A^2 \text{Cos.}^2 \psi &= a^2 \text{Cos.}^2 \alpha + a b \text{Sin.}^2 \alpha \{ \beta_1 \text{Cos. } \varphi + \beta_2 \text{Cos. } (\varphi + \delta_1) - (\beta_1 + \beta_2) \text{Cos. } (\varphi + \delta_1 - \delta_2) \}. \\
 A^2 \text{Sin.}^2 \psi &= b^2 \text{Sin.}^2 \alpha - a b \text{Sin.}^2 \alpha \{ \beta_1 \text{Cos. } \varphi + \beta_2 \text{Cos. } (\varphi + \delta_1) - (\beta_1 + \beta_2) \text{Cos. } (\varphi + \delta_1 - \delta_2) \}.
 \end{aligned}$$

Hieruit volgt:

$$(18) \text{tg. } \psi = \frac{b}{a} \text{tg. } \alpha - \frac{a^2 \text{Cos.}^2 \alpha + b^2 \text{Sin.}^2 \alpha}{a^2 \text{Cos.}^2 \alpha} \{ \beta_1 \text{Cos. } \varphi + \beta_2 \text{Cos. } (\varphi + \delta_1) - (\beta_1 + \beta_2) \text{Cos. } (\varphi + \delta_1 - \delta_2) \}.$$

Onderscheidt men de waarden der verschillende groot-  
heden bij een azimut  $180^\circ - \alpha$  van den invallenden licht-  
bundel door accenten, dan is:

$$- \operatorname{tg} \psi' = - \frac{b}{a} \operatorname{tg} \alpha - \frac{a^2 \operatorname{Cos}^2 \alpha + b^2 \operatorname{Sin}^2 \alpha}{a^2 \operatorname{Cos}^2 \alpha} \left\{ \beta_1 \operatorname{Cos} \phi \right. \\ \left. + \beta_2 \operatorname{Cos} (\phi + \delta'_1) - (\beta_1 + \beta_2) \operatorname{Cos} (\phi + \delta'_1 - \delta'_2) \right\}.$$

en

$$(19) \operatorname{tg} \psi + \operatorname{tg} \psi' = 2 \frac{b}{a} \operatorname{tg} \alpha - \frac{a^2 \operatorname{Cos}^2 \alpha + b^2 \operatorname{Sin}^2 \alpha}{a^2 \operatorname{Cos}^2 \alpha} [(\beta_1 + \beta_2) \left\{ \operatorname{Cos} (\phi + \delta_1 - \delta_2) \right. \\ \left. - \operatorname{Cos} (\phi + \delta'_1 - \delta'_2) \right\} + \beta_2 \operatorname{Cos} (\phi + \delta_1) - \beta_2 \operatorname{Cos} (\phi + \delta')].$$

Bij de waarnemingen zijn  $\phi + \delta_1 - \delta_2$  en  $\phi + \delta'_1 - \delta'_2$   
op zeer weinig na,  $0^\circ$  of  $180^\circ$ . Daar  $\delta_1$  en  $\delta'_1$ ,  $\delta_2$  en  $\delta'_2$   
lechts eene grootheid van de eerste orde verschillen, is

$$\operatorname{Cos} (\phi + \delta_1 - \delta_2) - \operatorname{Cos} (\phi + \delta'_1 - \delta'_2)$$

eene grootheid van de tweede orde, zoodat in het tweede  
lid van (19)

$$(\beta_1 + \beta_2) \left\{ \operatorname{Cos} (\phi + \delta_1 - \delta_2) - \operatorname{Cos} (\phi + \delta'_1 - \delta'_2) \right\}$$

als een term van de derde orde weggelaten kan worden.  
Hetzelfde is het geval met  $\beta_2 \operatorname{Cos} (\phi + \delta_1) - \beta_2 \operatorname{Cos} (\phi + \delta'_1)$ ,  
eene grootheid van de tweede orde. Men heeft dus

$$\frac{b}{a} = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{tg} \psi + \operatorname{tg} \psi' \right\} \text{ of } \frac{b}{a} = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \frac{\psi + \psi'}{2},$$

daar de tweede leden dezer vergelijkingen slechts groot-  
heden van de tweede orde van elkander verschillen. Door  
het gemiddelde te nemen van de waarnemingen bij  
azimuts  $\alpha$  en  $180^\circ - \alpha$  van den Polarisator, worden de  
fouten, die een gevolg zijn van den onjuisten stand der  
wiggen, geëlimineerd. Uit (18) volgt, dat de fout in  $\psi$  is  
$$d\psi = -\frac{1}{2} \left\{ \beta_1 \operatorname{Cos} \phi + \beta_2 \operatorname{Cos} (\phi + \delta_1) - (\beta_1 + \beta_2) \operatorname{Cos} (\phi + \delta_1 - \delta_2) \right\}.$$



Zij is onafhankelijk van het azimut van den Polarisator. Bij groote en kleine azimuts, waar de verplaatsing der streep zeer groot kan worden, bezitten de waargenomen azimuts nog dezelfde nauwkeurigheid. De fouten in het hersteld azimut, die het gevolg zijn van het niet samen-vallen der polarisatievlakken in de wiggen, worden dus ook bij azimuts van den Polarisator, die weinig van  $90^\circ$  verschillen, voldoende geëlimineerd op de wijze, die hier is aangegeven. Dit zou niet meer plaats hebben, wanneer in deze gevallen  $d\psi$  zeer groot was. De volgende waarnemingen stemmen hiermee overeen. Het azimut van den Polarisator was achtereenvolgens  $45^\circ$ ,  $80^\circ$ ,  $85^\circ$  en  $88^\circ$ . Bij iederen stand werd het azimut van den Analysator waargenomen, waarvoor de centrale streep het donkerste is. De gemiddelden telkens uit rijen van 8 instellingen, waren:  $134^\circ.95$ ,  $170^\circ$ ,  $174^\circ.9$ ,  $177^\circ.05$ , terwijl deze getallen, zoo  $\beta_1 = \beta_2 = 0$ ,  $135^\circ$ ,  $170^\circ$ ,  $175^\circ$ ,  $177^\circ$  moeten zijn. De uitkomsten, welke in dit nummer en n<sup>o</sup>. 29 zijn afgeleid, gelden echter alleen voor het geval, dat de hoeken, die de hoofdvlakken der Nicols met het invalsvlak en een vlak loodrecht hierop maken, zeer groot zijn ten opzichte van  $\beta_1$  en  $\beta_2$ .

### Invloed van de afwijking der lichtstralen door de Nicols op de phasevertraging in den compensator.

32. Ten einde de juiste uitdrukking voor de phasevertraging in den compensator te vinden, moet er op gelet worden, dat de lichtstralen bij de waarnemingen in verschillende richtingen, die kleine hoeken met elkander maken, op de eerste wig invallen. Bedraagt de invalshoek op het voorvlak der eerste wig slechts een paar minuten,

dan mag men deze als eene oneindig kleine grootheid van de eerste orde in rekening brengen. Daar de wiggen van den compensator den vorm hebben, die in Fig. 6f is aangegeven en dus uit eene betrekkelijk dunne wig en eene dikkere plaat met evenwijdige zijvlakken bestaan, moeten de wegen, die de lichtstralen in de wiggen doorloopen, tot grootheden der eerste orde nauwkeurig zijn, opdat het phaseverschil tot grootheden der eerste orde nauwkeurig is. De golfengte, waardoor men om deze grootheid te verkrijgen, moet deelen, is zelf zeer klein.

Wij moeten nu twee gevallen onderscheiden:

1<sup>o</sup>. wanneer de assen van den elliptisch gepolariseerden lichtbundel, die in den compensator treedt, met de polarisatievlakken der stralen in de wiggen hoeken maken van dezelfde orde als de hoek tusschen deze polarisatievlakken onderling,

2<sup>o</sup>. geene van de amplitudines der stralen in de wiggen zeer klein is.

In het eerste geval hangt het phaseverschil op samengestelde wijze zoowel van de grootheden, die de banen der aetherdeeltjes in den invallenden lichtbundel bepalen, als van den invalshoek en den stand der optische assen in de wiggen af. Deze assen zullen in het algemeen hellen ten opzichte van de buitenste eindvlakken der wiggen. De anomale verschijnselen (zie n<sup>o</sup>. 25) kunnen daardoor nog iets samengestelder worden.

Bij de waarneming komt alleen het tweede geval voor. Was toch eene der amplitudines zeer klein, dan zou het azimut van den lineair gepolariseerden lichtbundel, welke uit den compensator treedt, of zeer groot, of zeer klein moeten zijn. Bij de metalen is dit azimut ongeveer 45°, bij de doorschijnende lichamen ligt het tusschen 18° en 64°.

De invloed van de schuine richting, waarin het licht op den compensator valt, moet nog als een van de eerste orde beschouwd worden. Dit blijkt duidelijk op de volgende wijze. De Polarisator werd in een azimut van  $45^\circ$  geplaatst en de stand der centrale streep bepaald, wanneer de buitenste zijvlakken der wiggen loodrecht op de kijkeras stonden, de compensator om eene verticale as een weinig naar boven en beneden, om eene horizontale as naar links en rechts was gedraaid. De stand der streep veranderde niet, wanneer de hoekverplaatsingen even groot waren als de afwijking van het licht door den Polarisator. Bij een azimut van  $85^\circ$  werd het volgende waargenomen.

Plaats der centrale streep.	Azimut van den Polarisator.	Hoekverplaatsing van den compensator.
39.57	$45^\circ$	Geene.
39.67	$85^\circ$	Geene.
39.62	$85^\circ$	+ 4' om eene verticale as.
39.625	$85^\circ$	- 4' " " " "
39.63	$85^\circ$	+ 4' " " horizontale "
39.62	$85^\circ$	- 4' " " " "

De verplaatsing is onafhankelijk van de richting, waarin de compensator wordt gedraaid en steeds in dien zin, dat de stralen een langeren weg in de tweede wig moeten doorloopen. Zij bedraagt  $0.007 \frac{\lambda}{4}$ . Bij eenigszins groote en kleine waarden van het azimut van den Polarisator zijn er dus twee oorzaken, die den stand der strepen wijzigen, nl. de afwijking van het licht door de Nicols en het niet-samenvallen van de polarisatievlakten der stralen in de wiggen. De afwijking tengevolge van de beide omstandigheden is de som van die, welke ieder op zich zelf te weeg zou brengen. Wel is waar oefent de schuine inval

van het licht ook invloed uit op de waarden der hoeken  $\beta_1$  en  $\beta_2$  (zie n<sup>o</sup>. 29), doch deze is, zoo de optische assen der wiggen slechts weinig van den juisten stand afwijken, van de tweede orde en mag verwaarloosd worden. In n<sup>o</sup>. 29 en n<sup>o</sup>. 31 is aangetoond, hoe de fout, die het gevolg is van het niet-samenvallen der polarisatievlakken in de beide wiggen, wordt opgeheven en er moet dus nu nog worden nagegaan, hoe de fout, die het gevolg is van den schuinen inval van het licht, kan verdreven worden bij een compensator, waarvan de hoofdsneden den juisten stand innemen.

De uitdrukking, die het phaseverschil in den compensator aangeeft, heeft den vorm  $\xi a + \eta d + \zeta l$ , (zie ook n<sup>o</sup>. 22), waarin  $\xi, \eta, \zeta$  afhangen van de richtingsgrootheden der assen en de normaal van den invallenden lichtbundel.  $a = AB$  (Fig. 7), de afstand van den scherpen kant der eerste wig tot het midden der draadjes,  $d$  de dikte der luchtlaag en  $l = ED$ .  $A$  geeft de plaats aan, waar de draadjes zijn gespannen en de kijkeras  $AF$  het voorvlak snijdt,  $CD$  staat loodrecht op de twee binnenste zijvlakken der wiggen. Verschuift men de tweede wig een afstand  $x$ , dan veranderen  $d$  en  $l$  in  $d \pm x \sin. \delta$  en  $l \mp x \cos. \delta$ . Hierin geeft  $\delta$  den scherpen hoek der tweede wig aan. Het verschil tusschen de phasevertragingen bij de twee standen der beweegbare wig, is alzoo:  $\pm x (\eta \sin. \delta - \zeta \cos. \delta)$ , evenredig met  $x$ . Voor een bepaalden invalshoek der lichtstralen op den compensator zijn  $\eta$  en  $\zeta$  standvastige grootheden. Door de verandering van den invalshoek der lichtstralen worden de strepen hoofdzakelijk in hun geheel verschoven. Wanneer men de plaatsen van de centrale streep en de beide strepen, die ter weerszijden hiervan staan, dat zijn de standen der tweede wig, waarin het phaseverschil der

stralen, die tusschen de draadjes van den compensator doorgaan,  $0, +\frac{\lambda}{2}$  en  $-\frac{\lambda}{2}$  is, waarneemt bij dezelfde azimuths, dus ook bij dezelfde richtingen van het invallende licht, waarin later na de terugkaatsing op den spiegel het licht op den compensator valt, dan zijn hieruit door eene evenredigheid de phaseverschillen tot grootheden der eerste orde nauwkeurig te vinden. Men vindt dus op deze wijze voor het phaseverschil evenveel waarden als er verschillende standen van den Polarisator gebruikt worden. Eenvoudiger is het echter, uit de vier instellingen met den compensator bij de vier azimuths het gemiddelde te nemen en de phase in golflengten uit te drukken met behulp van de afstanden der strepen  $0, +\frac{\lambda}{2}$  en  $-\frac{\lambda}{2}$ , zooals men die verkrijgt door de gemiddelden uit de bepalingen bij dezelfde vier azimuths te nemen. Men zou ook als volgt te werk kunnen gaan. Zij  $r$  de verplaatsing der tweede wig, die noodig is om het phaseverschil op te heffen,  $p$  om het tot  $\frac{\lambda}{2}$  aan te vullen, dan is het phaseverschil

$\frac{r}{p+r} \frac{\lambda}{2}$ . Nu moet men echter om éene waarde voor het phaseverschil te verkrijgen de plaats van twee strepen

bepalen, terwijl deze, wanneer de plaatsen van de strepen

$0, +\frac{\lambda}{2}$  en  $-\frac{\lambda}{2}$  voor denzelfden invalshoek van het licht,

d. i. bij hetzelfde azimuth van den Polarisator bekend zijn, dezelfde instellingen er twee opleveren. Uit het gemiddelde der beide waarden is tevens de fout, die veroorzaakt wordt door eene niet zuiver gelijkmatige maar naar de eene zijde versnelde toename van de dikte der tweede wig, ten deele verdreven.

### De inwendige terugkaatsingen in den compensator.

33. W. VOIGT<sup>1)</sup> heeft er op gewezen, dat de uitdrukkingen voor het phaseverschil, zooals zij in den regel worden opgegeven, onjuist zijn, daar de inwendige terugkaatsingen over het hoofd worden gezien. Deze kunnen bij den compensator van BABINET plaats hebben in de wiggen en in de luchtlaag tusschen deze. Zooals dadelijk zal worden aangetoond, moeten de lichtbundels, ontstaan door inwendige terugkaatsing in de wiggen, buiten beschouwing blijven. VOIGT zelf geeft aan, dat de inwendige terugkaatsingen geen invloed meer uitoefenen, zoodra de laag, waarin zij plaats hebben, zoo dik is, dat hierin NEWTON's interferentieverschijnselen niet meer waargenomen kunnen worden. Om te zien in hoeverre dit met de luchtlaag het geval was, heb ik op de volgende wijze de dikte hiervan bepaald. De compensator werd in een horizontalen stand onder een microscoop geplaatst, dien men langs de schaal van een kathetometer kon verschuiven. De microscoop werd eerst ingesteld op het buitenste zijvlak der beweegbare wig en nadat deze weggenomen was, op het binnenste zijvlak der vaste wig. De verplaatsing van den microscoop, verminderd met de dikte der wig op de plaats, waar de instelling geschiedde, geeft de dikte der luchtlaag. De dikte der wig wordt gevonden uit den hoek der wig en de afstand van het punt, waarop werd ingesteld tot den scherpen kant. Het gemiddelde uit eenige be-

---

1) VOIGT. Ueber die Verzögerung, welche beim Durchgange des Lichtes durch eine Platte eintritt, und ueber einige darauf gegründete Apparate. Wied. Ann. XXII. pg. 234.

palingen was 7,4 m.M. d. i. meer dan 10.000 golflengten. Met het bij de waarnemingen gebruikte homogene licht zijn in eene luchtlaag van deze dikte geene interferentiestrepen waar te nemen.

Ook de inwendige terugkaatsingen in de wiggen kunnen geen invloed uitoefenen. Ziet men met den voor oneindigen afstand scherp gestelden kijker naar de spleet van den collimator, terwijl de compensator voor den kijker staat, dan worden verschillende spleetbeelden waargenomen, n.l. het directe spleetbeeld, ter weerszijden hiervan op gelijken afstand de beelden, die ontstaan, zoo de stralen tweemaal in eene der wiggen eene inwendige terugkaatsing ondergaan en een beeld, dat een gevolg is van de inwendige terugkaatsingen in het glasplaatje uit het oculair van GAUSS. Dit laatste beeld is in eene richting evenwijdig aan het vlak, dat door de kijkeras en de normaal van het glasplaatje gaat, verschoven. Daar het plaatje niet verticaal staat, valt het midden van het verschoven spleetbeeld iets beneden de horizontale draad. Gaan de lichtstralen, nadat zij uit den collimator treden, ook door den Polarisator, dan neemt men waar, dat de lichtsterkte van dit spleetbeeld afhangt van het azimut van den Polarisator. Het beeld verdwijnt, zoo de hoofddoorsnee van den Polarisator loodrecht staat op het invalsvlak der stralen op het glasplaatje. Door middel van den afstand der beide verticale draden in den kijker, die in hoekmaat bekend is en dus ook met behulp van den brandpuntsafstand van het objectief in lengtemaat, kan de verschuiving van dit beeld bepaald worden. Bereken ik nu hieruit de dikte van het plaatje, dan is de uitkomst 0.8 m.M., zeker eene mogelijke waarde. De spleetbeelden, die een gevolg zijn van meerdere inwendige terugkaatsingen, viermaal in eene wig of tweemaal in elke,

vallen niet meer in het gezichtsveld. In Fig. 8 zijn de normalen van de gewone golffronten der verschillende lichtbundels aangegeven voor het geval, dat de stralen loodrecht op het voorvlak invallen. In de richting BC plant zich niet alleen een gewoon, maar ook een buitengewoon golffront voort. Hieruit ontstaan nog drie andere, die in richtingen, welke weinig van I, II en III verschillen, uit den compensator treden. Stelt men de hoeken, die de normalen der uittredende golffronten met AB maken door  $\Phi$  voor en geeft men door de indices o en e aan, of zij ontstaan zijn uit het golffront, dat in de eerste wig het gewone of het buitengewone is, door 1, 2 en 3 tot welke groep zij behooren, dan is:

$$\begin{aligned}\Phi_{1o} &= \delta (\varepsilon - \omega), & \Phi_{1e} &= -\delta (\varepsilon - \omega) \\ \Phi_{2o} &= -\delta (3\omega - \varepsilon), & \Phi_{2e} &= -\delta (3\varepsilon - \omega) \\ \Phi_{3o} &= \delta (3\varepsilon - \omega), & \Phi_{3e} &= \delta (3\omega - \varepsilon).\end{aligned}$$

$\delta$  is de scherpe hoek der wiggen,  $\omega$  en  $\varepsilon$  zijn de gewone en de buitengewone brekingsindex.

Ter wille van de eenvoudigheid heb ik aangenomen, dat de brekingsindex eene verhouding van twee hoeken is, wat, daar  $\delta$  klein is, geen groot verschil kan opleveren. Positieve hoeken liggen aan de rechterzijde, negatieve aan de linkerkzijde van AB. De spleetbeelden, welke door de gewone en buitengewone golffronten, die ongeveer in dezelfde richting uittreden, gevormd worden, bedekken elkander ten deele. Dit is duidelijk waar te nemen. Zij bestaan uit eene middelste heldere streep en aan de beide zijden hiervan lichtzwakkere strooken. Het beeld, dat door inwendige terugkaatsingen in het plaatje van het oculair ontstaat, onderscheidt zich hierin van die, welke in den compensator gevormd worden.



Daar  $\Phi_{2o} - \Phi_{2e} = \Phi_{3o} - \Phi_{3e} = 2(\Phi_{1o} - \Phi_{1e})$  zijn de spleetbeelden II en III tweemaal breeder dan I. De afstand van het midden der beelden II en III tot het midden van I is  $\delta(\varepsilon + \omega)$ . RUDBERG geeft op, dat voor kwarts  $\omega = 1.5471$ ,  $\varepsilon = 1.5563$ . De afstand van II en III tot I werd op ongeveer 12 malen de afstand der draden geschat. Daar deze gelijk is aan  $3'45''$ , vindt men hieruit voor den scherpen hoek der wiggen:

$$\delta = \frac{12 \times 3'45''}{\varepsilon + \omega} = 14'.5.$$

Daar de hoek, dien DE met de normaal van het buitenste zijvlak der tweede wig maakt, gelijk is aan  $\delta \left(1 - \frac{\omega}{\varepsilon}\right) = 0.06 \delta$ , dus zeer klein, zal III vrij wel samen vallen met de beelden der kruisdraden, die door de binnenste zijvlakken worden gevormd. Dit blijkt ook het geval te zijn. Ter weerszijden van I, II en III kunnen zeer zwak verlichte spleetbeelden worden waargenomen, maar deze verdwijnen, zoodra voor den compensator eene spleet staat. Daar de stralen, die in de wiggen inwendige terugkaatsingen ondergaan, in eene geheel andere richting uittreden, niet aan de vorming van het directe spleetbeeld deelnemen, evenmin een aandeel hebben in het tot stand komen der franjes, kunnen de wiggen van den compensator voor het bepalen van het phaseverschil, niet als evenwijdige plaatjes beschouwd worden<sup>1)</sup>. Hiermee is de juistheid van de gebezigde uitdrukking voor het phaseverschil bewezen<sup>2)</sup>. Stond er bij de metingen geene spleet

1) VOIGT. Wied. Ann. XXII. pg. 234.

2) Deze omstandigheid werkt zeker mede om den compensator van BABINET tot een der fijnste optische meetinstrumenten te maken. Zie VOIGT, Wied. Ann. XXII. pg. 234.

voor den compensator, dan zouden in de richting I lichtbundels uittreden, die op verschillende plaatsen door de wiggen zijn gegaan en dus niet dezelfde phasevertraging verkregen hebben. De phasevertraging zou dan in den uittredenden lichtbundel eene andere zijn. Hiermee is het feit in overeenstemming, dat de donkere strepen, door de spleet voor den compensator te plaatsen, scherper begrensd worden.

34. Boven werd door schatting voor den hoek der wiggen verkregen  $14'.5$ . Directe metingen gaven  $16'$ . Nog op eene andere wijze kan eene waarde voor dezen hoek gevonden worden.

Het phaseverschil in den compensator is, zoo men voor eene eerste benadering de wiggen als evenwijdige plaatjes beschouwt,  $\frac{d-d'}{\lambda} \left( \frac{1}{\omega} - \frac{1}{\varepsilon} \right)$ .  $d$  en  $d'$  zijn de dikten der wiggen. Voor  $D$  licht is de verplaatsing van de tweede wig, die aan eene phaseverandering van eene halve golf-lengte beantwoordt, ongeveer  $7$  m.M. Noem den hoek der wiggen  $\phi$ , dan is  $d-d_1 = 7 \times \text{tg } \phi$ . Uit

$$\frac{7 \text{ tg } \phi}{\lambda_D = 0.00059} \left( \frac{1}{\omega} - \frac{1}{\varepsilon} \right) = \frac{1}{2} \text{ volgt } \delta = 16'.$$

#### De nauwkeurigheid van de waarnemingen met den compensator.

35. De bepalingen der phaseverschillen zijn zeer nauwkeurig, zooals uit de hierachter meegeedeelde cijfers zal blijken. In het midden der donkere streep kan eene fijne streep worden opgemerkt, die donkerder dan de omringende deelen, eene scherpe instelling mogelijk maakt. De nauwkeurigheid der phasebepalingen kan op  $0.005 \frac{\lambda}{4}$  gesteld

worden. Soms werden in de donkere streep onderscheidene fijne zwarte strepen waargenomen, waarvan de middelste het donkerste was. Het geheel vertoont dan zeer veel overeenkomst met de interferentiestrepen, die bij FRESNEL'S spiegelsproef worden waargenomen. Daar deze strepen het duidelijkst zijn, wanneer alleen de compensator tusschen de beide Nicols staat, kunnen zij niet veroorzaakt zijn door eene eigenaardigheid van het spiegeland oppervlak. Waarschijnlijk ontstaan deze strepen door het interfereeren der beide bundels, die ongeveer in dezelfde richting I uit den compensator treden.

De bepalingen van het hersteld azimut zijn uit den aard der zaak minder nauwkeurig. Hierbij moet men den Analysator zoolang draaien, totdat de streep tusschen de draadjes van den compensator zoo donker mogelijk is. Langs dezen weg is geene zeer groote nauwkeurigheid te bereiken. Zij bedraagt  $0^{\circ}.1$ . De verschillen tusschen de afzonderlijke instellingen kunnen soms vrij groot zijn.

### **Het gedeelte van den spiegel, dat voor de waarnemingen wordt gebruikt.**

36. Het oppervlak van den spiegel kan met eene zeer groote nauwkeurigheid in de as van den verdeelden cirkel gebracht worden. De verplaatsing van den draad of het stipje schellak, die men ten slotte nog waarneemt, is nooit meer dan de halve afstand der verticale draden, dat is in boogmaat bijna  $2'$  of daar de afstand van het objectief van den kijker tot de as ongeveer 85 m.M. is, in lengtemaat 0.046 m.M. De as ligt alzoo nooit verder dan 0.02 m.M. van den spiegel. De grootste afwijking, die de Polarisator aan het licht in eene richting evenwijdig aan het inval-

vlak geeft, dus ook de grootste verandering van den invalshoek door den Polarisator, is  $2'$ . De afwijking van het licht door den Polarisator en de omstandigheid, dat de draad of het stipje niet volkomen in de as staat, maken, dat men met den compensator de terugkaatsing in een ander punt van den spiegel onderzoekt. Is in Fig. 9  $SS_1$  de spiegel,  $FA$  de as van den invallenden lichtbundel,  $A$  de as,  $E$  de plaats, waar de draadjes voor den compensator zijn gespannen, dan zal, zoo de afwijking door den Polarisator  $\delta$  is en  $\angle CED = \delta$ ,  $DE$  de as van den lichtbundel zijn, die voor de metingen wordt gebruikt.

Bij loodrechten inval zou de terugkaatsing in  $B$  geschieden, bij een invalshoek  $i$  in  $D$ .

$$BD = BC + CD = BA \operatorname{tg} i + \frac{EC \operatorname{Sin} \delta}{\operatorname{Sin} (90^\circ + i - \delta)}$$

De afstand van de draadjes, die voor de vaste wig van den compensator zijn gespannen, tot de as is ongeveer 55 m.M. De grootste invalshoek, waarbij metingen verricht zijn, is  $86^\circ 10'$ , zoodat  $BD$  niet meer dan 0.77 m.M. kan bedragen. Daar de afstand der draadjes 0.25 m.M. is, liggen de plaatsen, waarin de terugkaatsing op den spiegel wordt onderzocht, in eene strook, 1.02 m.M. breed.

De fout, die men begaat bij het centreeren van de draadjes, is stellig kleiner dan de helft van hunnen afstand. Neem aan, dat de fout de helft van dezen afstand is, dan is  $EE' = 0.125$  m.M.  $E$  is de juiste,  $E'$  de foutieve stand van een punt midden tusschen de draadjes gelegen. Daar de compensator in de slee voor den kijker in eene richting loodrecht op de kijkeras verplaatst wordt, staat  $EE'$  loodrecht op  $AE$ . Uit de figuur blijkt, dat de strook, waarin men de terugkaatsing nagaat, in de richting  $EE'$  een eind verschoven wordt. Deze ver-

schuiving is altijd in denzelfden zin en gelijk aan  $\frac{0.125}{\text{Cos. } i}$  of voor  $i = 86^{\circ}10'$  1.87 m.M. en voor  $i = 43^{\circ}$ , den kleinsten onder de invalshoeken, 0.18 m.M. Wat de verplaatsing in het eene geval meer bedraagt dan in het andere, vermeerdert de breedte der strook. Deze vermeerdering is 1.69 m.M. Bij de instellingen gebruikt men niet de geheele lengte der donkere streep, maar alleen het midden; een stuk, dat niet langer is dan de afstand der draden. Zij in Fig. 10  $SS_1$  de spiegel,  $AN$  de normaal,  $AB$  en  $AC$  de assen van den invallenden en teruggekaatsen lichtbundel. De grootste afwijking  $\delta$  in eene richting loodrecht op het invlasvlak is  $2'$ . Daar de afstand van den compensator tot de as ongeveer 55 m.M. bedraagt, is  $AE$  of de verplaatsing van het punt, waarin de terugkaatsing wordt waargenomen, in verticale richting,  $AC \text{ tg. } \delta = 0.016$  m.M. De afstand der draadjes is 0.25 m.M., zoodat men van de strook slechts een stuk, lang 0.25 m.M. + 0.32 m.M. = 0.57 m.M., gebruikt. Daar men steeds instelt op de plaats, waar het midden van het beeld der draadjes zich bevindt, kan de afwijking van het licht door den Analysator op deze beschouwingen geen invloed uitoefenen. De punten, waarin de terugkaatsing op den spiegel wordt onderzocht, liggen in een stuk, lang 0.57 m.M. en breed  $2.71$  m.M.<sup>2</sup>. Om later de theoretische formules op de verkregen uitkomsten toe te kunnen passen, heeft men slechts te onderstellen, dat de eigenschappen van den spiegel in een stuk groot 1.54 m.M.<sup>2</sup> overal dezelfde zijn. Het spreekt wel van zelf, dat, al gebruikt men een vrij wat grooter deel van den spiegel, de toepassing der formules nog altijd aannemelijk gemaakt kan worden door er op te wijzen, dat dan de constanten van den spiegel

ongeveer het midden zullen houden tusschen de waarden in verschillende punten. Beter is het echter zich van alle bijkomende onderstellingen vrij te maken <sup>1)</sup>.

37. Daar uit deze berekeningen blijkt, welk een smalle lichtbundel men voor de waarnemingen met den compensator slechts noodig heeft, zou wellicht de Nicol als Polarisator door een plaatje kalkspaaht, evenwijdig aan de as geslepen, vervangen kunnen worden. Deze verandering zou het groote voordeel hebben, dat men nu vrij was van de afwijking der stralen door den Polarisator en van de fouten, die hierdoor overal insluipen, welke door het combineren van waarnemingen zooveel mogelijk geëlimineerd moeten worden. Het deel van den spiegel, dat men bij de waarnemingen gebruikt, zou tevens veel kleiner worden.

---

1) Zie hierbij QUINCKE, Jubelband. pg. 341. VOIGT, Wied. Ann. XXIII. pg. 125.

## A F D E E L I N G II.

---

### De terugkaatsing van het Licht door Metalen.

38. Met de verbeterde methode van waarneming, die in de vorige Afdeeling beschreven is, heb ik de terugkaatsing door metalen op nieuw onderzocht. Ik wenschte daarbij in de eerste plaats uit te maken in hoeverre de formules van CAUCHY<sup>1)</sup>, NEUMANN<sup>2)</sup> en VOIGT<sup>3)</sup> voor de terugkaatsing van het licht door metalen door de waarnemingen bevestigd worden. De onderzoekingen van JAMIN en QUINCKE hebben bewezen, dat de formules van CAUCHY den loop van de phaseverschillen en van de verhouding der amplitudines in het algemeen weergeven; doch er bestaan soms belangrijke verschillen tusschen de waargenomen en berekende grootheden. Uit de metingen van Hoofdstuk I dezer Afdeeling blijkt, dat de overeenstemming met deze formules des te beter wordt, naarmate men met het elimineeren van fouten verder gaat. Door gebruik te maken van herhaalde spiegeling, hadden de formules nog scherper getoetst kun-

---

1) Compt. Rendus. T. VIII. 1839. pg. 560.

2) Fortschr. der Physik im Jahre 1859, pag. 200.

3) W. VOIGT, Theorie der absorbirenden Medien, insbesondre Theorie der optischen Eigenschaften der Metalle. Wied. Ann. 23. pg. 104.

nen worden; doch dit vorderde wijzigingen in de inrichting van den toestel en ik wenschte mij bij dit onderzoek strikt te bepalen tot de methode, die voor de metingen slechts een zeer klein deel van den spiegel noodig heeft. Tevens blijkt het, dat eene beslissing tusschen de opgenoemde formules buiten het bereik van de nauwkeurigheid dezer waarnemingen ligt.

Het zilver biedt voor dit onderzoek bijzondere voordeelen aan. Fraaie zilverspiegels kunnen gemakkelijk vervaardigd worden. Men heeft hierbij niet de veranderingen in het oppervlak te vreezen, die bij gemakkelijk oxydeerbare metalen optreden. Het zilver heeft ook geene bijzondere eigenschappen, zooals de magnetische metalen, die wellicht een invloed op deze verschijnselen konden uitoefenen. Ook is het zilver zeer geschikt om achtereenvolgens in twee middenstoffen, bijv. lucht en water, onderzocht te worden. VOIGT heeft er op gewezen, dat nauwkeurige onderzoekingen van denzelfden spiegel in lucht en water voor de beoordeeling van theoretische beschouwingen van belang zoude zijn. Daarom heb ik met dezelfde voorzorgen onmiddellijk na het onderzoek in lucht de terugkaatsing door denzelfden spiegel in water nagegaan. Deze metingen zijn in Hoofdstuk II meegedeeld. Ook hier blijkt het, dat eene meer nauwkeurige methode van waarneming tot eene betere overeenstemming met de theorie voert, daar de afwijkingen kleiner zijn dan bij de onderzoekingen van QUINCKE omtrent de terugkaatsing door zilver in water.

De electromagnetische theorie van het licht, zooals zij voornamelijk door Prof. H. A. LORENTZ <sup>1)</sup> verder ontwikkeld

---

1) H. A. LORENTZ, Over de Theorie der Terugkaatsing en Breking van het Licht.



is, werpt twee vraagstukken op, welke in Hoofdstuk III behandeld worden. In de eerste plaats zou men kunnen verwachten, dat voor de terugkaatsing door magnetisch polariseerbare metalen andere formules dan die van CAUCHY gelden. Het blijkt echter, dat de terugkaatsing op week ijzer met nagenoeg even groote nauwkeurigheid door de formules van CAUCHY, NEUMANN of VOIGT worden voorgesteld als die op zilver, waaromtrent het eerste Hoofdstuk in staat stelt een oordeel te vormen. In de tweede plaats wordt de terugkaatsing door metalen in de electromagnetische theorie van het licht in verband gebracht met den galvanischen weerstand. Daaruit zoude eene aanmerkelijke verandering van de optische constanten met de temperatuur volgen. De metingen leeren, dat zij hiervan onafhankelijk zijn. De beteekenis van deze negatieve uitkomsten voor de electromagnetische theorie wordt in het derde Hoofdstuk besproken.

---

## HOOFDSTUK I.

### De terugkaatsing van het licht door zilver in lucht.

39. De drie zilverspiegels zijn volgens de methode, die door MARTIN <sup>2)</sup> is aangegeven, vervaardigd. Den eersten zilverspiegel heb ik gemaakt op een der zijvlakken van het planparallele glasplaatje, dat voor het stellen der verschillende deelen van den Spectrometer wordt gebruikt.

---

2) A. MARTIN, Compt. Rend. T. 56, 1863, pg. 1044.

A. MARTIN, Argenture du verre par le Sucre Interverti. Ann. de Chim. et de Phys. Sér. IV. T. XV. 1868.

Deze spiegel was, evenals de beide andere, zoo dik, dat hij met Parijsch rood kon worden opgepoetst. Van het zonlicht werden echter de blauwe stralen doorgelaten. De tweede spiegel is zelfs voor sterk zonlicht ondoorzichtig. Door den derden kan de zon nog even als een blauw schijfje waargenomen worden. De derde spiegel staat dus, wat de dikte betreft, tussehen de beide andere in. Daar de methode van MARTIN in den regel doorschijnende zilver spiegels levert, heb ik later het zilver twee malen achter elkander op hetzelfde glasplaatje neergeslagen. Het plaatje wordt uit het eerste verzilveringsbad in gedistilleerd water, daarna in een tweede bad gebracht. Op deze wijze verkrijgt men eene dikkere, ondoorzichtige zilverlaag op het glas. Men moet er echter zorg voor dragen, dat de spiegel niet met de lucht in aanraking komt, voor het proces geheel is afgelopen. Ten einde de zilverlaag zoo dik mogelijk te maken, laat ik de gla'splaatjes vrij lang in de verzilveringsvloeistof. Ter onderscheiding zullen de spiegels met A, B en C worden aangewezen.

Om den stand van de polarisatievlakken der lichtbundels en Nicols en de beteekenis van het gemeten phaseverschil ondubbelzinning te bepalen, gaan wij als volgt te werk. Wij plaatsens ons in den lichtstraal, zoodat deze samenvalt met de lijn, die hoofd en voeten verbindt en wel zoo, dat men met het hoofd naar het spiegelend oppervlak is gekeerd. De verdeelingen op de Nicols loopen bij onzen toestel in dien zin, dat nu draaiingen van den Analysator en Polarisator in den zin van den uurwijzer grootere aflezingen geven. Om de standen van de Nicols aan te geven, kiezen wij als uitgangspunt bij den Polarisator een der standen, waarbij het licht, dat uit den Polarisator treedt, evenwijdig aan het invalsvlak gepolariseerd is en bij den Analysator een

der beide, waarin het licht, dat in dit vlak gepolariseerd is, wordt uitgedoofd. Van hieruit tellen wij de azimuths in den zin van de beweging van den uurwijzer door vier kwadranten heen, dus van  $0^\circ$  tot  $360^\circ$ . Het phaseverschil van de beide componenten van den teruggekaatste lichtbundel, die in en loodrecht op het invalsvlak zijn gepolariseerd, wordt 0 genoemd, zoo de invallende lichtbundel, die in een azimuth kleiner dan  $90^\circ$  is gepolariseerd, na de terugkaatsing rechtlijnig gepolariseerd licht levert, dat bij een azimuth van den Analysator kleiner dan  $90^\circ$  wordt uitgedoofd. De phaseverschillen zijn positief, zoo de component, die in het invalsvlak gepolariseerd is, in phase voor is. Valt er een lichtstraal, die in een azimuth kleiner dan  $90^\circ$  gepolariseerd is, onder een zeer geringen invalshoek op den spiegel, dan is ook na de terugkaatsing het azimuth van den Analysator, waarbij het licht wordt uitgedoofd, kleiner dan  $90^\circ$ . Bij rakelingschen inval ligt het azimuth van den Analysator in het tweede of vierde kwadrant. Volgens de hier ingevoerde definities is dus het phaseverschil 0 bij een invalshoek van  $0^\circ$ ; positief en kleiner dan  $\frac{\lambda}{2}$ , zoo de invalshoek tusschen  $0^\circ$  en  $90^\circ$  ligt en  $\frac{\lambda}{2}$  bij den rakelingschen inval.

Daar het phaseverschil in de eerste wig negatief, in de tweede positief is, zal men om het phaseverschil, dat bij de terugkaatsing optreedt, op te heffen, volgens de beschrijving van den compensator in n<sup>o</sup>. 26, de beweegbare wig uit den stand, waarin op de plaats der draadjes de dikten der wiggen gelijk zijn, naar rechts moeten verschuiven, naar de zijde der grootere aflezingen. Staat de Polarisator in het eerste kwadrant, dan moet het azimuth van den

Analysator om het licht, dat tusschen de draadjes is doorgegaan, uit te dooven, in het eerste of derde kwadrant liggen. Door eene verplaatsing der beweegbare wig naar de linkerzijde wordt het phaseverschil in den compensator positief en kan men dus het phaseverschil, dat een gevolg is van de terugkaatsing, tot  $\frac{\lambda}{2}$  aanvullen. Staat de Polarisator in dit geval in het eerste kwadrant, dan ligt het azimut van den Analysator, waarbij men in den compensator eene zwarte streep waarneemt, in het tweede of vierde kwadrant.

De volgorde, waarin de waarnemingen verricht worden, is (zie n<sup>o</sup>. 14, 29, 31), in het volgende schema aangegeven:

Analysator (Polarisator) in het kwadrant.									
		I.	II.	III.	IV.	IV.	III.	II.	I.
Polarisator (Analysator) in het kwadrant.	I.	O	—	O	—	A	—	A	—
	III.	O	—	O	—	A	—	A	—
	II.	—	O	—	O	—	A	—	A
	IV.	—	O	—	O	—	A	—	A

Hierin beteekent O opheffing van het phaseverschil, dus verschuiving der wig naar de hoogere, A aanvulling, verschuiving naar de lagere cijfers.

41. Ten einde een duidelijk overzicht te geven van de metingen, laat ik hier eene volledige reeks van instellingen voor eene waarneming, d. i. bij één invalshoek, volgen. Deze kan te gelijker tijd dienen voor de beoordeeling van de scherpte der instellingen. Vooraf gaan de bepalingen van de hoofstanden der Nicols en de plaatsen der strepen in den compensator, waarbij het phaseverschil is:

$$\frac{1}{2} \lambda, 0, -\frac{1}{2} \lambda.$$

## Zilverspiegel C.

Bepalingen van een paar standen der Nicols, waarin de hoofdvlakken loodrecht op elkander staan.

Polarisator.	Analysator.
201.6	177.4
"	357.25
"	357.2
21.6	"
"	177.4

Deze getallen zijn telkens de gemiddelden uit twee instellingen, waarbij de Nicols in positieve of negatieve richting bewogen werden. De plaatsen, waar de aflezingen niet ingevuld zijn, geven aan, dat men hier hetzij den Polarisator, hetzij den Analysator in denzelfden stand heeft gelaten.

Bepaling van de hoofdstanden der Nicols, waarbij de hoofdvlakken der Nicols evenwijdig aan het invalsvlak loopen of loodrecht hierop staan.

Het licht, dat uit den Polarisator treedt, is gepolariseerd loodrecht op het invalsvlak.	Het licht, dat uit den Analysator treedt, is in het invalsvlak gepolariseerd.	Het licht, dat uit den Polarisator treedt, is gepolariseerd loodrecht op het invalsvlak.	Het licht, dat uit den Analysator treedt, is in het invalsvlak gepolariseerd.
21.6	177.4	201.5	177.45
21.6	177.4	201.5	177.45
21.6	177.4	201.7	177.3
21.5	177.5	201.6	177.4
21.5	177.45	201.7	177.3
21.6	177.35	201.6	177.4
21.6	177.4	201.6	177.4

Uit deze getallen blijkt tevens, dat bij de hoofdstanden der Nicols de Polarisatievlakken der Nicols werkelijk loodrecht op elkander staan. Voor de beginpunten van telling bij de azimuths van den Polarisator en Analysator neem ik (zie n<sup>o</sup>. 40) 291°.6 en 267°.4. Het azimuth van den Polarisator is dan achtereenvolgens 45°, 135°, 225° en 315° bij de aflezingen 333°.6, 66°.6, 156°.6 en 356°.6, van den Analysator bij de aflezingen 312°.4, 42°.4, 132°.4 en 222°.4.

Bepalingen van de plaatsen C der tweede wig, waarvoor het phaseverschil in den compensator achtereenvolgens  $0$ ,  $-\frac{1}{2}\lambda$  en  $+\frac{1}{2}\lambda$  is.

C <sub>0</sub>		C - $\frac{1}{2}\lambda$		C + $\frac{1}{2}\lambda$		
39 <sup>r</sup> .58	39 <sup>r</sup> .66	53 <sup>r</sup> .62	53 <sup>r</sup> .78	25 <sup>r</sup> .26	25 <sup>r</sup> .25	25 <sup>r</sup> .24
37	40	72	64	05	00	04
36	37	71	64	05	03	04
62	64	64	73	28	23	22
62	62	63	77	27	23	25
37	37	74	64	04	01	03
39	37	73	64	05	01	00
62	65	63	78	25	23	23
39 <sup>r</sup> .49	39 <sup>r</sup> .51	53 <sup>r</sup> .68	53 <sup>r</sup> .70	25 <sup>r</sup> .15 <sup>s</sup>	25 <sup>r</sup> .12	25 <sup>r</sup> .13

Eene omwenteling van de schroef wordt door r aangegeven.

Bij deze bepalingen was het azimuth van den Polarisator 45°. De schroef wordt bij de instellingen of steeds in positieven of steeds in negatieven zin gedraaid. In het eerste geval verkrijgt men de grootere, in het tweede de kleinere aflezingen.

Uit deze bepalingen volgt:

Plaats der strepen.	Afstand der strepen.
$C_{\frac{1}{2}\lambda} = 25^r.14$	14 <sup>r</sup> .36
$C_0 = 39^r.50$	14 <sup>r</sup> .19
$C_{-\frac{1}{2}\lambda} = 53^r.69$	

Bij de waarnemingen met den spiegel C is de Analysator achtereenvolgens in de azimuts  $45^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $225^\circ$  en  $315^\circ$  geplaatst. Het azimut van den Polarisator, waarbij men in den spiegel eene zwarte streep waarneemt, is dan, tot het eerste kwadrant teruggebracht,  $47^\circ$ . Bij de opgegeven standen van den Analysator is de invloed van de fouten in den compensator op de waargenomen phaseverschillen het kleinst en bovendien de streep aan beide zijden het scherpst begrensd (zie n<sup>o</sup>. 30).

Invalshoek  $i = 80^\circ 28' 35''$ .

Opheffing van het phaseverschil.

Aflezing op den Analysator $312^\circ.4$ .		$42^\circ.4$ .		$132^\circ.4$ .		$222^\circ.4$ .	
Polarisator.	Compensator						
$339^\circ.4$	49 <sup>r</sup> .46	64 <sup>o</sup> .3	49 <sup>r</sup> .46	$338^\circ.25$	49 <sup>r</sup> .47	65 <sup>o</sup> .0	49 <sup>r</sup> .47
338 .4	60	64 .9	24	340 .0	37	65 .2	32
339 .2	59	65 .25	21	340 .0	34	65 .1	34
340 .0	44	65 .0	40	338 .1	44	64 .6	46
$339^\circ.25$	49 <sup>r</sup> .52	64 <sup>o</sup> .8	49 <sup>r</sup> .33	$339^\circ.1$	49 <sup>r</sup> .40 <sup>s</sup>	65 <sup>o</sup> .0	49 <sup>r</sup> .40
$159^\circ.1$	49 <sup>r</sup> .39	$244^\circ.75$	49 <sup>r</sup> .38	$159^\circ.0$	49 <sup>r</sup> .41	$245^\circ.5$	49 <sup>r</sup> .49
158 .9	57	245 .1	19	159 .8	24	244 .9	24
159 .2	58	245 .3	22	160 .1	27	245 .25	28
159 .0	35	245 .4	37	158 .5	43	244 .5	45
$159^\circ.05$	49 <sup>r</sup> .37	$245^\circ.1$	49 <sup>r</sup> .29	$159^\circ.55$	49 <sup>r</sup> .34	$245^\circ.05$	49 <sup>r</sup> .35 <sup>s</sup>
Gemiddeld $339^\circ.15$	49 <sup>r</sup> .50	$245^\circ.0$	49 <sup>r</sup> .31	$339^\circ.2$	49 <sup>r</sup> .37	$245^\circ.0$	49 <sup>r</sup> .38

## Aanvulling van het phaseverschil.

Aflezing op den Analysator 312°.4.		42°.4.		132°.4.		222°.4.		
Polarisator.	Compensator							
64°.2	35r.34	338°.3	35r.23	65°.0	35r.18	337°.9	35r.20	
65°.0	06	339°.4	03	65°.1	02	339°.0	05	
64°.9	09	338°.9	04	64°.8	34r.96	339°.2	07 <sup>5</sup>	
64°.5	34	338°.4	22	64°.1	35r.16	338°.2	26	
64°.65	35r.21	338°.75	36r.13	64°.75	35r.08	338°.6	35r.14 <sup>5</sup>	
244°.2	35r.29	158°.75	35r.23	244°.7	35r.16	159°.1	35r.23	
244°.6	04	158°.75	04	244°.35	34r.98	159°.9	01	
245°.4	01	158°.7	03	244°.5	99	159°.8	34r.98	
244°.2	23	158°.6	23	244°.7	35r.18	159°.9	35r.24	
244°.6	35r.14	158°.7	35r.13	244°.5 <sup>5</sup>	35r.08	159°.7	35r.11 <sup>5</sup>	
Gemiddeld	244°.6	35r.17 <sup>5</sup>	338°.7	35r.13	244°.65	35r.08	339°.1 <sup>5</sup>	35r.13

Bij de instellingen met den Polarisator of Analysator worden deze in positieve of negatieve richting gedraaid.

De afstand tusschen de beide strepen  $C_{\frac{3}{2}\lambda}$  en  $C_0$  is  $\frac{14.36}{14.19} = 1.012$  maal grooter dan die tusschen  $C_0$  en  $C_{-\frac{1}{2}\lambda}$ .

Om de waarnemingen, waarbij het phaseverschil tot  $\frac{1}{2}\lambda$  is aangevuld of tot 0 teruggebracht, met elkander te kunnen vergelijken, moeten de phaseverschillen der laatste met 1.012 vermenigvuldigd worden.

In het vervolg zullen alleen de eindgemiddelden van de bovenstaande groepen van instellingen opgegeven worden. Eene groep omvat de instellingen, die men voor een zelfden stand van den Polarisator of Analysator verkrijgt, waarbij het phaseverschil hetzij tot  $\frac{1}{2}\lambda$  is aangevuld, hetzij tot 0 teruggebracht. De volgorde zal steeds dezelfde zijn als bij de hierboven meegedeelde waarnemingen. Waar



onder het hoofd „gemiddelden” twee waarden van het phaseverschil naast elkander staan, is de tweede waarde uit de eerste verkregen door vermenigvuldiging met den factor  $\frac{C_0 - C_{\frac{1}{2}\lambda}}{C_{-\frac{1}{2}\lambda} - C_0}$ .

In plaats echter van de aflezingen op den Polarisator, waarbij eene groep instellingen behoort, zullen de azimuths worden opgegeven. De gemiddelden van de azimuths uit elke groep worden tot het eerste kwadrant teruggebracht. De phaseverschillen zijn uitgedrukt in omwentelingen van de schroef.

Daar bij de reeks met den spiegel C het azimuth van den Analysator, tot het eerste kwadrant teruggebracht,  $45^\circ$  is, geeft het complement van het azimuth van den Analysator, wanneer dit ook tot het eerste kwadrant is herleid, het hersteld azimuth.

De waarnemingen met den spiegel C zijn verkort de volgende :

Volnummer.	Invalshoek.	Phaseverschillen. Azimut van den Analysator.				Gemiddelden.		Hersteld Azimut. Azimut van den Analysator.				Gemiddelden.	
		45°.	135°.	245°.	315°.			45°.	135°.	245°.	315°.		
I.	80°28'35"	Opheffing	10 <sup>r</sup> .00	9 <sup>r</sup> .81	9 <sup>r</sup> .87	9 <sup>r</sup> .88	9 <sup>r</sup> .89	10 <sup>r</sup> .01	42°.45	43°.4	42°.4	43°.4	42°.9
		Aanvulling	10.03 <sup>s</sup>	9.99	9.94	9.99		9.99		43.0	42.9	43.05	42.45
							10 <sup>r</sup> .00						42°.875
II.	72°54'51"	Opheffing	7 <sup>r</sup> .29 <sup>s</sup>	7 <sup>r</sup> .14	7 <sup>r</sup> .17 <sup>s</sup>	7 <sup>r</sup> .19	7 <sup>r</sup> .20	7 <sup>r</sup> .29	41°.9	43°.05	41°.8	42°.8	42°.4
		Aanvulling	7.36	7.32	7.30	7.35 <sup>s</sup>		7.33		42.8	41.6	43.05	42.1
							7 <sup>r</sup> .31						42°.4
III.	72°28'36"	Opheffing	7 <sup>r</sup> .00	7 <sup>r</sup> .00 <sup>s</sup>	7 <sup>r</sup> .12 <sup>s</sup>	7 <sup>r</sup> .01	7 <sup>r</sup> .03 <sup>s</sup>	7 <sup>r</sup> .12	41°.8	42°.9	41°.9	43°.05	42°.4
		Aanvulling	7.21	7.13	7.11 <sup>s</sup>	7.17 <sup>s</sup>		7.16		43.2 <sup>s</sup>	41.4	42.8	41.65
							7 <sup>r</sup> .14						42°.35
IV.	55°35'36"	Opheffing	3 <sup>r</sup> .52 <sup>s</sup>	3 <sup>r</sup> .41 <sup>s</sup>	3 <sup>r</sup> .43 <sup>s</sup>	3 <sup>r</sup> .47	3 <sup>r</sup> .46	3 <sup>r</sup> .50	42°.4	43°.7	42°.55	43°.6	43°.05
		Aanvulling	3.60	3.52	3.50	3.59 <sup>s</sup>		3.55		43.15	42.55	43.5	42.7
							3 <sup>r</sup> .52 <sup>s</sup>						43°.02 <sup>s</sup>

Wij zullen de verschuiving van den compensator, die aan een phaseverschil van  $+\frac{1}{4}\lambda$  beantwoordt,  $a_{\frac{1}{4}\lambda}$  noemen, zoodat:

$$2 a_{\frac{1}{4}\lambda} = 2 (C_{\frac{1}{4}\lambda} - C_0) = C_{\frac{1}{4}\lambda} - C_0.$$

Hier is  $a_{\frac{1}{4}\lambda} = 7^r.18$ . Worden de opgegeven getallen door  $a_{\frac{1}{4}\lambda}$  gedeeld, dan verkrijgt men de phaseverschillen  $\phi$  uitgedrukt in  $\frac{1}{4}\lambda$ .

42. Uit de waarnemingen II en III kunnen door interpolatie de hoofdinvalshoek en het hoofdazimut gevonden worden. De waargenomen grootheden bij de invalshoeken II en III liggen dicht genoeg bij elkander om hiertusschen te mogen interpoleeren. Daar het hersteld azimut in de buurt van den hoofdinvalshoek een minimum is, dus zeer weinig verandert, kan men de twee bepalingen van het hersteld azimut bij deze invalshoeken als twee waarnemingen eener zelfde grootheid beschouwen. De meerdere of mindere overeenstemming geeft dan een middel aan de hand om over de scherpte der waarnemingen een oordeel te vellen.

Uit den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut zijn door middel van de formules, die CAUCHY heeft opgesteld, het phaseverschil en hersteld azimut bij elken invalshoek berekend. Die formules zijn:

$$2H = \tau + \omega_a, \quad \text{Cos. } 2I = -\frac{\text{tg}(\tau - \omega_a)}{\text{tg}(\tau + \omega_a)}, \quad \sigma = \text{tg}I \sqrt{\frac{\text{Cos.}(\tau + \omega_a)}{\text{Cos.}(\tau - \omega_a)}}, \quad \sigma \rho_a = \text{tg}I \text{ Sin. } I.$$

$$\text{Cot.}(2\omega + \tau) = \text{Cot. } \tau \text{ Cos.} \left\{ 2 \text{Bgtg} \frac{\text{Sin. } i_1}{\sigma} \right\}.$$

$$\rho^2 \text{ Sin. } 2\omega = \frac{\text{Sin.}^2 i_1 \text{ Sin. } 2\tau}{\sigma^2}.$$

$$\text{tg } \phi = \text{Sin.}(\tau + \omega) \text{ tg} \left\{ 2 \text{Bgtg} \frac{\text{Sin.}^2 i_1}{\sigma \rho \text{ Cos. } i_1} \right\}.$$

$$\text{Cos. } 2h = \text{Cos. } (\tau + \omega) \text{ Sin. } \left\{ 2 \text{Bg tg } \frac{\text{Sin.}^2 i_1}{\sigma \rho \text{Cos. } i_1} \right\}$$

Hierin zijn I en H de hoofdvalshoek en het hoofdazimut,  $\Phi$  en h het phaseverschil en hersteld azimut bij den invalshoek i,  $\sigma$  en  $\tau$  zijn twee standvastige grootheden, die den brekingsindex bepalen.  $n = \sigma e^{i\tau}$ ,  $\rho$  en  $\omega$  zijn hulp-grootheden, die voldoen aan de betrekking:

$$\text{Sin. } r = \frac{\text{Sin. } i}{n} = \rho e^{i\omega}$$

De waargenomen en berekende grootheden zijn in de volgende tabel bijeengevoegd.

### Zilverspiegel C.

$$I = 72^\circ 34' 47''. \quad H = 42^\circ 21' 42''. \quad a_{1/4} \lambda = 7r.18.$$

Volg-nummer.	Invalshoek.	Phaseverschil.		Verschil in $\frac{\lambda}{4}$ .	Hersteld azimut.		Verschil.
		Waargenomen.	Berekend.		Waargenomen.	Berekend.	
I.	80° 28' 35"	10 <sup>r</sup> .00	9 <sup>r</sup> .98	+ 0.003	42° 52'.5	42° 51' 27''.5	+ 1'
II.	72° 54' 51"	7.31	7.28	+ 0.004	42° 24'	42° 21' 28"	+ 2'.5
III.	72° 28' 36"	7.14	7.16	- 0.003	42° 21'	42° 21' 41"	- 1'
IV.	55° 35' 36"	3.52 <sup>5</sup>	3.48	+ 0.006	43° 1'.5	42° 8'	- 6'.5

Het licht, dat bij deze waarnemingen gebruikt is, bleek met de spectroscop van DESAGA onderzocht, D licht te zijn.

43. Voor zilver is het hoofdazimut ongeveer 42°. Het hersteld azimut is 45° bij de invalshoeken 0° en 90°. Uit de lijnen, die de waarden van deze grootheid voor verschillende invalshoeken aangeven, blijkt duidelijk, dat eene snelle toename van het hersteld azimut eerst plaats grijpt bij zeer groote en zeer kleine invalshoeken. Voor metalen,

die als zilver een hoofdazimut hebben, dat weinig van  $45^\circ$  afwijkt, zal het hersteld azimut bij invalshoeken, die die noch zeer groot, noch zeer klein zijn, slechts geringe veranderingen vertoonen. In de buurt van den hoofdinvalshoek is het hersteld azimut  $42^\circ 22'$ , bij de invalshoeken, waarvoor het phaseverschil ongeveer  $\frac{1}{8} \lambda$  en  $\frac{3}{8} \lambda$  is, achtereenvolgens  $39'.5$  en  $30'.5$  grooter. Volgens de theorie zouden deze getallen moeten zijn  $46'$  en  $29'.5$ . Hieruit blijkt, dat metalen als zilver niet het meest geschikt zijn om de formules, ten opzichte van de verhouding der amplitudines, aan de waarnemingen te toetsen, evenmin om tusschen de verschillende formules te beslissen. Deze zullen toch bij zulke kleine veranderingen ongeveer dezelfde waarde der veranderlijke grootheid opleveren, die bij alle in de buurt van den hoofdinvalshoek een minimum is. Hiervoor zou de waarnemingsmethode nog veel scherper moeten zijn. De waarden van het hersteld azimut, die bij verschillende standen van den Analysator waargenomen worden, vertoonen onderling vrij belangrijke verschillen. Deze treden echter regelmatig op dezelfde wijze te voorschijn, zoodat de afwijkingen uit de gemiddelde waarden verdreven zijn.

Waarnemingen met den zilverspiegel B.

44. Deze waarnemingen zijn op dezelfde wijze verricht als die met den spiegel C. Ook hier werd de Analysator achtereenvolgens in de azimuts  $45^\circ$ ,  $115^\circ$ ,  $225^\circ$  en  $315^\circ$  geplaatst. Het aantal waarnemingen is nog verdubbeld, door bij elken invalshoek de normaal zoowel naar de linker- als naar de rechterzijde te keeren. Dit is later achterwege gelaten.

De plaatsen der strepen zijn:  $C_{+\frac{1}{2}\lambda} = 25.30$ ,  $C_0 = 39.20$  en  $C_{-\frac{1}{2}\lambda} = 53.06$ .  $\frac{C_0 - C_{\frac{1}{2}\lambda}}{C_{-\frac{1}{2}\lambda} - C_0} = \frac{13.90}{13.86} = 1.003$ .

Volgnummer.	Invals- hoek.		Phaseverschillen.				Gemiddelden.	Hersteld Azimut.				Gemiddelden.	
			Azimut van den Analysator.					Azimut van den Analysator.					
			45°.	135°.	225°.	315°.		45°.	135°.	225°.	315°.		
V.	81°34'57".5	Normaal naar	10r.37	10r.29	10r.30	10r.33	10r.32	10r.35	42° 7	43° 1	43° 0	43° 3	43° 0
		de linkerzijde.   Opheffing Aanvulling	10 .35	10 .37	10 .30	10 .39	10 .35	10 .35	42 .6	42 .5	43 .1	43 .0	42 .8
		Normaal naar	10r.32	10r.30	10r.28	10r.30	10r.30	10r.33	42° 3	43° 05	42° 8	43° 0	42° 75
		de rechterzijde.   Opheffing Aanvulling	10 .27	10 .24	10 .24	10 .38	10 .28	10 .28	43 .3	42 .6	42 .8	43 .0	42 .9
							10r.33						42° 51'
VI.	72°33'3"	Normaal naar	7r.09	7r.03	7r.02	7r.11	7r.06	7r.08	42° 0	42° 2	41° 8	42° 0	42° 0
		de linkerzijde.   Opheffing Aanvulling	7 .06	6 .93	6 .95	7 .04	6 .99 <sup>5</sup>	6 .99 <sup>5</sup>	42 .0	41 .7	42 .3	42 .4	42 .1
		Normaal naar	7r.06	7r.08	7r.03	7r.14	7r.08	7r.10	41° 5	42° 4	41° 0	42° 7	41° 9
		de rechterzijde.   Opheffing Aanvulling	6 .98	6 .95 <sup>5</sup>	7 .08	6 .98	7 .00	7 .00	42 .3	41 .5	42 .1	42 .15	42 .0
							7r.05						42° 0'
VII.	71°56'58"	Normaal naar	6r.89	6r.94	6r.90	6r.96	6r.92	6r.94	41° 5	40° 5	41° 5	43° 0	41° 6
		de linkerzijde.   Opheffing Aanvulling	6 .91	6 .93 <sup>5</sup>	6 .86	6 .94	6 .91	6 .91	41 .3	41 .9	42 .3	42 .1	41 .9
		Normaal naar	6r.94	6r.94 <sup>5</sup>	6r.87	6r.95	6r.92 <sup>5</sup>	6r.94 <sup>5</sup>	40° 9	42° 9	41° 05	42° 2	41° 75
		de rechterzijde.   Opheffing Aanvulling	6 .95	6 .92	6 .84	6 .91	6 .90 <sup>5</sup>	6 .90 <sup>5</sup>	42 .7	40 .7	42 .7	41 .9	42 .0
							6r.93						41° 48'
VIII.	71°20'51"	Normaal naar	6r.90 <sup>5</sup>	6r.82	6r.78	6r.86	6r.84	6r.86	42° 1	42° 5	42° 0	42° 2	42° 2
		de linkerzijde.   Opheffing Aanvulling	6 .86	6 .89	6 .75	6 .86	6 .84	6 .84	42 .4	42 .1	42 .4	42 .0	42 .2
		Normaal naar	6r.78 <sup>5</sup>	6r.78	6r.67 <sup>5</sup>	6r.81	6r.76	6r.78	41° 7	42° 6	41° 1	43° 0	42° 1
		de rechterzijde.   Opheffing Aanvulling	6 .78	6 .775	6 .70	6 .78	6 .76	6 .76	43 .1	41 .0	42 .7	42 .2	42 .25
							6r.81						42° 12'
IX.	58°0'22"	Normaal naar	3r.86 <sup>5</sup>	3r.80	3r.77	3r.87	3r.82 <sup>5</sup>	3r.83 <sup>5</sup>	41° 9	43° 4	42° 2	43° 1	42° 65
		de linkerzijde.   Opheffing Aanvulling	3 .95	3 .83	3 .87	3 .88	3 .88	3 .88	43 .05	41 .9	43 .4	42 .35	42 .7
		Normaal naar	3r.80	3r.73	3r.77	3r.83	3r.78	3r.79	41° 9	43° 3	42° 1	44° 1	42° 85
		de rechterzijde.   Opheffing Aanvulling	3 .86	3 .85	3 .86	3 .82	3 .85	3 .85	43 .4	42 .2	43 .4	42 .2	42 .8
							3r.84						42° 45'

Daar  $a_{1/4\lambda} = 6.95 r$  vindt men door interpolatie uit de tweede en derde waarneming  $I = 72^{\circ}2'59''$ ,  $H = 41^{\circ}50'$ . Er zijn echter drie waarnemingen in de buurt van den hoofdinvalshoek. Op de volgende wijze kan men alle drie gebruiken om er nauwkeuriger waarden voor I en H uit af te leiden. Neemt men aan, dat in de nabijheid van I en H de kleine wijzigingen in het hersteld azimut en phaseverschil voor kleine veranderingen in den invalshoek met de benaderde waarden van I en H, die uit eene waarneming volgen, berekend mogen worden, dan kan men deze met  $I = 72^{\circ}2'59''$  en  $H = 41^{\circ}50'$  bepalen.

Met deze benaderde waarden voor I en H is voor:

	Phaseverschil.	Hersteld Azimut.
$i = 72^{\circ}33'3''$	7.10	$41^{\circ}50'$
$i = 71^{\circ}56'58''$	6.93	$41^{\circ}50'$
$i = 71^{\circ}20'51''$	6.75	$41^{\circ}51'$

Omgekeerd kan men dus uit de waarnemingen:

	Phaseverschil.	Hersteld Azimut.
$i = 72^{\circ}33'3''$	7.05	$42^{\circ}0'$
$i = 71^{\circ}56'58''$	6.93	$41^{\circ}48'$
$i = 71^{\circ}20'51''$	6.81	$42^{\circ}12'$

afleiden, dat voor:

	Phaseverschil.	Hersteld Azimut.
$i = 72^{\circ}9'59''$	6.90	$42^{\circ}0'$
$i = 72^{\circ}9'59''$	6.93	$41^{\circ}48'$
$i = 72^{\circ}9'59''$	7.01	$41^{\circ}13'$

Uit deze drie waarden van het phaseverschil en hersteld azimut bij den invalshoek  $72^{\circ}2'59''$  volgt, dat:

$$\phi = 6.95 \quad \text{h. a} = 42^{\circ}0'.$$

Daar  $a_{\frac{1}{2}\lambda} = 6r.95$  is dus:

$$I = 72^{\circ}2'59''. \quad H = 42^{\circ}0'.$$

Was het gemiddelde der drie phaseverschillen niet juist 6r.95 geweest, dan had men nog uit de waarden van  $\phi$  en h. a bij  $i = 72^{\circ}2'59''$  en een der drie andere invalshoeken I en H moeten afleiden.

### Zilverspiegel B.

$$I = 72^{\circ}2'59''. \quad H = 42^{\circ}0'. \quad a_{\frac{1}{2}\lambda} = 6r.95.$$

Volgnummer.	Invalshoek.	Phaseverschil.		Verschil in $\frac{\lambda}{4}$ .	Hersteld Azimut.		Verschil.
		waarge- nomen.	be- rekend.		waarge- nomen.	berekend.	
V.	$81^{\circ}34'57''.5$	10r.33	10r.24	+ 0.013	$42^{\circ}51'$	$42^{\circ}49'$	+ 2'
VI.	$72^{\circ}33'3''$	7.05	7.10	- 0.007	$42^{\circ}0'$	$42^{\circ}1'$	- 1'
VII.	$71^{\circ}56'58''$	6.93	6.92	+ 0.002	$41^{\circ}48'$	$42^{\circ}0'$	- 12'
VIII.	$71^{\circ}20'51''$	6.81	6.75	+ 0.008	$42^{\circ}12'$	$42^{\circ}0'$	+ 12'
IX.	$58^{\circ}0'22''$	3.84	3.86	- 0.003	$42^{\circ}45'$	$32^{\circ}39'$	+ 6'

In de buurt van den hoofdinvalshoek is het hersteld azimut  $42^{\circ}0'$ . Voor de invalshoeken, waarbij het phaseverschil ongeveer  $\frac{3}{8}\lambda$  en  $\frac{1}{8}\lambda$  is, worden hiervoor waarden gevonden, die achtereenvolgens  $51'$  en  $45'$  grooter zijn. Volgens de theorie zou het hersteld azimut in die gevallen  $49'$  en  $39'$  grooter moeten zijn.



Waarnemingen met den Zilver Spiegel A.

45. Bij deze waarnemingen werd de Polarisator achter-eenvolgens in een azimut van  $45^\circ$  en  $135^\circ$  geplaatst en bij elken stand van den Polarisator de Analysator en compensator ingesteld. Deze reeks is de eerste geweest, die ik volgens de verscherpte waarnemingsmethode en met de gewijzigde inrichting van den compensator verkregen heb. Daarom is na afloop dezer reeks onderzocht of er in den onderlingen stand van de verschillende deelen van den toestel iets gewijzigd was. Er waren echter geene veranderingen te bespeuren. Zooals de compensator toen was ingericht, konden wel de strepen  $C_0$ ,  $C_{\frac{1}{2}\lambda}$  en  $C_\lambda$  worden waargenomen, niet echter de streep  $C-\frac{1}{2}\lambda$ .

Het phaseverschil, dat bij de terugkaatsing optreedt, werd eerst met den compensator tot  $\frac{1}{2}\lambda$ , daarna tot  $\lambda$  aangevuld. Bij den invalshoek  $82^\circ 11' 40''$  is de normaal van den spiegel eerst naar de linker-, vervolgens naar de rechterzijde gekeerd. De plaatsen der strepen zijn:

$$C_0 = 51.66, \quad C_{\frac{1}{2}\lambda} = 37.46, \quad C_\lambda = 23.26.$$

Volg-nummer.	Invalshoek.		Phaseverschil.	Gemiddelden.	Hersteld Azimut.	Gemiddelden.	
X.	82°11'40"	Normaal naar rechts	Aanvulling tot $\frac{\lambda}{2}$	10 <sup>r</sup> .74 <sup>s</sup> —10 <sup>r</sup> .75 <sup>s</sup>	10 <sup>r</sup> .75	41° 95'—42° 4	42° 18
			" "	$\lambda$	10.79 <sup>s</sup> —10.72 <sup>s</sup>	10.76	42.65—41.7
		Normaal naar links	Aanvulling tot $\frac{\lambda}{2}$	10.72 —10.75	10.73 <sup>s</sup>	41.2 —42.6	41.9
			" "	$\lambda$	10.78 —10.78	10.78	43.1 —41.7
				<u>10.75<sup>s</sup></u>		<u>42° 10'</u>	
XI.	81°55'20"	Normaal naar rechts	Aanvulling tot $\frac{\lambda}{2}$	10.65 —10.61	10.63	41.6 —43.1	45° 35
			" "	$\lambda$	10.73 —10.55	10.64	42.7 —42.4
				<u>10.63<sup>s</sup></u>		<u>42° 27'</u>	
XII.	72°41'55"			7.26 — 7.18	7.22	40.8 —40.8	40° 8
				7.22 — 7.21	7.21 <sup>s</sup>	41.1 —41.1	41.1
				<u>7.22</u>		<u>40° 57'</u>	
XIII.	71°57'15"			6.89 — 7.01	6.95	41.2 —41.0	41° 1
				6.96 — 6.92	6.94	40.6 —41.6	41.1
				<u>6.94<sup>s</sup></u>		<u>41° 6'</u>	
XIV.	70°50'25"			6.68 — 6.72	6.70	41.6 <sup>s</sup> —41.4	41° 5
				6.66 — 6.75	6.70 <sup>s</sup>	40.8 <sup>s</sup> —41.4	41.15
				<u>6.70</u>		<u>41° 18'</u>	
XV.	55°57'5"			3.62 — 3.65	3.63 <sup>s</sup>	41.8 —41.9	41° 35
				3.70 — 3.65	3.67 <sup>s</sup>	41.2 —43.0	42.1
				<u>3.65<sup>s</sup></u>		<u>41° 58' 5</u>	

Uit de waarnemingen XII en XIII zijn I en H afgeleid  
en hiermee het phaseverschil en hersteld azimut bij elken  
invalshoek.

## Zilver Spiegel A.

$$I = 72^{\circ}23'1''. \quad H = 41^{\circ}1'. \quad a_{\frac{1}{4}\lambda} = 7^{\circ}.10.$$

Volg-nummer.	Invalshoek.	Phaseverschil.		Verschil in $\frac{\lambda}{4}$ .	Hersteld Azimut.		Verschil.
		waargenomen.	berekend.		waargenomen.	berekend.	
X.	82°11'40"	10r.76	10r.65	+ 0.016	42°10'	42°12'	— 2'
XI.	81°55'20"	10.63 <sup>5</sup>	10.54	+ 0.013	42°27'	42°8'	+ 19'
XII.	72°41'55"	7.22	7.19	+ 0.004	40°57'	41°1'8"	— 4'
XIII.	71°57'15"	6.95	6.97	— 0.003	41°6'	41°0'39"	— 5'
XIV.	70°50'25"	6.70	6.65	+ 0.007	41°18'	41°2'	+ 16'
XV.	55°27'5"	3.66	3.54	+ 0.016	41°58'.5	42°6'	— 7'.5

Het hersteld azimut is in de nabijheid van den hoofd-invalshoek 41°1', bij de invalshoeken, waarvoor het phaseverschil  $\frac{1}{8}\lambda$  en  $\frac{3}{8}\lambda$  is, achtereenvolgens 57'.5 en 1°9' groo-ter. Volgens de theorie zijn de waarden van het hersteld azimut in deze drie gevallen:

$$41^{\circ}2', \quad 41^{\circ}2' + 1^{\circ}5' \quad \text{en} \quad 41^{\circ}2' + 1^{\circ}11'.$$

### Verandering van den zilver Spiegel A gedurende het onderzoek.

46. Na afloop der reeks werden bij den hoofd-invalshoek, die door interpolatie uit XII en XIII verkregen was, het phaseverschil en hersteld azimut bepaald, om te zien of deze gelijk waren aan  $\frac{1}{4}\lambda$  en H.

Volgnummer.	Invalshoek.	Phaseverschil.	Gemiddelden.	Hersteld Azimut.	Gemiddelden.
XVI.	$i = 72^{\circ}23'1''$	$7^r.20-7^r.31$	$7^r.25^5$	$41^{\circ}.1-41^{\circ}.7$	$41^{\circ}.4$
		$7.18-7.31$	$7.24^5$	$41.2-41.8$	$41.5$
			$7^r.25$		$41^{\circ}.27'$

Daar het gevonden phaseverschil en hersteld azimut vrij wat van  $\frac{1}{4} \lambda$  en H verschilde, is deze bepaling herhaald.

XVII.	$i = 72^{\circ}23'1''$	$7^r.19-7^r.33$	$7^r.26$	$41^{\circ}.3-41^{\circ}.7$	$41^{\circ}.5$
		$7.26-7.27$	$7.26^5$	$41.4-41.85$	$41.6$
			$7^r.26$		$41^{\circ}.33'$

Neemt men uit de beide bepalingen het gemiddelde, dan is voor:

$$i = 72^{\circ}23'1'' \quad \phi = 7^r.25^5 \quad h.a = 41^{\circ}30'$$

Deze waarden verschillen niet alleen vrij wat van  $\frac{1}{4} \lambda = 7^r.10$  en  $H = 41^{\circ}1'$ , maar liggen ook buiten die, welke voor de invalshoeken van XII en XIII zijn gevonden, waaruit door interpolatie de hoofdinvalshoek is afgeleid. Om te zien waaraan dit verschil moet toegeschreven worden, heb ik bij de invalshoeken van XII en XIII op nieuw het phaseverschil en hersteld azimut bepaald.

XVIII.	$i = 72^{\circ}41'55''$	$7^r.26-7^r.34$	$7^r.30$	$41^{\circ}.8-40^{\circ}.9$	$41^{\circ}.35$
		$7.36-7.19$	$7.27^5$	$40.4-42.2$	$41.3$
			$7.29$		$41^{\circ}.19'5$
XIX.	$i = 71^{\circ}57'15''$	$6.78-6.86$	$6.82$	$41.9-41.0$	$41^{\circ}.45$
		$6.91-6.73$	$6.82$	$41.4-41.6$	$41.5$
			$6.82$		$41^{\circ}.28'5$

Uit deze waarnemingen vindt men:

$$I = 72^{\circ}23'51'' \quad H = 41^{\circ}24'$$

Metingen bij dezen tweeden hoofdinvalshoek gaven:

Volg-nummer.		Phaseverschil.	Gemiddelden.	Hersteld Azimut.	Gemiddelden.
XX.	$i = 72^{\circ}23'51''$	7.07—7.10 7.10—7.08	7.08 <sup>5</sup> 7.09 <hr/> 7.09	41.4—41.6 41.0—41.5	41 <sup>o</sup> .5 41 .2 <sup>5</sup> <hr/> 41 <sup>o</sup> 24'

Deze waarden  $\phi = 7^{\circ}.09$  en  $h. a = 41^{\circ}24'$  stemmen geheel overeen met die, welke uit de beide vorige waarnemingen voortvloeien. Er zijn nu echter bij dezelfde invalshoeken andere waarden voor het phaseverschil en hersteld azimut gevonden dan vroeger. De toestand van het oppervlak is alzoo gewijzigd. Dit blijkt ook uit de volgende omstandigheid. Bij het begin der waarnemingen liet de spiegel alleen de blauwe stralen van het zonlicht door, na afloop der reeks vertoonde de zon, door den spiegel heen beschouwd, zich niet meer als eene blauwe, maar als eene gele schijf. De spiegel was doorschijnender geworden. Zelfs de vlam van eene petroleumlamp kon er door heen worden waargenomen. QUINCKE<sup>1)</sup> heeft ook zulke veranderingen bij zilverspiegels gevonden. Spiegels, die met eene blauwe kleur doorschijnend waren, ondergingen, naar het scheen alleen door den invloed der lucht, eene wijziging, waardoor

1) QUINCKE. Ueber die optischen Eigenschaften der Metalle. Pogg. Ann. 119 en 120. Ook Berl. Monatsber. 1863. p. 129.

de kleur van het doorvallende licht geel werd. Hierbij merkte QUINCKE tevens op, dat de stralen in het plaatje zich eerst sneller dan in de lucht voortplanten, later langzamer. Dit is hier niet het geval. De brekingsindices zijn in de beide gevallen 0.439 en 0.397. De verandering in den brekingsindex is veel kleiner en in eene andere richting, dan bij de spiegels van QUINCKE.

Van de waarnemingen met den zilverspiegel A is X het eerst verricht, daarna XII, XIII en XIV en vervolgens XV en XI. De verandering is na de metingen bij de invalshoeken van XII, XIII en XIV ingetreden. Zij kenmerkt zich vooral door het grooter worden van het hersteld azimut. Hierdoor zou het groote verschil bij den invalshoek van XI tusschen het waargenomen en berekend hersteld azimut eenigermate verklaard zijn.

### De uitkomsten van de metingen met de drie zilverspiegels.

47. De waarnemingen kunnen in drie groepen gesplitst worden.

Er zijn metingen verricht in de buurt van den hoofd-invalshoek en bij invalshoeken, waarvoor het phaseverschil ongeveer  $\frac{1}{8} \lambda$  en  $\frac{3}{8} \lambda$  is. Men kan de metingen in elke groep bij elkander voegen en het gemiddelde van de verschillen tusschen de waargenomen en berekende grootheden in elke groep beschouwen als de afwijking der waarneming van de berekening. Op deze wijze verkrijgt men het volgende :

	Waargenomen — Berekend Phaseverschil.	Gemiddeld.	Waargenomen — Berekend Hersteld Azimut.	Gemiddeld.
Phaseverschil ongeveer $\frac{3}{8}\lambda$	+0.016, +0.013; +0.003;	+0.013; $+0.011\frac{\lambda}{4}$ (0.008)	-2', +19'; -1',	+2'; +5' (0'.5)
" " $\frac{1}{4}\lambda$	+0.004, -0.003, -0.007, +0.002, +0.004, -0.003,	+0.007; +0.008; (0.001)	-4', -5', +0', -12', +2', -1'	+16'; +12'; +1' (0'.2)
" " $\frac{1}{8}\lambda$	+0.016; -0.003;	+0.006; $+0.006\frac{\lambda}{4}$ (0.002)	-7'.5; +6';	-6'.5; -3' (0)

Nog zuiverder uitkomsten worden verkregen, wanneer men de metingen met den spiegel A buitensluit, daar deze gedurende de waarnemingen eene verandering heeft ondergaan en doorschijnend is. De verschillen tusschen de waargenomen en berekende grootheden worden dan kleiner. Deze zijn tusschen haakjes onder de andere geplaatst. De onderzoekingen toch van QUINCKE<sup>1)</sup> met doorschijnende zilverspiegels hebben geleerd, dat hun gedrag bij de terugkaatsing vrij wel door de formules van CAUCHY wordt weergegeven; maar tevens, dat de afwijkingen belangrijk grooter zijn dan bij ondoorzichtige spiegels.

Uit de meegedeelde waarnemingen volgt, dat de phaseverschillen bij de terugkaatsing door zilver in lucht door de formules van CAUCHY tot ongeveer  $0.007\frac{\lambda}{4}$  en de hersteld azimuts tot iets meer dan  $0^{\circ}.1$  nauwkeurig worden weergegeven. De verhoudingen der amplitudines, langs beide wegen bepaald, stemmen tot ongeveer  $0.3\frac{0}{0}$  met elkander overeen.

Daar de onderzoekingen van JAMIN en QUINCKE hebben aangetoond, dat de veranderingen, die het licht bij de terugkaatsing ondergaat, voor de verschillende invalshoeken

1) QUINCKE. Pogg. Ann. 428 pg. 562 en vv.

met ongeveer dezelfde nauwkeurigheid door de formules van CAUCHY worden geleverd, mag men het resultaat uit de waarnemingen bij hoeken, waarvoor het phaseverschil  $\frac{3}{8} \lambda$ ,  $\frac{1}{4} \lambda$  en  $\frac{1}{8} \lambda$  is, uitbreiden over alle invalshoeken. Vooral bij de phaseverschillen is de overeenstemming tusschen de berekende en waargenomen grootheden zeer groot. Tevens blijkt hieruit hoe nauwkeurig met een goed ingerichten compensator de phaseverschillen gemeten kunnen worden. De bepalingen van het hersteld azimut bezitten deze nauwkeurigheid niet. Hierop is reeds in het eerste hoofdstuk gewezen. Daar de verschillende instellingen vrij wat uiteen kunnen loopen en de tiende deelen van graden geschat moeten worden, laat zich met deze waarnemingsmethode geene grootere nauwkeurigheid verwachten. De verschillen tusschen de metingen en de formules van CAUCHY zijn klein en ongeveer even groot als de waarnemingsfouten, zoodat de formules de veranderingen, die het licht bij de terugkaatsing door zilver in lucht ondergaat, nauwkeurig aangeven. Zooals o.a. uit het aantal omwentelingen van de schroef, dat aan eene verandering van het phaseverschil met  $\frac{\lambda}{4}$  beantwoordt, volgt, gelden de bepalingen alle ongeveer voor D licht.

48. JAMIN en QUINCKE gebruikten voor het berekenen van het phaseverschil en hersteld azimut vereenvoudigde formules.  $\rho$  en  $\omega$  werden als standvastige grootheden beschouwd. Bij den zilverspiegel B is voor de invalshoeken:

$$\begin{array}{r} 58^{\circ}0'22'', 71^{\circ}56'58'' \text{ en } 81^{\circ}34'58' \\ \omega. \quad 34'7'', \quad 41'58'' \text{ en } 45'4'' \\ \log. \rho \quad 0.018823, 0.023441 \text{ en } 0.025254. \end{array}$$

Zijn  $\rho$  en  $\omega$  standvastig, dan hebben zij voor elken invalshoek



hoek de waarden, die uit den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut voortvloeien, nl.

$$\log. \rho = 0.023449$$

$$\omega = 42'1''.$$

Om te zien welken invloed het gebruik der vereenvoudigde formules op de berekende groottheden heeft, heb ik bij eene waarnemingsreeks van QUINCKE voor de verschillende invalshoeken het phaseverschil en hersteld azimut volgens de formules van CAUCHY berekend.

Zilver Spiegel op crown glas, vervaardigd volgens de methode van PETITJEAN.

$$I = 74^{\circ}50' \quad H = 43^{\circ}20'.$$

Invalshoek	Phaseverschillen.		Berekend.	Hersteld Azimut.		Berekend.
	Waargenomen.	Berekend door QUINCKE.		Waargenomen.	Berekend door QUINCKE.	
25°	0.039 $\frac{\lambda}{4}$	0.070 $\frac{\lambda}{4}$	0.072 $\frac{\lambda}{4}$	43°44'	44°49'	44°48'
35	0.165 "	0.143 "	0.146 "	44 45	44 37	44 36
45	0.248 "	0.249 "	0.254 "	45 39	44 22	44 20
55	0.389 "	0.404 "	0.409 "	43 12	44 1	43 59
65	0.619 "	0.636 "	0.638 "	43 45	43 36	43 35
80	1.261 "	1.269 "	1.277 "	44 2	43 29	43 30
85	1.626 "	1.613 "	1.614 "	45 14	44 3	44 3

Ofschoon de berekende groottheden in de beide gevallen niet veel van elkander afwijken, komen er toch onder de phaseverschillen voor, die  $0.005 \frac{\lambda}{4}$ , in een enkel geval  $0,008 \frac{\lambda}{4}$  uiteen loopen. Bij de waarnemingen met de zilver spiegels A, B en C zijn de waargenomen phaseverschil-

len gemiddeld  $0.007\frac{\lambda}{4}$  kleiner of grooter dan de berekende. De grootheden, die men verwaarloost door het gebruik der vereenvoudigde formules, zijn niet veel kleiner dan dit gemiddelde verschil van  $0.007\frac{\lambda}{4}$ , zoodat nu de waarnemingsmethode verscherpt is, ook de berekeningen nauwkeuriger moeten zijn. Het is dus beter geene vereenvoudiging in de formules te brengen.

#### Vergelijking van de formules van Cauchy, Neumann en Voigt.

49. Ofschoon de waarnemingen met de drie zilverspiegels leeren, dat de veranderingen, die het licht bij de terugkaatsing ondergaat, met vrij groote nauwkeurigheid door de formules van CAUCHY worden weergegeven, zijn zij niet een bewijs voor de juistheid der theorie, waaruit deze formules worden afgeleid. Er zijn ook door NEUMANN en VOIGT uitdrukkingen opgesteld voor de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines. De formules van NEUMANN heeft WILD meegedeeld in eene verhandeling over de „Ableitung der Farben dünner Blättchen zwischen Luft und Metall, wenn der Brechungsindex derselben zwischen derjenigen der beiden letzteren Substanzen liegt, (Neue Denkschriften der Schweiz. Gesellschaft XV), waarvan een uittreksel te vinden is in de Fortschritte der Physik voor het jaar 1859. De afleiding dezer formules is echter tot nu nog niet gegeven. Het is alleen waarschijnlijk, dat NEUMANN hierbij dezelfde onderstellingen als in zijne theorie van de terugkaatsing door doorschijnende lichamen zal gebruikt hebben. NEUMANN's uitdrukkingen zijn :

$$\rho_s = \frac{\sqrt{1 - 2s \cos. i \sin. u + s^2}}{1 + 2s \cos. i \sin. u + s^2}$$

$$\rho_t = \frac{\sqrt{[(\cos.^2 i (1 + 4s^2 \sin.^2 u \sin.^2 i) - s^2 (1 + s^2 \sin.^2 i))^2 + 4s^2 \cos.^2 i (\cos.^2 u + s^2 \sin.^2 i)]}}{\cos.^2 i (1 + 4s^2 \sin.^2 u \sin.^2 i) + s^2 (1 + s^2 \sin.^2 i) + 2s \cos. i \sin. u (1 + 2s^2 \sin.^2 i)}$$

$$\text{tg } \Phi_s = \frac{2s \cos. i \sqrt{(\cos.^2 u + s^2 \sin.^2 i)}}{1 - s^2 \cos. 2i}$$

$$\text{tg } \Phi_p = \frac{2s \cos. i \sqrt{(\cos.^2 u + s^2 \sin.^2 i)}}{\cos.^2 i (1 + 4s^2 \sin.^2 i \sin.^2 u) - s^2 (1 + s^2 \sin.^2 i)}$$

Hierin zijn  $\rho_s$  en  $\rho_t$  de amplitudines van de componenten, die in- en loodrecht op het invalsvlak gepolariseerd zijn,  $\Phi_s$  en  $\Phi_p$  de phasevertragingen;  $i$  is de invalshoek, terwijl  $s$  en  $u$  bepaald worden door:

$$\frac{1}{s^2} = -\cos. 2I \text{tg}^2 I, \quad \sin.^2 u = -\frac{\cos.^2 2H \sin.^2 I}{\cos. 2I}$$

VOIGT<sup>1)</sup> heeft onlangs eene theorie van de optische eigenschappen van absorbeerende media gegeven, waaruit de volgende formules voor de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines bij de terugkaatsing door metalen voortvloeien.

$$2\gamma_1^2 = \sqrt{4x^2 + (1 - \alpha_1^2 - x^2)^2} + (1 - \alpha_1^2 - x^2), \quad 2\beta_1^2 = \sqrt{4x^2 + (1 - \alpha_1^2 - x^2)^2} - (1 - \alpha_1^2 - x^2)$$

$$\sigma_s = \frac{\gamma_1^2(1 - x^2) + 2x^2}{\gamma_1^2(1 + x^2)}, \quad \sigma_p = \frac{\gamma_1^2}{\beta_1^2 + \gamma_1^2}, \quad \delta_s = \frac{x(2\gamma_1^2 + x^2 - 1)}{\gamma_1^2(1 + x^2)}, \quad \delta_p = \frac{x}{\beta_1^2 + \gamma_1^2}$$

$$\text{tg } \mu_s = \frac{\alpha_1 \gamma_1 \delta_s}{\alpha \gamma + \alpha_1 \gamma_1 \sigma_s}, \quad \text{tg } \nu_s = \frac{\alpha_1 \gamma_1 \delta_s}{\alpha \gamma - \alpha_1 \gamma_1 \sigma_s}, \quad \text{tg } \mu_p = \frac{\alpha_1 \gamma \delta_p}{\alpha \gamma_1 + \alpha_1 \gamma \sigma_p}, \quad \text{tg } \nu_p = \frac{\alpha_1 \gamma \delta_p}{\alpha \gamma_1 - \alpha_1 \gamma \sigma_p}$$

$$\Phi = \mu_s + \nu_s - \mu_p - \nu_p, \quad \text{tg } \psi = \frac{\sin. \mu_s \sin. \nu_p}{\sin. \nu_s \sin. \mu_p}$$

1) Voigt. Wied. Ann. Bd. 23.

Hierin is:

$$\alpha = \text{Sin. } i, \quad \alpha_1 = \frac{\text{Sin. } i}{n}, \quad \gamma = \text{Cos. } i.$$

$\phi$  stelt het phaseverschil voor,  $\psi$  het hersteld azimut. De beide standvastige grootheden  $n$  en  $\alpha$ , de brekingsindex en absorptiecoëfficiënt worden door de voorwaarde bepaald, dat voor  $\alpha = \text{Sin. } I$ ,  $\phi = \frac{1}{4} \lambda$  en  $\psi = H$  moet zijn.

$\alpha$  en  $n$  kunnen dus niet onmiddellijk, maar alleen door opeenvolgende benaderingen uit  $I$  en  $H$  worden afgeleid. VOIGT <sup>1)</sup> heeft de uitkomsten van zijne theorie vergeleken met de verschillende waarnemingen over de terugkaatsing door metalen, o. a. ook met eene waarnemingsreeks van JAMIN met staal en twee van QUINCKE met zilver en goud. Hieruit blijkt, dat de formules van VOIGT even goed als die van CAUCHY de waarnemingen weergeven. Waar de verschillen tusschen de waarnemingen en de eerste groot zijn, is dit in den regel ook met die tusschen de waargenomen en volgens VOIGT berekende grootheden het geval. Het phaseverschil en hersteld azimut, langs beide wegen voor verschillende invalshoeken berekend, zijn ongeveer aan elkander gelijk. VOIGT heeft zich echter bij zijne berekeningen met eene niet zeer groote nauwkeurigheid tevreden gesteld en de beide standvastige grootheden  $n$  en  $\alpha$  daarom slechts bij benadering bepaald. Volgens VOIGT <sup>2)</sup> loont het de moeite niet de berekeningen scherper uit te voeren, zoolang men geen middel heeft gevonden om spiegels te vervaardigen, wier optische eigenschappen stand-

1) VOIGT, Wied. Ann. 23, pag. 125 en vv.

2) VOIGT, Wied. Ann. 23, pag. 125 en pag. 126.

vastiger zijn en de waarnemingen geene grootere nauwkeurigheid bezitten. Daar echter de waarnemingsmethode verscherpt is en bij de metingen slechts een klein deel van den spiegel wordt gebruikt, ligt het voor de hand de becijferingen uitvoeriger te herhalen om te zien of de verschillen, die wellicht tusschen de formules bestaan, binnen het bereik der waarnemingen vallen. Ik heb daarom de waarnemingen met den zilverspiegel C met de formules van VOIGT, CAUCHY en NEUMANN vergeleken.

## Zilverspiegel C.

$$I = 72^{\circ}34'47''. \quad H = 42^{\circ}21'42''. \quad a_{\frac{1}{2}\lambda} = 7r.18.$$

Invals- hoek.	Phaseverschil.			Verschil CAUCHY-VOIGT.	Hersteld Azimut.			Verschil CAUCHY-VOIGT.
	Waargenomen.	Berekend vol- gens CAUCHY.	Berekend vol- gens VOIGT.		Waargenomen.	Berekend vol- gens CAUCHY.	Berekend vol- gens VOIGT.	
80°28'35"	10.00	9.98	9.98	0 000 $\frac{\lambda}{4}$	42°51'	42°51'27".5	42°51'21"	6".5
72°54'51"	7.31	7.28						
72°28'36"	7.14	7.16						
55°35'36"	3.52 <sup>5</sup>	3.48	3.47	+ 0.001 $\frac{\lambda}{4}$	43°4'	43° 8'	43° 8'11"	- 11"

## Zilverspiegel, I = 72°34'47". H = 42°26'.

Invals- hoek.	Phaseverschil.		Verschil CAUCHY-NEUMANN.	Hersteld Azimut.		Verschil CAUCHY-NEUMANN.	
	Berekend vol- gens CAUCHY.	Berekend vol- gens NEUMANN.		Berekend vol- gens CAUCHY.	Berekend vol- gens NEUMANN.		
80°28'35"		9.98	9.99	- 0.001 $\frac{\lambda}{4}$	42°55'	42°54'.5	+ 0'.5
72°28'36"		7.15	7.15	0.000 "	42°26'	42°26'	0'
55°35'36"		3.48	3.46	+ 0.003 "	43°11'11"	43°12'15"	- 1'

Bij de becijferingen met de formules van NEUMANN is bij vergissing voor het hoofdazimut  $42^{\circ}26'$  in plaats van  $42^{\circ}21'42''$  genomen, zoodat ik ook met deze foutieve waarde van het hoofdazimut op nieuw het phaseverschil en hersteld azimut volgens CAUCHY heb berekend. Voor de beide standvastige grootheden  $n$  en  $\kappa$  in de formules van VOIGT is gevonden  $n = 0.295$ ,  $\kappa = 9.771$ . Hiermee werd voor  $i = I$ ,  $\phi = 90^{\circ}2'20'' = 1.0004 \frac{\lambda}{4}$ ,  $\psi = 42^{\circ}1'44'' = H + 2''$ .

De brekingsindex en absorptiecoëfficiënt zijn dus zeer nauwkeurig bepaald. Uit deze berekeningen blijkt duidelijk, dat er niet aan te denken valt door waarnemingen van het phaseverschil en hersteld azimut bij verschillende invalshoeken tusschen de uitdrukkingen te beslissen. De formules van CAUCHY en VOIGT leveren dezelfde waarden. De getallen, die met de uitdrukkingen van NEUMANN verkregen zijn, wijken hiervan minder af dan de waarnemingsfouten bedragen.

Reeds QUINCKE<sup>1)</sup> heeft opgemerkt, dat de overeenstemming van de waarnemingen met de formules van CAUCHY geen bewijs voor de juistheid der theorie is, waaruit zij volgen, zonder dat evenwel in zijne talrijke „Optische Experimentaluntersuchungen” een nader bewijs voor deze uitspraak is te vinden. JOCHMANN<sup>2)</sup> heeft het eerst op de formules, die door NEUMANN voor de terugkaatsing door metalen zijn afgeleid, opmerkzaam gemaakt en aangetoond dat eene klasse van buigingsverschijnselen, die QUINCKE<sup>3)</sup>

1) QUINCKE. Pogg. Ann. 128. pg. 547.

2) JOCHMANN. Ueber eine von QUINCKE beobachtete Klasse von Beugungserscheinungen und über die Phasenänderung der Lichtstrahlen bei totaler und metallischer Reflexion. Pogg. Ann. 132.

3) QUINCKE. Ueber eine Art von Beugungserscheinungen und die Phasenänderung der Lichtstrahlen bei totaler und metallischer Reflexion. Pogg. Ann. 132.

waarnam, zoo lichtstralen gedeeltelijk door metaal, gedeeltelijk door glas totaal worden teruggekaatst, evenmin eene beslissing tusschen de theorieën van CAUCHY en NEUMANN vermag te geven. De plaatsen der franjes, volgens beide berekend, zijn dezelfde, het verschil is ten minste kleiner dan de grootheden, die de waarnemingen nog kunnen aangeven. Door NEUMANN <sup>1)</sup> zijn vroeger nog andere formules voor het phaseverschil en hersteld azimut bij de terugkaatsing door metalen gegeven, nl.

$$\operatorname{tg} \phi = \operatorname{tg} i \cdot \operatorname{tg} r, \quad \operatorname{tg} 2 \beta = \frac{\operatorname{tg} 2 H}{\operatorname{Sin} \phi}.$$

Hierin is  $\phi$  het phaseverschil,  $\beta$  het hersteld azimut. De eerste uitdrukking stemt volkomen overeen met de empirische formule:

$$\phi = 90^\circ - 2 A, \quad \operatorname{tg} A = \frac{\operatorname{Cos} (i + r)}{\operatorname{Cos} (i - r)},$$

die BREWSTER <sup>2)</sup> en JAMIN <sup>3)</sup> gebruikten om er de gemeten phaseverschillen mee weer te geven. JAMIN heeft zich hiervan alleen bij zijne eerste onderzoekingen over de terugkaatsing door metalen bediend, toen CAUCHY zijne formules nog niet bekend had gemaakt <sup>4)</sup>. NEUMANN leidde de uitdrukking voor het phaseverschil af uit den vorm, dien FRESNEL voor deze grootheid bij totale terugkaatsing heeft verkregen. De uitdrukking voor het hersteld azimut is niets anders dan de door BREWSTER <sup>2)</sup> empirisch gevonden betrekking, dat

1) NEUMANN. Theorie der elliptische Polarisation des Lichtes, welche durch Reflexion an Metallen erzeugt wird. Pogg. 26.

2) BREWSTER. Philosophical Transactions 1830. pg. 300.

3) JAMIN. Ann de Chim. et de Phys. Sér. III. Tom. 49. pg. 349.

4) Vergelijk hiermee QUINCKE, Pogg. Ann. 128, pg. 545.

deze grootheid de zelfde waarde heeft voor invalshoeken, waarbij de phaseverschillen  $\phi$  en  $180 - \phi$  zijn. Deze formules van NEUMANN zijn meer van empirischen aard. Geleid door eenige algemeene beschouwingen, heeft NEUMANN deze uitdrukkingen opgesteld en aangetoond, dat zij met de verschillende metingen van BREWSTER ongeveer in overeenstemming zijn. Zij missen echter een theoretischen grondslag.

Men heeft dus drie stelsels van formules, die de veranderingen in phase en intensiteit bij de terugkaatsing door metalen even goed weergeven, nl. van CAUCHY, NEUMANN en VOIGT.

#### Vroegere onderzoekingen.

50. Aan de bespreking van de onderzoekingen over de terugkaatsing van het licht door metalen, laten wij een overzicht van de verschillende waarden, die voor den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut van zilver verkregen zijn, voorafgaan.



Waarnemer.	Hoofdinvalshoek.	Hoofdzazimut.	Lichtsoort waarvoor de bepalingen gelden.	Opmerkingen.
BREWSTER.	1) 73° 0'	42° 23'	licht van gemiddelde breekbaarheid.	Massieve zilverspiegel, zuiver zilver.
JAMIN.	2) 72° 30'	42° 34'	D licht.	Massieve zilverspiegel.
QUINCKE.	3) 72° 0'	36° (?)		
	4) 75° 57'	44° 1'	rood licht.	Zilverspiegel op crown glas, vervaardigd volgens de methode van PETITJEAN.
	4) 74° 50'	43° 20'	"	" " flintglas, " " " " " "
	4) 74° 19'	43° 48'	"	" " spiegelglas, " " " " " "
	5) 71° 47'	45° 30'	"	" " " " " " " " " " " "
	6) 70° 42'	42° 45'	D licht.	Niet gepolijst. [dikte = 0.075 10 × -3 m.M.
	6) 72° 10'	41° 40'	"	Gepolijst.
	6) 73° 49'	43° 54'	"	Niet gepolijst. } Zilverspiegel, vervaardigd volgens de methode van MARTIN, Gepolijst. } dikte = 0.075 × 10 <sup>-3</sup> m.M.
HAUGHTON.	7) 75° 31'	43° 50'	"	
	7) 72° 7'	41° 40'	rood licht.	Geplet zilver, „ fine silver, rolled”.
	7) 78° 22'	42° 48'.5	"	" " „ standard „ ”.
CONROY.	7) 78° 7'	42° 47'	"	Gegoten „ „ fine „ cast.”
	8) 75° 27'	35° 41'	geel licht.	Massieve zilverspiegel, opgepoetst met Parijsch rood.
	8) 74° 37'	43° 22'	"	" " " " " tinasch.
	8) 70° 48'	41° 28'	"	Zilverspiegel, vervaardigd volgens de methode van MARTIN, dikte = 0.09 × 10 <sup>-3</sup> m.M.
	9) 74° 4'	39° 27'	"	Massieve zilverspiegel.
	10) 75° 37'	43° 53'	"	Zilverspiegel, vervaardigd volgens de methode van MARTIN, dikte = 0.08 × 10 <sup>-3</sup> m.M.
	10) 75° 47'	44° 0'	"	" " " " " " " " " " " " dikte = 0.17 × 10 <sup>-3</sup> "
SISSINGH.	A) 72° 23' 1"	41° 1'	D licht.	Voor de verandering. Na de verandering. Zilverspiegels, vervaardigd volgens de methode van MARTIN.
	72° 23' 51"	41° 24'		
	B) 72° 2' 59"	42° 0'		
	C) 72° 34' 47"	42° 22'		

- 1) BREWSTER. On the Phenomena and Laws of Elliptic Polarisation, as exhibited in the Action of Light upon Metals. Philosophical Transactions 1830. 2) JAMIN. Ann. de Chim. et de Phys., Sér. III, T. 22. 3) JAMIN. Idem, Sér. III, T. 19, pg. 315.  
4) QUINCKE. Pogg. Ann. 128, pg. 549, 553, 561. 5) QUINCKE. Idem, 129, pg. 214. 6) QUINCKE. Idem, Jubelband.  
7) HAUGHTON. Philosophical Transactions 1863. 8) CONROY. Some Experiments on Metallic Reflexion N<sup>o</sup>. II. Proc. Royal Soc. Vol. 31, pag. 495, 497. 9) CONROY. Idem, N<sup>o</sup>. III. On the Amount of Light Reflected by Metallic Surfaces. Proc. Royal Soc. Vol. 35, p. 33. 10) CONROY. Idem, N<sup>o</sup>. V., Idem, III. Proc. Royal Soc. Vol. 37, p. 36.

QUINCKE<sup>1)</sup> vermeldt, dat het roode glas, waardoor het licht homogeen werd gemaakt, de stralen doorliet, die ongeveer dezelfde breekbaarheid als de streep D hebben.

Voor JAMIN's waarde van het hoofdazimut voor zilver is  $42^{\circ}34'$  niet  $40^{\circ}9'$  genomen. Beschouwt men de getallen, die JAMIN in de Ann. de Chim. et de Phys. Ser. III, T. 22, heeft opgegeven niet als het azimut na twee terugkaatsingen onder den hoofdinvalshoek, dan bestaan er tusschen deze metingen van JAMIN en die van QUINCKE, welke in Pogg. Ann. Jubelband zijn meegedeeld, veel grootere verschillen, dan aangenomen mogen worden. Zie Wied. Ann. 23, pg. 143 en 512<sup>2)</sup>.

1) QUINCKE. Pogg. Ann. Bd. 127, pg. 213.

2) Onder alle waarden, die in de tabel op pg. 109 voor den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut van zilver werden opgegeven, wijken die van HAUGHTON en CONROY het meest van de andere af. De metingen van HAUGHTON zijn volgens dezelfde methode verricht, die JAMIN voor het onderzoek der terugkaatsing bij doorschijnende lichamen heeft gebruikt. HAUGHTON vermeldt, dat voor verschillende waarden van het azimut van den invallenden lichtbundel, de metingen ook verschillende waarden voor I en H gaven. Dit wijst op standvastige fouten bij deze bepalingen, die optreden, zoo de deelen van den toestel niet in den juisten stand ten opzichte van elkander geplaatst zijn. Onverklaarbaar is het echter, dat HAUGHTON voor den hoofdinvalshoek van twee zilver spiegels, zulke uiteenloopende waarden als  $72^{\circ}7'$  en  $78^{\circ}22'$  heeft kunnen vinden. De getallen van CONROY zijn ontleend aan een onderzoek over de terugkaatsing van het licht door metalen in verschillende middenstoffen. CONROY plaatste achter den Polarisator een kwartsplaatje van  $\frac{1}{4}\lambda$  om I en H te bepalen. De as van het kwartsplaatje stond eerst loodrecht op het invalsvlak, liep daarna evenwijdig hieraan. Daar het phaseverschil in het plaatje niet juist  $\frac{1}{4}$  was voor de stralen, waarmee de metingen werden verricht, wijken de getallen, bij de twee standen van het plaatje verkregen, vrij wat uiteen. Voor den hoofdinvalshoek bedraagt dit eenige graden, voor het hersteld azimut kan het verschil ook tot  $1^{\circ}$  opklimmen. Daar het phaseverschil en

51. Van de onderzoekingen, waarbij werd nagegaan, in hoeverre de verschijnselen bij de terugkaatsing van het licht door metalen met de theorie van CAUCHY overeenstemmen, moeten wij in de eerste plaats die van JAMIN vermelden.

---

hersteld azimut van  $i=I$  tot  $i=90^\circ$  sneller veranderen dan van  $i=0$  tot  $i=I$  zullen de waarden, die CONROY heeft verkregen, om deze reden te klein zijn. Hieruit blijkt, dat de verschillen tusschen deze waarden en die, welke door anderen zijn gevonden, niet uit de gebruikte waarnemingsmethode verklaard kunnen worden. CONROY heeft dan ook langs een anderen weg, waarbij het phaseverschil in het plaatje niet juist een  $\frac{1}{4} \lambda$  behoeft te zijn, ongeveer dezelfde getallen verkregen. Hierbij stond het plaatje in een azimut van  $45^\circ$ , de Polarisator in of loodrecht op het invalsvlak. Bij den hoofdinvalshoek is dan het teruggekaatste licht lineair gepolariseerd, terwijl het hoofdazimut de meetkundig middenevenredige is tusschen de tangenten van de azimuts van het teruggekaatste licht, die men waarneemt, wanneer de as van het plaatje achtereenvolgens in twee naast elkander gelegen kwadranten staat. Verder heeft CONROY voor spiegels, die volgens de methode van MARTIN op glas werden gemaakt, voor I en H waarden gevonden, die veel beter met de anderen overeenstemmen. De groote afwijkingen, die de getallen van CONROY vertoonen, zijn ongetwijfeld veroorzaakt door den bijzonderen toestand van het oppervlak. De spiegel was herhaalde malen met Parijsch rood gepoetst, had hierdoor een rooden glans verkregen en werd daarom later met tinasch behandeld om die roode tint te doen verdwijnen. Het spreekt echter van zelf, dat eene plaat zilver, waarin men door het herhaalde oppoetsen deeltjes van het Parijsch rood, later van tinasch wrijft, andere eigenschappen heeft dan een zilverspiegel. Op deze wijze laat het zich eenigermate verklaren, dat voor het hoofdazimut  $35^\circ 41'$  kon gevonden worden.

QUINCKE (Pogg. Ann. 128, pg. 561) merkt op, dat de zilverspiegels, die volgens verschillende methoden worden gemaakt, geene grootere verschillen bij de terugkaatsing in lucht vertoonen, dan de spiegels, die men langs denzelfden weg verkrijgt. Uit de waarden, die in de tabel op pag. 109 zijn opgegeven, volgt echter het tegenovergestelde. De hoofdinvalshoek der spiegels, die QUINCKE volgens de methode van PETITJEAN vervaardigde, ligt ongeveer bij  $75^\circ$ , het hoofdazimut bij  $43^\circ.7$ , terwijl bij spiegels, die

JAMIN<sup>1)</sup> bepaalde o. a. de sterkte van het licht, dat staal en spiegelmetaal terugkaatsen, zoowel wanneer de invallende lichtbundel in als loodrecht op het invalsvlak gepolariseerd is. Hij gebruikte voor dit onderzoek een vlak plaatje, dat voor de eene helft uit glas, voor de andere uit het metaal bestond. Het azimut van den Analysator, een stuk kalkspath evenwijdig aan de as geslepen, waarbij de helft van het gewone beeld, die door het glas en de helft van het buitengewone, die door het metaal gevormd is, even sterk verlicht zijn, bepaalt de verhouding van de sterkte der lichtbundels, die door glas en metaal worden teruggekaatst. Voor het glas geven de formules van FRESNEL deze grootheid aan, zoodat zij nu ook voor het metaal gevonden kan worden. Het gemiddelde verschil tusschen de waargenomen en volgens de formules van CAUCHY berekende intensiteiten, is ongeveer 2 % van de sterkte van het invallende licht. Daar bij zilver het hersteld azimut nooit veel van 45° verschilt, wijken dus de waarden van dit azimut, die uit de waarnemingen voortvloeien, ongeveer 30' af van de waarden, die de formules opleveren. Deze metingen kunnen echter niet zeer nauwkeurig zijn. In de eerste plaats is het niet gemakkelijk de lichtsterkte der beide helften aan elkander gelijk te maken, daar de beelden niet aan elkander grenzen, en in de tweede plaats

---

verschillende waarnemers langs den weg, dien MARTIN heeft aangegeven, maakten, de hoofdinvalshoek iets grooter dan 72° en het hoofdazimut 42° is. Ook loopen bij de laatste de verschillende waarden voor den hoofdinvalshoek niet zooveel uiteen als bij de drie spiegels van QUINCKE het geval is. Ten slotte kan ik er nog op wijzen, dat de waarden van I en H voor de spiegels, volgens de methode van MARTIN verkregen, het meest overeenkomen met die, welke voor massieve zilverspiegels zijn gevonden.

1) JAMIN. Ann. de Chim. et de Phys. Sér. III, T. 19.

is de brekingsindex van het glas, die bij de berekeningen wordt gebruikt, niet scherp aan te geven <sup>1)</sup>. Bepalingen van het minimum van afwijking en den polarisatiehoek leveren waarden op, die vrij belangrijk van elkander afwijken. Welke van beide genomen moet worden, is niet uit te maken. Een zekere willekeur moet ten slotte beslissen.

De faseverschillen werden nauwkeuriger gemeten. JAMIN bepaalde de hoeken, waaronder het licht een zeker aantal keeren door twee evenwijdig aan elkander geplaatste spiegels teruggekaatst moet worden, opdat het na de terugkaatsingen weer lineair gepolariseerd is, het faseverschil zoo eenige malen eene halve golflengte bedraagt. Achtereenvolgende bepalingen van den hoek, waarbij het aantal terugkaatsingen hetzelfde is, verschilden nooit meer dan 30' van elkander. Daar uit JAMIN's waarnemingen volgt, dat voor eene verandering in den invalshoek met 30' het faseverschil ongeveer met  $0.01 \frac{\lambda}{2}$  toe- of afneemt en het gemiddelde verschil tusschen de waargenomen en berekende waarden bij de gevonden invalshoeken  $0.005 \frac{\lambda}{2}$  is, geven de formules de faseverschillen tot iets minder dan  $0.01 \frac{\lambda}{4}$  nauwkeurig aan. JAMIN heeft op deze wijze de faseverschillen bij zilver, staal, zink en koper gemeten. Bij het zilver werd wit licht gebruikt, zoodat de streepen in den compensator gekleurd waren. JAMIN kon echter, door steeds op de gevoelige kleur in te stellen, dezelfde uitkomsten verkrijgen als met homogeen, geel licht het geval zoude geweest zijn. Toch is het mij gebleken, dat

---

1) LUNDQUIST. Pogg. Ann. 152. pg. 588.

met homogeen licht de instellingen veel scherper kunnen zijn dan bij het instellen op de gevoelige kleur. Met de methode van waarneming, die in de eerste afdeeling beschreven is, verkrijgt men voor de phaseverschillen, zonder van het hulpmiddel der herhaalde spiegeling gebruik te maken, reeds nauwkeuriger uitkomsten dan JAMIN, met dit hulpmiddel toe te passen, heeft verkregen. Bij eene reeks met koper werd ook het azimut van den linaair gepolariseerden lichtbundel gemeten. Dit verschilt gemiddeld meer dan een halve graad van de berekende waarden.

JAMIN bepaalde voor verschillende invalshoeken den stand van de assen der ellips, die de aetherdeeltjes in het teruggekaatste licht beschrijven. Deze maken hoeken van  $45^{\circ}$  met de hoofddoorsneden van den Analysator, wanneer het gewone en buitengewone beeld even sterk verlicht zijn. Als Analysator werd een stuk kalkspaaht, evenwijdig aan de as geslepen, gebruikt. De verschillen tusschen het gemeten en uit de formules van CAUCHY berekende azimut der kleine as zijn vrij groot, klimmen zelfs in een paar gevallen tot één graad. JAMIN geeft zelf de reden op, waarom de afwijkingen hier grooter kunnen zijn. Indien het licht niet vrij homogeen is, zijn de beelden verschillend gekleurd en de uitkomsten onzeker.

Op de volgende wijze zijn door JAMIN bij spiegelmetaal de verhoudingen der amplitudines bij verschillende invalshoeken gemeten. Geeft men aan de hoofddoorsnee van den Analysator een azimut 0, dan is de Cotangens van het azimut van den Polarisator, waarbij de twee beelden in den Analysator even sterk verlicht zijn, de verhouding van de amplitudines der componenten. Waargenomen en berekende waarden verschillen gemiddeld ongeveer  $12'$ .

Langs dezen weg, waarbij men de verhoudingen der amplitudines geheel afgescheiden van de phaseverschillen bepaalt, kan dus eene vrij groote nauwkeurigheid bereikt worden.

Later heeft JAMIN<sup>1)</sup> nog bij verschillende metalen den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut voor onderscheidene kleuren gemeten. Deze waarnemingen leeren echter niets omtrent de juistheid der formules.

52. De waarnemingen van QUINCKE<sup>2)</sup> zijn bij enkelvoudige spiegeling met een compensator verricht. Deze was evenzoo ingericht als die van JAMIN, om het phaseverschil in den smallen lichtbundel tusschen de draadjes te bepalen. Voor verschillende invalshoeken is het phaseverschil en hersteld azimut bepaald, en uit de formules van CAUCHY berekend. Uit de beide waarnemingsreeksen met het zilver volgt, dat de berekende waarden van het phaseverschil gemiddeld tot  $0.03 \frac{\lambda}{4}$  met de waargenomene overeenstemmen. Bij het goud bedraagt dit verschil  $0.009 \frac{\lambda}{4}$ . De verschillen tusschen het berekende en waargenomen hersteld azimut zijn vrij groot, gemiddeld een halve graad. Ook neemt bij het zilver het waargenomen hersteld azimut niet geregeld af, wanneer de invalshoek van 0 tot I klimt, om daarna weer grooter te worden. Op dezen eigenaardigen loop van het hersteld azimut is reeds door E. WIEDEMANN<sup>3)</sup> gewezen.

In den laatsten tijd heeft CONROY<sup>4)</sup> de intensiteiten

1) JAMIN. Ann. de Chim. et de Phys. Sér. III, T. 22.

2) QUINCKE. Pogg. Ann. 128, pg. 541.

3) E. WIEDEMANN. Pogg. Ann. 151, pg. 5.

4) CONROY. On the Amount of Light Reflected by Metallic Surfaces. Proc. Royal Soc. 35, 36, 37.

gemeten der lichtbundels, die door metalen worden teruggekaatst. De einduitkomsten dezer onderzoekingen zijn de volgende. De verschillen tusschen de waargenomen en volgens CAUCHY berekende intensiteiten zijn voor de stralen, gepolariseerd in- en loodrecht op het invalsvlak, bij staal 0.02 en 0.044 van de sterkte van den invallenden lichtbundel

bij klokmetaal  $+0.04$  en  $+0.054$ ,

bij een niet geheel ondoorzichtigen zilverspiegel  $-0.01$  en  $-0.07$ , en een bijna ondoorzichtigen zilverspiegel  $-0.01$  en  $-0.02$ .

Bij de metingen met de zilverspiegels zijn er zeven gevallen, waarin de sterkte van het teruggekaatste licht even groot als die van het invallende licht werd gevonden <sup>1)</sup>. De verschillen zijn vrij groot. Het is evenwel de vraag of langs den weg, dien CONROY heeft ingeslagen, eene groote nauwkeurigheid te bereiken is. Het meten der lichtsterkte geschiedde ongeveer op de wijze, waarop dit ook bij den photometer van RITCHIE plaats heeft. Hierbij kunnen vrij groote fouten in sluipen.

Tegen de juistheid van CONROY's uitkomsten, pleit ook het volgende. De bepalingen van de verhoudingen der amplitudines bij de zilverspiegels A, B en C (n<sup>o</sup>. 42, 44, 45) toonen aan, dat deze door de formules van CAUCHY tot 0.003 nauwkeurig worden aangegeven. Zijn de lichtsterkten der stralen, die in- en loodrecht op het invalsvlak gepolariseerd zijn, kleiner of grooter dan die, welke uit de formules van CAUCHY voortvloeien, dan moet het verschil

---

1) Deze zilverspiegels werden volgens de methode van MARTIN vervaardigd, de laatste door twee zilverlagen op de glasplaat neer te slaan.



in beide gevallen hetzelfde zijn. Dit is echter niet het geval <sup>1)</sup>).

Naar aanleiding van de eerste uitkomsten van het onderzoek van CONROY, die echter later gewijzigd zijn, heeft STOKES <sup>2)</sup> opgemerkt, dat de formules van CAUCHY wellicht als interpolatieformules beschouwd moeten worden, die de faseverschillen en verhoudingen der intensiteiten, niet de intensiteiten zelve, vrij goed weergeven. Het optisch gedrag van metalen zou dan door drie standvastige grootheden bepaald moeten worden. Daar de formules van CAUCHY de faseverschillen en verhoudingen der intensiteiten zeker tot  $0.007 \frac{\lambda}{4}$  en iets meer dan  $0^\circ.1$  nauwkeurig aangeven, mag er stellig wel eene grootere beteekenis aan gehecht worden.

53. De onderzoekingen van JAMIN en QUINCKE hebben bewezen en CONROY's waarnemingen kunnen in dit resultaat geene wijziging brengen, dat de formules van CAUCHY den loop van het verschijnsel in het algemeen weergeven. Het kan evenwel niet ontkend worden, dat sommige verschillen tusschen de waargenomen en berekende grootheden vrij groot zijn. In hoeverre deze afwijkingen ontstaan door fouten in de waarnemingsmethode, dan wel of de formules van CAUCHY slechts eene eerste benadering tot de wer-

---

1) De groote verschillen bij den doorzichtigen zilverspiegel voor de stralen, die loodrecht op het invalsvlak zijn gepolariseerd, welke niet bij den tweeden gevonden werden, zijn waarschijnlijk daarvan een gevolg, dat deze stralen gemakkelijker door den spiegel heen gaan. De waarden voor den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut dezer spiegels staan in de tabel op pg. 109 in de 5<sup>de</sup> en 6<sup>de</sup> rij v. o. Zij zijn vrij wat grooter dan die, welke CONROY vroeger voor dergelijke spiegels verkreeg.

2) Proc. Royal Soc. Vol. 35, pg. 39.

kelijkheid waren, bleef onbeslist. Het zou toch kunnen zijn, dat de bepaling der invalshoeken niet scherp genoeg, de gebruikte lichtbundel niet voldoende evenwijdig en homogeen was. Mijne metingen met de drie zilverspiegels toonen aan, dat met eene scherpere waarnemingsmethode de afwijkingen vrij wat kleiner worden en de overeenstemming met de formules des te beter wordt, naarmate men met het elimineeren van fouten verder kan gaan.

---

## HOOFDSTUK II.

### De Terugkaatsing van het Licht door Zilver in Water.

54. Heeft men van een metaalspiegel de beide standvastige grootheden voor de terugkaatsing in de lucht bepaald (deze zijn in de theorie van CAUCHY  $\sigma$  en  $\tau$ , en in die van VOIGT  $n$  en  $\kappa$ ), dan gelden voor de terugkaatsing in eene andere middenstof, waarvan de brekingsindex  $n_1$  is, de waarden  $\sigma' = \frac{\sigma}{n_1}$  en  $\tau$  of  $n' = \frac{n}{n_1}$  en  $\kappa$ . In de electromagnetische theorie van het licht, waaruit men voor de terugkaatsing door metalen ook de formules van CAUCHY kan afleiden, blijft deze betrekking bestaan<sup>1)</sup>. QUINCKE heeft hierover eenige metingen verricht<sup>2)</sup>. De overeenstemming met de theorie is echter niet zeer groot. Ten einde na te gaan of de verschillen aan waarnemingsfouten moeten

---

1) H. A. LORENTZ. Over de Theorie der Terugkaatsing en Breking van het Licht, pg. 157 en v.v.

2) QUINCKE. Pogg. Ann. 128, pg. 560.

worden toegeschreven dan wel of de theorie niet geheel juist is, heb ik met denzelfden spiegel de terugkaatsing in lucht en water onderzocht.

55. Het bakje, dat de vloeistof bevatte, is in Fig. 11a en Fig. 11b afgebeeld. Fig. 11b stelt het bakje voor, van boven, en Fig. 11c ter zijde gezien. Door middel van de schroef *a* met gebogen spil kan men een der zijwanden A om het scharnier B een hoek van ongeveer  $60^\circ$  draaien. Aan de randen van den beweegbaren wand zijn in twee sponningen reepen caoutchouc gelegd, waardoor het bakje volkomen waterdicht sluit, ook wanneer de eene zijwand met de schroef wordt verplaatst. Bij groote verplaatsingen van den zijwand A moet men, zoodra *a* geheel in- of uitgeschroefd is, de schroef *b* losmaken, de spil weer uit- of inschroeven en daarna met *b* aan den zijwand bevestigen. De openingen *b* en *c* in de beide zijwanden worden door twee planparallele glasplaten bedekt. Deze zijn met schellakvernis op het koper vastgeplakt. Vooraf heb ik nagegaan of deze plaatjes werkelijk isotroop waren. Stonden de plaatjes zoo tusschen de beide Nicols, dat het licht in de richting van de normaal er doorheen ging, dan konden de uitdoovingsstanden nog met dezelfde scherpte worden bepaald. Zij waren dezelfde als vroeger, toen het glasplaatje zich niet tusschen de Nicols bevond. Nadat de spiegel op een wijze, die straks beschreven zal worden, gesteld is, schuift men het bakje om den spiegel en bevestigt het op de tafel. Het bakje rust op een kleinen geel koperen kegel, die op de tafel staat en in eene kegelvormige holte van den bodem dringt. Het bakje kan om dezen kegel draaien. Deze inrichting werd, ter wille van de grootere stevigheid, boven eene veer verkozen. De beweegbare wand wordt naar binnen geduwd en de nor-

malen der plaatjes evenwijdig aan de kijkeras gebracht. Hierna bepaalt men den hoek van de normalen der glasplaatjes en zet den kijker in den stand, waarin zijne as denzelfden hoek met die van den invallenden lichtbundel maakt. Wordt nu het tafeltje zoolang gedraaid, totdat de kijkeras loodrecht op het eene glasplaatje staat, dan is tevens het andere loodrecht op de as van den invallenden lichtbundel. De invallende en teruggekaatste lichtstralen gaan in loodrechte richting door de beide glasplaatjes, zoodra de stralen na de terugkaatsing door den spiegel in den kijker een beeld van de collimatorspleet op het snijpunt der kruisdraden leveren. Het bakje wordt in dezen stand vastgeklemd. Voor een anderen invalshoek heeft men slechts met de schroef den beweegbaren zijwand zoodanig te verplaatsen, totdat de kijkeras weer loodrecht op het glasplaatje staat <sup>1)</sup>.

Het polarisatievlak der lichtstralen ondergaat door de glasplaatjes geene verandering. Bij de proeven van QUINCKE gingen de lichtstralen in schuine richting door het glas en moest deze verandering in rekening worden gebracht. Het is bijna onnoodig er op te wijzen, dat tengevolge van de afwijking van het licht door den Polarisator het licht steeds onder een zeer kleinen invalshoek van ongeveer 2' à 3' op de glasplaatjes valt. Daar echter de verschuiving van den lichtbundel bij zulk een kleinen invalshoek zeer gering is, geldt alles wat in het eerste hoofdstuk gezegd

---

1) Daar de schroef op den bovenrand werkt, wordt de zijwand bij het in- of uitschuiven voorover gehaald of achterover geduwd. Door echter den wand bijv. eerst iets te ver naar binnen te halen en daarna wat terug te duwen, verkrijgt men gemakkelijk, dat het glasplaatje en de kijkeras weer loodrecht op elkander staan.

is omtrent het deel van den spiegel, waarop de terugkaatsing wordt onderzocht, ook hier. Verder is ook de draaiing van het polarisatievlak door de glasplaatjes, wanneer de stralen onder een invalshoek van  $2'$  à  $3'$  hierop vallen, zoo gering, dat deze buiten beschouwing kan blijven.

De spiegel moet, evenals vroeger, loodrecht op het vlak van de kijker- en collimatoras staan en draaien om eene as, welke met die van den verdeelden cirkel samenvalt. Deze as moet bovendien in het voorvlak van den spiegel liggen. Om dit alles te verkrijgen wordt de toestel, die Fig. 12 in doorsnee voorstelt, op een ijzeren stuk met de schroeven  $a$  en  $b$  bevestigd. Dit is aan een ijzeren boogstuk geweld, dat met een paar klemmen aan de armen van het voetstuk van den Spectrometer, die de taplegers C en D dragen (zie Fig. I), wordt bevestigd. De spiegel S is aan den stang L bevestigd, die aan het plaatje C is vastgemaakt. A draait in den ring B en wordt door middel van een kleinen ring  $a$  met drie schroefjes hierin gedrukt. Het binnenvlak van den ring B is een stuk van een kegeloppervlak met een kleinen tophoek. Op deze wijze bereikt men gemakkelijk, dat A om de as van den ring B draait, zonder op en neer te gaan. Om den spiegel te stellen heeft men in de eerste plaats te zorgen, dat hij in twee onderling loodrechte standen loodrecht op de kijkeras staat. Hiervoor dienen de drie schroefjes in het plaatje C en die van den ring B. In ieder van de beide standen moet de spiegel, na eene draaiing van  $180^\circ$ , nog loodrecht op de kijkeras staan. De as van den ring B loopt nu evenwijdig aan die van den verdeelden cirkel, terwijl de normaal van den spiegel hierop loodrecht staat. Vervolgens moet het draadje, dat over het voorvlak van den spiegel gespannen is, of het stipje schellak in de as van den ring B lig-

gen en deze met de as van den verdeelden cirkel samenvallen. Hiervoor dienen de vier sleden E, F, G en H. Met de beide bovenste brengt men het draadje in de as van den ring B. Dit is het geval, zoodra bij het draaien van den ring het draadje op zijne plaats blijft. Door middel van de beide andere sleden kan men het draadje met de as van den verdeelden cirkel samen laten vallen. Bij het draaien van den kijker om den spiegel zal dan het draadje in den kijker op zijne plaats blijven.

Zoo samengesteld als dit gedeelte van den toestel mischien schijnt, zoo gemakkelijk is het, nadat men vooraf alles goed in orde heeft gebracht, den spiegel te stellen. Bij het ronddraaien van den spiegel stond het beeld van den horizontalen draad, die over het midden der collimatorspleet gespannen is, nooit meer dan 1' boven of beneden den horizontalen draad in den kijker. De nauwkeurigheid, waarmee men den spiegel kan stellen, is dus even groot als bij het onderzoek van de terugkaatsing in de lucht. Ook behoeft men bij het vervangen van een spiegel door een anderen slechts de plaat C van den toestel los te maken, den anderen spiegel in den stang L te klemmen en nadat de plaat weer aan den toestel is bevestigd, alleen met de schroefjes hierin den spiegel loodrecht op de kijkeras te brengen. Er zijn dan slechts kleine correcties noodig, om aan de overige voorwaarden te voldoen. Een hoofdvereischte is, dat A zuiver in den ring loopt. De toestel levert in dit opzicht alles, wat voor deze metingen verlangd kan worden.

56. Met den zilverspiegel C heb ik de terugkaatsing in water onderzocht. De waarnemingen I, II, III en IV, die in n<sup>o</sup>. 42 zijn meegedeeld, gingen onmiddellijk aan de volgende vooraf en gelden voor dezelfde lichtsoort (D licht) en dezelfde temperatuur.

Waarnemingen met den zilver Spiegel C.  
Terugkaatsing in water.

Volgnummer.	Invalshoek.	Phaseverschillen.	Gemiddelden.	Hersteld Azimut.	Gemiddelden.
		Azimut van den Analysator 45° 135° 225° 315°		Azimut van den Analysator 45° 135° 225° 315°	
XXI.	67°44'1"	7.07 7.04 7.01 7.07	7.05 7.13	42.0 43.05 42.0 42.55	42°24'
		7.115 7.10 7.10 7.15	7.115	42.85 42.1 42.85 42.15	42°30'
			7.12		42°27'
XXII.	68°7'34"	7.115 7.19 7.15 7.075	7.13 7.21	43.0 42.15 42.1 43.15	42°36'
		7.215 7.24 7.18 7.24	7.22	42.3 42.0 43.2 42.7	42°33'
			7.215		42°34'.5

De opgegeven getallen zijn telkens de gemiddelden uit 8 instellingen (zie n<sup>o</sup>. 41). Daar  $a_{\pm\lambda} = 7.18$ , volgt uit deze waarnemingen, dat voor de terugkaatsing in water  $I = 67^{\circ}58'53''$ .  $H = 42^{\circ}32'$ . Voor de terugkaatsing in de lucht is  $I = 72^{\circ}35'47''$ .  $H = 42^{\circ}22'$ . Hieruit verkrijgt men de waarden van  $\sigma$  en  $\tau$ , die in de volgende tabel bij elkander zijn geplaatst.

Terugkaatsing door Zilver

in	$\tau$	$\log \sigma$	$\log \sigma$ berekend	Brekingindex van het water		Hoofdinvulshoek		Hoofdazimut	
				Waargenomen	Berekend	Waargenomen	Berekend	Waargenomen	Berekend
Lucht	84°10'	0.4609	—	—	—	72°34'.5	—	42°22'	—
Water	84° 6'.5	0.3223	0.3362	1.3329	1.376	67°59'	67°59' + 26'	42°32'	42°32'

De waarnemingen van QUINCKE <sup>1)</sup> hebben opgeleverd:

Lucht	87°24'	0.5174	—	—	—	74°19'	—	43°48'	—
Water	87°52'	0.4257	0.3916	1.336	1.235	71°28'	71°28' - 1°11'	44° 3'	43°52'

1) QUINCKE. Pogg. 128, pg. 561. Zie ook H. A. LORENTZ, Over de Theorie der Terugkaatsing en Breking van het Licht, pg. 175, en LUNDQUIST, Pogg. Ann., p. 587, waaraan deze tabel, voor zoover zij QUINCKE's waarnemingen betreft, ontleend is. QUINCKE vermeldt, dat bij de waarnemingen licht, dat ongeveer dezelfde golfengte als de D streep heeft, is gebruikt. De opgegeven brekingindex van het water, 1.336, is echter voor dit licht te groot.

De brekingsindex van het water is na afloop der waarnemingen bepaald. Het bakje diende hierbij als het holle prisma. Deze brekingsindex geldt voor dezelfde lichtsoort (D licht) en temperatuur, als de bepalingen van het phaseverschil en hersteld azimut bij de terugkaatsing in lucht en water. De getallen in de derde kolom zijn berekend uit  $\log \sigma_{\text{in water}} = \log \frac{\sigma_{\text{in lucht}}}{n_1}$ , die in de vijfde uit  $n_1 = \frac{\sigma_{\text{in lucht}}}{\sigma_{\text{in water}}}$ .  $n_1$  stelt den brekingsindex van het water voor. Volgens de theorie zou  $\tau_{\text{in lucht}} = \tau_{\text{in water}}$  en  $\sigma_{\text{in water}} = \frac{\sigma_{\text{in lucht}}}{n_1}$ . Aan deze betrekkingen voldoen de hier meegedeelde waarnemingen beter dan die van QUINCKE. Voor de juistheid der theorie pleit de omstandigheid, dat de afwijkingen bij QUINCKE en mijne waarnemingen in tegengestelden zin zijn <sup>1)</sup>. De overeenstemming tusschen de beide waarden van  $\tau$  is vrij groot. Is echter de theorie juist, dan zullen de waarnemingen ook waarden van  $\sigma$  moeten leveren, wier verhouding meer den brekingindex van het water nabij komt. CONROY heeft ook de terugkaatsing door zilver en goud in verschillende vloeistoffen onderzocht. Hij mat den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut voor een drietal kleuren en ging na of de tangenten der hoofdinvalshoeken in verschillende vloeistoffen zich verhouden als de brekingsindices dier vloeistoffen <sup>2)</sup>. De verschillen tusschen de waar-

---

1) VOIGT (Wied. 23, pag. 136 en 137) meent, dat de afwijkingen door de aanwezigheid der gassen, die op het spiegelend oppervlak verdicht zijn, ten deele verklaard worden. De onderzoekingen over den invloed, dien het polariseeren van den spiegel uitoefent (zie n<sup>o</sup>. 80) leeren echter, dat deze, zoo hij al bestaat, zeer gering is.

2) Volgens de theorie van CAUCHY, dus ook volgens de electromagnetische, wordt aan deze betrekking vrij wel voldaan, daar



genomen hoofdinvalshoeken in vloeistoffen en die, welke uit den hoofdinvalshoek in lucht voortvloeien, verschillen gemiddeld niet minder dan een paar graden.

Ook op de volgende wijze, die door LUNDQUIST aangegeven is, kan men zich een denkbeeld vormen van de afwijkingen tusschen de waarneming en de theorie. Uit de waarden van  $\sigma$  en  $\tau$  voor de terugkaatsing in de lucht en den brekingsindex  $n_1$  van het water, worden  $\tau$  en  $\frac{\sigma}{n_1}$ , die voor de terugkaatsing in water gelden, berekend en hiermee hoe groot het phaseverschil en hersteld azimut voor den gevonden hoofdinvalshoek in water volgens de theorie moet zijn. Deze berekening geeft voor

$$i = 67^\circ 58' 53'', \quad \phi = 90^\circ - 0,017 \frac{\lambda}{4}, \quad \text{h. a.} = 42^\circ 31' 36''.$$

Daar nu volgens de waarnemingen met den zilverspiegel C het phaseverschil met  $0,018 \frac{\lambda}{4}$  toeneemt, zoo de invalshoek ongeveer  $26'$  grooter wordt, is voor  $i = 67^\circ 58' 53'' + 26'$ ,  $\phi = 90^\circ = \frac{\lambda}{4}$ , h. a.  $= 42^\circ 32'$ . Het hersteld azimut is in de buurt van den hoofdinvalshoek een minimum, verandert dus zeer weinig voor deze kleine wijziging van den invalshoek.

Volgens de theorie is voor  $i = 67^\circ 58' 53''$ ,  $\phi = 90^\circ - 0,017 \frac{\lambda}{4}$ , terwijl de waarneming leverde  $\phi = 90^\circ$ .

Het verschil,  $0,017 \frac{\lambda}{4}$ , is een paar malen grooter dan de waarnemingsfout.

---

$\sigma = \text{tg. } i \sqrt{\frac{\text{Cos.}(\tau + \omega_a)}{\text{Cos.}(\tau - \omega_a)}}$ ,  $\tau$  voor de terugkaatsing der verschillende middenstoffen dezelfde moet zijn,  $\omega_a$  een zeer kleine hoek en de brekingsindex volgens CAUCHY  $\sigma \text{ Cos. } \tau$  is. (Zie o. a. H. A. LORENTZ, t. a. p. 168).

### Vergelijking der theorieën van Cauchy en Voigt voor de terugkaatsing door metalen in vloeistoffen.

57. Ook de bepalingen van het phaseverschil en hersteld azimut bij de terugkaatsing door hetzelfde metaal in verschillende middenstoffen leveren niets op, wat tot eene beslissing tusschen de theorieën van VOIGT en CAUCHY zou kunnen leiden.

Zooals reeds in n<sup>o</sup>. 49 is meegedeeld, zijn de brekings-index en absorptiecoëfficiënt volgens de theorie van VOIGT voor den Zilverspiegel C, zoo de terugkaatsing in lucht geschiedt,  $n = 0.295$ ,  $x = 9.771$ . Bij de terugkaatsing in water moet dan  $n = \frac{0.295}{\text{brekingsindex van het water}} = 0.2214$  en  $x = 9.771$ . Hiermee verkrijgt men, dat voor  $i = 67^{\circ}58'53''$ , den waargenomen hoofdinvashoek bij de terugkaatsing in water,  $\phi = 90^{\circ} - 0,018 \frac{\lambda}{4}$  en  $h. a = 42^{\circ}31'38''$ . Volgens de theorie van CAUCHY zijn deze getallen, zooals reeds boven is meegedeeld, achtereenvolgens  $90^{\circ} - 0,017 \frac{\lambda}{4}$  en  $42^{\circ}31'36''$ . De overeenstemming is dus zoo groot mogelijk. Wanneer verder  $n = 0,21$  en  $x = 9,771$ , dan is voor

$$i = 67^{\circ}58'53'', \quad \phi = 90^{\circ} + 0,010 \frac{\lambda}{4}, \quad h. a = 42^{\circ}34'2''.$$

Men heeft dus met

$$\begin{array}{ll} n = 0,2214, \quad x = 9,771 & \phi = 90^{\circ} - 0,1085 \frac{\lambda}{4}, \quad h. a = 42^{\circ}31'38''. \\ & \text{voor } i = 67^{\circ}58'35'' \\ n = 0,21, \quad x = 9,771 & \phi = 90^{\circ} + 0,010 \frac{\lambda}{4}, \quad h. a = 42^{\circ}34'2''. \end{array}$$

Hieruit volgt, dat met

$$n = 0,2139, \quad x = 9,771 \text{ voor } i = 67^{\circ}58'53'', \quad \phi \text{ ongeveer } 90^{\circ} \text{ en } h. a \text{ ongeveer } 42^{\circ}33'.$$

De waarnemingen leveren voor de terugkaatsing in lucht  $n = 0.295$ . Volgens de theorie van VOIGT is voor de terugkaatsing in water  $n = 0.2139$  en de brekingsindex van het water  $\frac{0.295}{0.2141} = 1.379$ . Dit getal was volgens de theorie van CAUCHY 1.376. De overeenstemming tusschen beide waarden is zeer groot en zou waarschijnlijk volkomen zijn, zoo de brekingsindex van het zilver in water volgens de theorie van VOIGT scherper bepaald was.

Daar wellicht bij andere metalen, waarvoor het hoofdzazimut niet zoo dicht bij  $45^\circ$  ligt, de verschillen tusschen de theorieën van CAUCHY en VOIGT grooter konden zijn, heb ik voor een drietal metalen de waarden van den hoofdvalshoek en het hoofdzazimut bij de terugkaatsing in zwavelkoolstof berekend, zoowel volgens VOIGT als volgens CAUCHY. Zwavelkoolstof werd genomen, omdat de brekingsindex hiervan zeer groot is en dus de waarden van I en H in lucht en vloeistof meer van elkander afwijken.

QUINCKE<sup>1)</sup> heeft gevonden, dat voor

staal	I = $75^\circ 28'$	H = $28^\circ 16'$
koper	I = $69^\circ 9'$	H = $40^\circ 25'$
platina	I = $77^\circ 8'$	H = $32^\circ 46'$

Voor staal is volgens de theorie van VOIGT met

$$n = 2.12 \text{ en } z = 1.412 \text{ bij } i = 75^\circ 28', \phi = 90^\circ 22', h.a. = 28^\circ 15' 50''$$

$$,, \text{ koper } n = 0.425 \text{ ,, } z = 5.3 \text{ ,, } i = 69^\circ 9', \phi = 89^\circ 44', h.a. = 40^\circ 24' 16''$$

$$,, \text{ platina } n = 1.82 \text{ ,, } z = 2.083 \text{ ,, } i = 77^\circ 8', \phi = 89^\circ 52', h.a. = 32^\circ 45' 32''$$

De hier opgegeven brekingsindices ( $n$ ) en absorptiecoëfficiënten ( $z$ ) zijn dus vrij nauwkeurig bepaald. Het phase-

1) QUINCKE. Pogg. Ann. Jubelband.

verschil wijkt nooit meer dan 22' of  $0.004 \frac{\lambda}{4}$  van  $90^\circ$  af en het berekende hersteld azimut van het waargenomen hoofdazimut niet meer dan 44''.

De berekeningen voor de terugkaatsing in zwavelkoolstof hebben het volgende opgeleverd.

Terugkaatsing in Zwavelkoolstof.	Hoofd- invalshoek.	Phaseverschil.		Verschil.	Hoofdazimut.		Verschil.
		CAUCHY.	VOIGT.		CAUCHY.	VOIGT.	
Door staal	68°30'	90°15'	90°46'	- 31'	29°29'	29°30'	- 1'
„ koper	62°0'	90°28'	90°17'	+ 11'	41°10'	41°9'	+ 1'
„ platina	70°30'	89°14'	89°6'	+ 8'	33°33'	33°32'.5	+ 0'.5

Het grootste onderscheid tusschen de volgens CAUCHY en VOIGT berekende phaseverschillen is 31' of  $0.006 \frac{\lambda}{4}$ . De verschillen zijn kleiner dan de onvermijdelijke waarnemingsfouten. Het is zelfs waarschijnlijk, dat deze bij eene scherpere bepaling van  $n$  en  $\kappa$ , den brekingsindex en absorptiecoëfficiënt volgens VOIGT, nog kleiner zouden worden. Daar echter reeds nu blijkt, dat de verschillen aan de waarnemingen ontsnappen, is het niet de moeite waard deze berekeningen van  $n$  en  $\kappa$ , die zeer tijdrovend zijn, verder voort te zetten.

## HOOFDSTUK III.

ONDERZOEKINGEN OMTRENT DE ELECTROMAGNETISCHE THEORIE  
VAN HET LICHT.

## De Terugkaatsing van het Licht door week ijzer.

58. De formules, die CAUCHY voor de terugkaatsing van het licht door metalen opstelde, zijn door Prof. H. A. LORENTZ<sup>1)</sup> uit de bewegingsvergelijkingen der electriciteit in een homogeen, isotroop lichaam afgeleid met behulp van de voorwaarden, waaraan aan de grens van een geleider en isolator voldaan moet worden. Bij het opstellen dezer grensvoorwaarden is aangenomen, dat de verhouding  $\frac{1 + 4\pi\theta_1}{1 + 4\pi\theta_2}$ , waarin  $\theta_1$  en  $\theta_2$  de componenten van de magnetische polarisatie in lucht en metaal voorstellen, gelijk is aan 1. Deze onderstelling is bij de sterk magnetische metalen niet geoorloofd. Het was dus van eenig belang na te gaan in hoeverre bij ijzer en staal de formules van CAUCHY de verschijnselen bij de terugkaatsing weergeven. Blijkt het toch, dat ijzer en staal zich bij de terugkaatsing anders dan zilver gedragen, dan kan de electromagnetische theorie op een verschijnsel wijzen, waarvan zij de verklaring weet te geven, terwijl de theorie, die de aether beschouwt als eene veerkrachtige middenstof hiervoor te kort schiet. Zoo er afwijkingen van CAUCHY'S formules bestaan, dan mag men verwachten, dat zij bij week ijzer het grootst zijn.

59. De volgende waarnemingen zijn verricht met een week ijzeren spiegel van STEINHEIL. De sterkte van het

---

1) H. A. LORENTZ. Over de Theorie der Terugkaatsing en Breking van het Licht.

blijvende magnetisme in den spiegel was iets minder dan 1% van het tijdelijke.

De plaatsen der strepen zijn achtereenvolgens:

$$C_{1/2\lambda} = 25.16, C_0 = 39.43, C - 1/2\lambda = 53.63. \frac{C_0 - C_{1/2\lambda}}{C - 1/2\lambda - C_0} = \frac{14.27}{14.20} = 1.005.$$

Bij de bepalingen van de plaatsen der strepen werd de Polarisator in een azimut van 62°, 118°, 242°, 298° geplaatst. Bij deze azimuts zijn ook de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines gemeten.

Volgnummer.	Invalshoek.	Phaseverschil.				Gemiddelden.	Hersteld Azimut.				Gemiddelden.	
		Azimut van den Polarisator.					Azimut van den Polarisator					
		62°	118°	242°	298°		62°	118°	242°	298°		
XXIII.	86°10'20"	12.50	12.37	12.34	12.45	12.41 <sup>5</sup>	12.48	53.35	55.05	53.6	55.15	54.3
		12.52	12.44	12.40	12.48 <sup>5</sup>		12.46	54.6	54.1	54.7	53.9	54.3
							12.47					54°18'
XXIV.	82°33'5"	10.74	10.64	10.61	10.75 <sup>5</sup>	10.68 <sup>5</sup>	10.74	48.75	47.9	49.2	48.3	48.55
		10.83	10.59	10.80	10.70		10.73	48.25	48.85	48.3	49.0	48.6
							10.73 <sup>5</sup>					48°34'.5
XXV.	76°9'5"	7.13	7.19	7.21	7.21	7.18 <sup>5</sup>	7.22 <sup>5</sup>	43.45	44.2	43.2 <sup>5</sup>	44.6	43.9
		7.09	7.09	7.09	7.09		7.09	43.9	44.2	43.6	45.0	44.2
							7.16					44°3'
XXVI.	76°0'57".5	7.14	7.19	7.13	7.14	7.15	7.19	43.7	44.4	43.65	43.65	43.85
		7.03	7.03	7.08 <sup>5</sup>	7.05 <sup>5</sup>		7.05	43.6	44.2	44.75	44.75	44.1
							7.12					43°58'.5
XXVII.	65°2'56"	3.77	3.745	3.78	3.76	3.76 <sup>5</sup>	3.79	48.85	48.5 <sup>5</sup>	48.6	48.4 <sup>5</sup>	48.6
		3.70	3.62 <sup>5</sup>	3.68	3.68 <sup>5</sup>		3.67	48.8	48.9	47.7	49.3	48.7
							3.72 <sup>5</sup>					48°39'
XXVIII.	50°28'39"	1.76	1.81	1.78	1.82	1.79	1.80	54.8	55.4	55.0	55.7	55.2
		1.77	1.69	1.75	1.79		1.75	55.2	54.9	54.95	55.7	55.2
							1.77 <sup>5</sup>					55°12'
XXIX.	29°49'17".5	0.56	0.60 <sup>5</sup>	0.54	0.56 <sup>5</sup>	0.57	0.57	42.6	42.3	42.4	42.05	42.35
		0.55 <sup>5</sup>	0.53 <sup>5</sup>	0.49	0.56		0.53 <sup>5</sup>	42.1	42.9	41.5	42.8	42.3
							0.55					42°20'

Uit de derde en vierde waarneming zijn de hoofdinvalshoek en het hoofdazimut berekend en vervolgens met de formules van CAUCHY het phaseverschil en hersteld azimut bij elken invalshoek.

## IJzerspiegel (week ijzer).

$$I = 76^{\circ}4'0''. \quad H = 27^{\circ}11'33''. \quad a_{\lambda} = 7.13^5.$$

Volgnummer.	Invalshoek.	Phaseverschil.		Verschil in $\frac{\lambda}{4}$	Hersteld Azimut.		Verschil.
		Waargenomen.	Berekend.		Waargenomen.	Berekend.	
XXIII.	86°10'20"	12.47	12.32	+ 0.02	36°30'	36°42'.5	- 12'.5
XXIV.	82°33' 5"	10.73 <sup>5</sup>	10.68	+ 0.008	31° 4'	30°54'	+ 10'
XXV.	76° 9' 5"	7.16	7.16	+ 0.000	27°13'	27°12'.5	+ 0'.5
XXVI.	76° 0'57".5	7.12	7.13	- 0.001	27° 9'.5	27°11'.5	- 2'
XXVII.	65° 2'56"	3.73	3.73	0.000	31° 8'	31° 4'	- 4'
XXVIII.	50°28'39"	1.77 <sup>5</sup>	1.77	+ 0.000 <sup>5</sup>	37°25'	37°13'.5	+ 11'.5
XXIX.	29°49'17".5	0.55	0.53	+ 0.003	42°20'	42°29'	- 9'

In den spiegel zijn vele krassen en matte plekken, waardoor het bij den grooten invalshoek van 86°10'20" vrij lastig werd de streep in den compensator midden tusschen de draadjes te brengen. Men nam geene rechte, vrij scherp begrensde streep waar en van een donkerste gedeelte in de zwarte plek was niets te bespeuren. In de bepaling van het phaseverschil bij dezen hoek kan dus eene vrij groote fout schuilen.

De stand van den Analysator, waarbij de zwarte plek het donkerste is, kon nog vrij nauwkeurig bepaald worden, daar het tot zekere hoogte hiervoor onverschillig is of de streep zich meer of minder scherp begrensd ver- toont. Het gemiddelde verschil tusschen de waargenomen en berekende phaseverschillen is  $0.006 \frac{\lambda}{4}$  en zoo men

de bepaling bij  $i = 86^{\circ}10'20''$  uitzondert, waarvoor ge-  
 gronde redenen bestaan,  $0.002 \frac{\lambda}{4}$ . Bij het hersteld azimut  
 bedraagt het verschil  $9'$ . De afwijkingen zijn wel is waar  
 iets grooter dan bij de zilverspiegels B en C, maar de som  
 der positieve verschillen ( $22'$ ) is ongeveer even groot als  
 die der negatieve ( $25'.5$ ). Men mag dus uit deze bepalingen  
 wel het besluit trekken, dat de formules van CAUCHY de  
 verschijnselen bij de terugkaatsing door zilver en week ijzer  
 even nauwkeurig teruggeven. De vraag of de magnetische  
 polarisatie in het ijzer op de terugkaatsing van het licht  
 invloed uitoefent, blijft onbeslist. Want in de eerste plaats  
 ligt er niets onaannemelijks in de onderstelling, dat de  
 polarisatie, wanneer de magnetische krachten zoo snel van  
 richting veranderen als die, welke bij de lichttrillingen op-  
 treden, ook in de sterk magnetische metalen even groot als  
 in het luchtledig is. De polarisatie toch moet waarschijnlijk  
 als eene betrekkelijk langzaam plaats grijpende onderlinge  
 schikking der moleculen in nieuwe evenwichtstoestanden  
 worden opgevat. Ook zou het kunnen zijn, dat de formu-  
 les, door de verhouding  $\frac{1 + 4\pi\theta_1}{1 + 4\pi\theta_2}$  niet meer gelijk aan de  
 eenheid te stellen, wel een anderen vorm aannemen, maar  
 het phaseverschil en hersteld azimut nog op dezelfde wijze  
 door twee standvastige grootheden worden bepaald. Dit  
 onderzoek zullen wij echter als geheel van theoretischen  
 aard ter zijde laten. De verwachting, dat de terugkaatsing  
 door magnetische metalen wellicht tusschen de electro-  
 magnetische en de vroegere theorie van het licht beslis-  
 sen kon, is dus niet verwezenlijkt.

60. Ten slotte laat ik hier de waarden voor den hoofdinvals-  
 hoek en het hoofdazimut bij week ijzer en staal volgen, die  
 door verschillende waarnemers zijn gevonden.



Waar-nemer.	Spiegel.	Hoofd-invalshoek.	Hoofd-azimut.	Lichtsoort waarvoor de bepalingen gelden.	Opmerkingen.
BREWSTER.	staal	75°	28°56'	Stralen van gemiddelde breekbaarheid.	Philosoph. Transact. 1830, pg. 297.
JAMIN.	staal	76°40'	28°47'	D licht	Ann. de Chim. et de Phys. Sér. III, T. 22.
QUINCKE.	staal	75°28'	28°16'	„	Pogg. Ann. Jubelband.
HAUGHTON.	hard staal	78° 7'	28° 8'	rood licht (C)	Philos. Transact. 1863.
	zacht staal	77° 7'	26°47'	„	„ „ „ [draad.
	Zweedsch ijzer	76° 7'	27° 3'	„	„ „ „ evenwijdig aan den
	Zweedsch ijzer	76° 7'	27°34'	„	„ „ „ (Philos. Transact. 1863). [draad.
CONROY.	staal	76°48'	27°53'	geel licht	Proc. Royal Soc. Vol. 35, pg. 33.
	staal	76°20'	28°29'	„	„ „ „ Vol. 36, pg. 192.
SISSINGH.	week ijzer	76° 4' 0''	27°11'33''	D licht	

### De invloed van de temperatuur op de terugkaatsing van het licht door metalen.

61. De beide grootheden  $\sigma$  en  $\tau$ , die onafhankelijk van den invalshoek zijn en de verschijnselen bij de terugkaatsing van het licht door metalen aangeven, hangen in de electromagnetische theorie van den weerstand van het metaal af. Volgens deze bestaan de betrekkingen

$$\sigma^2 \cos. 2\tau = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{T}{2\pi\kappa\epsilon_1} \frac{s}{1+s^2} \text{ en } \sigma^2 \sin. 2\tau = \frac{T}{2\pi\kappa\epsilon_1} \frac{1}{1+s^2}.$$

$\epsilon_1$  en  $\epsilon_2$  zijn de constanten der dielectrische polarisatie in lucht en metaal,  $T$  is de trillingstijd en  $\kappa$  de weerstand<sup>1)</sup>. Daar de weerstand van de metalen vrij sterk met de temperatuur verandert, zou het kunnen zijn, dat deze

1) H. A. LORENTZ. Over de Theorie der Terugkaatsing en Breking van het Licht, pg. 171.

verandering ook in de waarden van I en H bij verschillende temperaturen te bespeuren is. Met den week ijzeren spiegel van STEINHEIL werd daarom het phaseverschil en hersteld azimut bij den hoofdinvalshoek gemeten, wanneer de spiegel de temperatuur ( $15^{\circ}$  C.) van de omgeving had, tot  $120^{\circ}$  was verwarmd en na afkoeling weer de temperatuur der omgeving had aangenomen.

62. Om den spiegel sterk te verwarmen, werd de inrichting gebruikt, die in Fig. 13a is aangegeven. A is eene rood koperen staaf, ongeveer 2.5 d.M. lang en 1 c.M. dik. Hiertegen wordt een rood koperen busje B geschroefd, waarin de spiegel C past. Door de staaf aan het vrije uiteinde sterk te verwarmen, rijst de temperatuur van den spiegel reeds spoedig vrij aanmerkelijk. Ten einde deze te meten, werd van twee thermo-elementen, ijzer-platina, het eene tegen den spiegel gedrukt, het andere op een standvastige temperatuur gehouden. Na verloop van 20 minuten, was de temperatuur van den spiegel reeds tot  $120^{\circ}$  gestegen. Om niet de minste onzekerheid omtrent deze temperatuur te laten bestaan, werd over de bus B een dop D geschoven, zoodat de spiegel zich nu in eene ruimte bevond, waarvan de zijwanden door geleiding minstens tot  $120^{\circ}$  waren verwarmd. In het ronde oppervlak van den dop zijn twee openingen gemaakt, ongeveer 1 m.M. breed en 2 m.M. hoog om de lichtstralen door te laten. Op deze wijze heeft men ook geene luchtstromingen te vreezen. De ruimte tusschen C en D is zoo klein mogelijk. De staaf wordt naast den Spectrometer zoo opgesteld, dat het voorvlak van den spiegel door de as van den verdeelden cirkel gaat en de normaal van den spiegel evenwijdig loopt aan het vlak, dat de kijkeras bij hare beweging beschrijft. Daarna schuift men den dop D zoover over de bus B,

totdat de invallende en teruggekaatste lichtstralen, die door de openingen in den dop gaan, op de draadjes van den compensator vallen. Er moet echter ook voor gezorgd worden, dat het uiteinde van de staaf, waaraan de spiegel bevestigd is, zich bij de verwarming niet te veel verplaatst. In dit geval zouden de teruggekaatste lichtstralen niet meer op de draadjes vallen en het deel van het veld in den kijker tusschen deze niet verlicht zijn. De staaf moet dus op eene plaats zoo dicht mogelijk bij den spiegel vastgemaakt worden. Dit geschiedt op de wijze, die in Fig. 13b is voorgesteld. Het koperen stuk E wordt in het tafeltje geschroefd en de staaf tusschen E en den beugel F vastgeklemd. E staat ongeveer tusschen de as en den rand der tafel. Daar de teruggekaatste lichtbundel niet veel breeder is dan de afstand der draadjes van den compensator, behoeft men geene spleet voor den compensator te plaatsen. Eene verplaatsing van het uiteinde der staaf heeft eene verschuiving van den smallen teruggekaaststen lichtbundel ten opzichte van de draadjes ten gevolge. Deze verschuiving was wel merkbaar, doch zeer gering. Bedraagt zij een vierde of meer van den onderlingen afstand der draadjes, dan zijn er geene waarnemingen langer mogelijk.

Voor, gedurende en na de verwarming werd eene reeks van 20 instellingen waargenomen. De gemiddelden zijn de volgende.

Volgnummer.	Instelling met den compensator.			Instelling met den Analysator.		
	Voor de verwarming.	Gedurende de verwarming.	Na de verwarming.	Voor de verwarming.	Gedurende de verwarming.	Na de verwarming.
XXX.	33.86	33.85	33.82	132° 5	132° 3	132° 25
	—	33.97	33.99 <sup>5</sup>	—	132° 4	132° 2
	34.01	33.97 <sup>5</sup>	33.97	132° 55	132° 5	132° 6

Bij de tweede reeks van waarnemingen zijn de gemiddelden der instellingen vóór de verwarming niet ingevuld, daar de staaf, even voordat deze begon, ongelukkigerwijs verschoven werd.

Uit deze waarnemingen volgt, dat de invloed van de verwarming op het phaseverschil en de verhouding der amplitudines bij de terugkaatsing, zoo hij al bestaat, zeer gering is. De veranderingen in deze grootheden ten gevolge van de temperatuursverhooging zijn ongeveer even groot, althans niet veel grooter dan de waarnemingsfouten. Zij liggen tusschen  $+0.007\frac{\lambda}{4}$  en  $0.007\frac{\lambda}{4}$ , en tusschen  $+0.007\%$  en  $-0.007\%$  <sup>1)</sup>.

63. De verkregen uitkomst is in strijd met de electromagnetische theorie van het licht, tenzij men aanneemt, dat de weerstand tegen de elektrische verschuivingen iets geheel anders is dan de galvanische weerstand. Immers voor het verband tusschen de electromotorische kracht  $X$  en de stroomcomponent  $u$ , geldt de betrekking

$$X = z u + g \frac{\partial u}{\partial t},$$

waarin  $z$  de galvanische weerstand is, welke met de temperatuur verandert en  $g$  aanwijst in hoeverre de wet van OHM voor veranderlijke stroomen doorgaat <sup>2)</sup>.

Stelt men de verhouding van de constanten der dielec-

1) Een onderzoek over den invloed der temperatuur op de optische eigenschappen der metalen, is reeds vroeger met minder nauwkeurige hulpmiddelen door W. R. GROVE verricht. (Phil. Mag. Ser. 4, Vol. 17, pg. 177). Het resultaat was, evenals hier, negatief.

2) H. A. LORENTZ. t. a. p., pg. 170 en v.v.

trische polarisatie in de beide middenstoffen  $\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} = K$ , bij

den trillingsduur  $T \quad \frac{2 \pi g}{x T} = s$ , dan is

$$\sigma^2 \text{Cos. } 2 \tau = K - \frac{2 T}{x} \frac{s}{1 + s^2} \quad (1)$$

$$\sigma^2 \text{Sin. } 2 \tau = \frac{2 T}{x} \frac{1}{1 + s^2}. \quad (2)$$

$\sigma$  en  $\tau$  hangen op de volgende wijze met den hoofdivals-hoek en het hoofdazimut samen.

$$\sigma = \text{tg. } I \sqrt{\frac{\text{Cos.}(\tau + \omega_a)}{\text{Cos.}(\tau - \omega_a)}} \quad (3), \quad -\text{Cos. } 2 I = \frac{\text{tg.}(\tau - \omega_a)}{\text{tg.}(\tau + \omega_a)} \quad (4), \quad 2 H = \tau + \omega_a \quad (5)$$

$\omega_a$  is de waarde van  $\omega$  bij den hoofdivalshoek.

Daar  $\omega_a$  slechts een kleine hoek is, zal men om een denkbeeld te verkrijgen van de veranderingen in  $I$  en  $H$  bij eene toename der temperatuur, grootheden van de orde  $\omega_a^2$  kunnen weglaten. Voert men de vereenvoudiging in, dan volgt uit (3) en (4)

$$\omega_a = \frac{\text{Sin. } 2 \tau}{2 \sigma^2 + 4 \text{Sin.}^2 \tau} \quad (6).$$

Bij den ijzerspiegel is  $\tau = 52^\circ 41'$ ,  $\log. \sigma = 0.588455$ . Berekent men hiermee uit (6)  $\omega_a$  dan komt er  $\omega_a = \frac{0.059}{2}$  terwijl in werkelijkheid  $\text{Sin. } 2 \omega = 0.059$ . De vereenvoudiging is dus geoorloofd.

Daar omtrent de wijze, waarop  $K$  van de temperatuur afhangt, niets bekend is, bepalen wij ons tot de laatste der formules (1) en (2), welke met de ingevoerde vereenvoudiging wordt

$$\text{tg.}^2 I \text{Sin. } 4 H = \frac{2 T}{x} \frac{1}{1 + s^2},$$

Uit (1) en (2) kan men, daar  $\kappa$  bekend is,  $s$  berekenen. In het electrostatische maatstelsel, dat bij de afleiding der formules gebruikt is, wordt de specifieke weerstand in seconden uitgedrukt. Deze is voor ijzer  $\kappa = \frac{1}{0.97 \times 10^{17}}$  secunde. Hierbij is voor den Ohm aangenomen de weerstand van eene zuil kwik, lang 106 c.M. en met eene doorsnee van 1 m.M.<sup>2</sup>. De betrekkelijke weerstand van week ijzer ten opzichte van kwik is ontleend aan de tabellen van MATTHIËSEN. Uit (1) en (2) volgt met deze waarde van  $\kappa$   $s = 5.02$   $K = 68.9$ . Daar  $s^2$  vrij groot is ten opzichte van de eenheid, mag men voor  $\frac{1}{\kappa(1+s^2)}$  in de plaats stellen  $\frac{1}{\kappa s^2}$ . Daar  $s = \frac{2\pi g}{\kappa T}$  is  $\text{tg.}^2 I \text{ Sin. } 4 H$  nagenoeg recht evenredig met den weerstand. Verder is  $\kappa_t = \kappa_0(1 + \gamma t)$  waarin  $\gamma = 0.004$ , zoodat  $\text{tg.}^2 I \text{ Sin. } 4 H$  bij  $100^\circ$  bijna anderhalf maal grooter is dan bij  $0^\circ$ . Dit strijdt met de proefnemingen.

Neemt men aan, dat  $K$  onafhankelijk van de temperatuur is, om een oordeel te verkrijgen over de verandering van  $I$  en  $H$  ieder afzonderlijk, dan kan men uit de vergelijkingen (1), (2) en (6) afleiden welke waarden  $\tau$  en  $\omega_a$  bij eene temperatuursverhooging aannemen en vervolgens met (4) en (5)  $I$  en  $H$  berekenen.

Uit (1) en (2) volgt

$$\text{tg. } 2\tau = \frac{-1}{s - \frac{K\kappa(1+s^2)}{2T}} \quad (7).$$

(6) kan men in den volgenden vorm brengen

$$\omega_a = \frac{1}{2} \frac{\sigma^2 \text{Sin. } 2\tau}{\sigma^4 + \sigma^2 - \sigma^2 \text{Cos. } 2\tau}$$

De verschillende termen kunnen nu onmiddellijk uit (1) en (2) verkregen worden. Wanneer men de waarden van  $\omega_a$  en  $\tau$  wil berekenen, bij eene temperatuursverhoging bijv. van  $100^\circ$ , dan moet er op gelet worden, dat niet alleen  $\kappa$  maar ook  $s = \frac{2 \pi g}{\kappa T}$  met de temperatuur verandert. Daar voor ijzer  $\kappa_t = \kappa_o (1 + \gamma t)$ , waarin  $\gamma = 0.004$  wordt  $\tau = 47^\circ 4'.5$  en  $\omega_a = 1^\circ 23'$ . Hieruit volgt, dat bij  $100^\circ$

$$I = 77^\circ 35' \text{ en } H = 24^\circ 14', \text{ terwijl bij } 0^\circ$$

$$I = 76^\circ 4' \text{ en } H = 27^\circ 11'.5.$$

Het hoofdazimut neemt volgens de theorie bij de verwarming af, terwijl de hoofdinvalshoek, echter niet in dezelfde mate, grooter wordt. Dit is in strijd met de waarnemingen.

Het is wel opmerkelijk, dat de gevolgtrekkingen uit de electromagnetische theorie van het licht, die steunen op den weerstand der metalen, met de feiten in tegenspraak zijn. MAXWELL <sup>1)</sup> berekende de absorptie van het licht door een goudblaadje uit den weerstand en de voortplantingssnelheid. Volgens deze berekening zou het goudblaadje het licht in nog veel sterkere mate moeten absorbeeren dan werkelijk het geval is. Bij electrolyten is het verschil tusschen de theorie en de feiten nog grooter <sup>2)</sup>. De theorie zou in deze beide gevallen beter met de werkelijkheid overeenstemmen, indien de weerstand voor dergelijke snel afwisselende stroomen als in de electromagnetische theorie de lichttrillingen zijn, grooter is dan die, welke voor standvastige stroomen wordt waargenomen. Al is echter de weerstand voor stroomen van zoo korten duur belangrijk grooter,

1) MAXWELL, Electricity and Magnetism. § 798 en v.v.

2) H. A. LORENTZ. t. a. p., pg. 155 en 156.

wat zeer waarschijnlijk is, dan zouden toch de veranderingen in I en H, zooals gemakkelijk uit de vergelijkingen (1), (2), (6) en (7) is af te leiden, ongeveer van dezelfde grootte blijven, wanneer slechts de zoo bijzonder groote veranderingelijkheid van den weerstand met de temperatuur blijft bestaan. De waarnemingen met den ijzerspiegel leeren dus, dat de weerstand tegen de electriche verschuivingen niet als de galvanische weerstand in sterke mate met de temperatuur verandert en de beide weerstanden dus geheel verschillende grootheden zijn <sup>1)</sup>.

De hier opgenoemde gevallen, waarin de electromagnetische theorie, zoo voor  $\kappa$  de galvanische weerstand wordt ingevoerd, van de werkelijkheid afwijkt, staan met elkander in nauw verband. Het eene kan uit het andere worden afgeleid. Men zou o. a. op de volgende wijze kunnen redeneeren. Volgens de electromagnetische theorie hangt de absorptie van het licht samen met een weerstand  $\kappa$ , die eene andere is dan de galvanische. De feiten leeren, dat deze absorptie vrij wel onafhankelijk is van de temperatuur, zoodat ook  $\kappa$  voor alle temperaturen ongeveer dezelfde waarde heeft. Is dit het geval, dan zal men mogen verwachten, volgens (1) en (2), dat  $\sigma$  en  $\tau$  niet met de temperatuur veranderen en dus ook het optische gedrag van de metalen onafhankelijk is van de temperatuur.

---

1) Men zou ook den weerstand kunnen splitsen in een deel, dat de waarde aangeeft bij het absolute nulpunt en een ander, dat met de temperatuur verandert. Dit voert echter tot eene zeer gedwongen verklaring.



### A F D E E L I N G III.

---

#### **Over den invloed van eene dunne oppervlaktelaag op de terugkaatsing van het licht door doorschijnende lichamen.**

64. De terugkaatsing door doorschijnende lichamen heb ik bij flintglas onderzocht. Oorspronkelijk stelde ik mij hierbij de vraag, in hoeverre stemmen de uitkomsten, welke met de verscherpte waarnemingsmethode verkregen zijn, overeen met de formules, die CAUCHY voor de phaseverschillen en de verhoudingen der amplitudines heeft opgesteld. De onderzoekingen van JAMIN en QUINCKE hadden bewezen, dat deze overeenstemming groot is, hoewel het niet te ontkennen valt, dat bij sommige waarnemingsreeksen vooral tusschen de waargenomen en berekende hersteld azimuts vrij groote verschillen bestaan. Toen echter uit de twee eerste waarnemingsreeksen, die met D licht op het eene en met F licht op het andere zijvlak van het gebruikte flintglasprisma, bleek, dat de brekingsindices, welke uit de kleinste afwijking en uit de verschijnselen bij de terugkaatsing worden afgeleid, niet minder dan 6% van elkander verschillen, werd de richting, waarin zich verder het onderzoek bewoog, eene andere. Deze is reeds in de Inleiding (pg. 6) aangegeven. De beide eerste waarnemingsreeksen leerden

ook, dat de formules van CAUCHY nog kunnen dienen, om bij dergelijke gewijzigde oppervlakken als de zijvlakken van het flintglasprisma de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines te berekenen. Nadat dit door meerdere reeksen, waargenomen met licht van verschillende breekbaarheid, waarbij de metingen over een grooter aantal invalshoeken werden uitgebreid, voldoende bevestigd was, zijn door STEINHEIL de nieuwe zijvlakken aan het prisma geslepen. De verschijnselen, die op deze zijvlakken waargenomen werden, sluiten zich geheel bij de metingen van JAMIN en QUINCKE met flintglas aan. Het verschil der brekingsindices was slechts  $0.5 \%$ .

Daar op de oude zijvlakken de figuren van MOSER waargenomen konden worden, deed zich van zelf de vraag voor, in hoeverre oefent de verdichte luchtlaag invloed uit op de verschijnselen bij de terugkaatsing. Ik heb daarom deze zijvlakken volgens de methode van WAIDELE van de aanhangende luchtlaag bevrijd; de optische eigenschappen bleven echter volkomen dezelfde. In de Inleiding is reeds vermeld, dat evenmin de invloed van de grenslagen, die aan het oppervlak van geleiders in electrolyten ontstaan, wanneer de stroom niet sterk genoeg is om eene ontleding tot stand te brengen, kon worden aangetoond. Deze proeven zijn dus in tegenspraak met hetgeen vrij algemeen wordt aangenomen.

In het eerste hoofdstuk zijn de waarnemingen met de oude zijvlakken van het flintglasprisma vermeld; in het tweede die, welke op de verdichte gaslagen en de nieuwe zijvlakken betrekking hebben. Ten slotte is in het derde hoofdstuk nagegaan, wat de waarnemingen leeren omtrent den ellipticiteitscoëfficiënt en of de onderstelling, dat er aan de oude oppervlakken eene grenslaag met andere eigenschappen heeft bestaan, hetzij door het aannemen van een geleidelijken overgang, hetzij door, uitgaande van de formules

van FRESNEL, eene enkele homogene, gewijzigde laag aan te nemen, van de verschijnselen rekenschap kan geven. Dit blijkt niet het geval te zijn, en de afwijkingen zijn zoo in het oog loopend, dat men er aan twifelen mag, of de tegenwoordige theorieën eene verklaring kunnen leveren van de lichtbeweging aan het grensvlak van twee stoffen.

---

## HOOFDSTUK I.

### **De terugkaatsing door flintglas, waarvan het oppervlak eene wijziging heeft ondergaan.**

65. Van het flintglasprisma, dat voor deze onderzoekingen is gebruikt, waren de zijvlakken volkomen vlak en goed gepolijst, zoodat er bezwaarlijk betere spiegelende oppervlakken voor dit doel te vinden zouden zijn. Gebruikt men de plaatjes, die door DUBOSCQ voor den toestel van JAMIN vervaardigd zijn, dan is de streep in den compensator nooit scherp begrensd, ten gevolge van de terugkaatsing aan het mat geslepen achtervlak. Dit had wellicht voorkomen kunnen worden door het achtervlak dof zwart te kleuren. Bij het flintglasprisma kon men echter gemakkelijk nagaan, dat een lichtbundel zelfs na een groot aantal inwendige terugkaatsingen nog niet in dezelfde richting uittrad als de direct teruggekaatste. Deze talrijke inwendige terugkaatsingen zouden bovendien den lichtbundel zoo verzwakken, dat hij in het geheel niet meer in aanmerking komt. Evenals bij het onderzoek van de metaalspiegels is er zooveel mogelijk voor gezorgd, dat de terugkaatsing steeds op hetzelfde deel van den spiegel plaats vindt. Over het zijvlak werd een spinragdraad gespannen of wel op

het flintglas een stipje schellak gebracht om een bepaald deel van het oppervlak in de as van den verdeelden cirkel te brengen. Ik heb opzettelijk aan de zijvlakken niet meer gepoetst dan noodzakelijk was. Met een schoon, fijn linnen lapje en wat alcohol zijn de zijvlakken alleen afgewreven. Het prisma is stellig reeds zeer oud. Het is een der vier prisma's van den spectroscop van KIRCHHOFF, die op het Natuurkundig Laboratorium alhier reeds een tiental jaren of langer aanwezig is en vroeger aan eene andere inrichting behoorde. Er waren op de zijvlakken verdichte luchtlagen aanwezig. Zooals men weet, hechten deze zich zeer vast aan het glas. Zij worden door het wrijven met een lapje, al is dit met alcohol bevochtigd, in het geheel niet weggedreven. Eens moest de draad om de eene of andere reden verwijderd worden. Er werd toen op het glas eene donkere streep waargenomen, die de plaats aangaf, waar vroeger de draad over het oppervlak was gespannen. Ik heb niet getracht de luchtlaag te verwijderen, omdat het nog de vraag is in hoeverre zij invloed uitoefent op het optisch gedrag van lichamen. Daar de waarnemingen een vrij langen tijd in beslag nemen, zou zich toch, al had men de luchtlaag verdreven, lucht op het glas hebben verdicht. Nu was ik althans zeker, dat het oppervlak steeds in denzelfden toestand verkeerde. Later kom ik op deze veranderingen van het oppervlak terug.

66. Er zijn zeven waarnemingsreeksen op de beide zijvlakken van het prisma verricht. Bij twee werden alleen de hoofdinvalshoek en het hoofdazimut bepaald, bij de overige ook bij verschillende invalshoeken het faseverschil en de verhouding der amplitudines gemeten. Daar de onderzoekingen van QUINCKE en vooral JAMIN's waarnemingen bewezen hadden, dat de formules van CAUCHY

de veranderingen in phase en intensiteit met eene vrij groote nauwkeurigheid weergeven, werd het niet noodig geacht deze metingen over een groot aantal invalshoeken uit te strekken. Er werden dus ter weerszijden van den hoofd-invalshoek eenige genomen waarbij het phaseverschil gelijk is aan  $\frac{1}{8} \lambda$  en  $\frac{3}{8} \lambda$ ,  $\frac{1}{16} \lambda$  en  $\frac{15}{16} \lambda$ , eene enkele maal ook die, waarvoor dit  $\frac{1}{32} \lambda$  en  $\frac{15}{32} \lambda$  bedraagt en hierbij de metingen zoo zorgvuldig mogelijk verricht. Het azimut van den invallenden lichtbundel was  $80^\circ$ , eene enkele maal  $78^\circ$ . Zooals uit n<sup>o</sup>. 30 blijkt, is bij deze azimuts de invloed van de fouten in den compensator op de metingen niet te groot en de streep tevens scherp begrensd. De toestel laat niet toe de metingen te verrichten zoowel wanneer de normaal naar de eene zijde als naar de andere gekeerd is, daar de hoeken, waarbij de elliptische polarisatie eenigermate sterk optreedt, dicht bij  $55^\circ$  liggen en de cirkelboog, waarover de kijker verplaatst kan worden, ongeveer  $140^\circ$  bedraagt. De bepalingen met de zilverspiegels hebben echter geleerd, dat de uitkomsten, die in de beide gevallen verkregen worden, niet merkbaar van elkander verschillen, zoodat de fouten, die door de waarnemingen bij twee verschillende standen van de normaal worden geëlimineerd, binnen de waarnemingsfouten liggen.

67. Ik deel bij een willekeurigen, uit eene der reeksen genomen invalshoek de verschillende instellingen mee en laat daarop voor de overige alleen de gemiddelden volgen, waaruit ten slotte het eindresultaat wordt afgeleid. De volgorde der waarnemingen is dezelfde, als bij de metaalreflexie en in n<sup>o</sup>. 40 tot in bijzonderheden aangegeven. De waarnemingen zijn verricht met licht van ongeveer dezelfde breekbaarheid als de C, D en F-streep. De golf-

lengte van het licht is met voldoende nauwkeurigheid bepaald door middel van een kleinen spectrocoop (zie n<sup>o</sup>. 6) en bij elke reeks aangegeven. Ter onderscheiding zullen de reeksen C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub>, D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, F<sub>1</sub> en F<sub>2</sub> worden genoemd, waarbij de hoofdletter ongeveer de breekbaarheid van het licht en de index het zijvlak, waarop de terugkaatsing plaats had, aangeeft.

### Reeks met D licht op het zijvlak II.

De beginpunten van telling voor de azimuths van den Polarisator en Analysator (zie n<sup>o</sup>. 40) zijn 291<sup>o</sup>.6 en 267<sup>o</sup>.4. Voor de plaatsen der strepen werd gevonden C<sub>-½λ</sub> = 53.68, C<sub>0</sub> = 39.39, C<sub>+½λ</sub> = 24.94, zoodat

$$\frac{C_0 - C_{\frac{1}{2}\lambda}}{C_{-\frac{1}{2}\lambda} - C_0} = \frac{14.45}{14.29} = 1.011.$$

Het azimuth van den invallenden bundel was 80<sup>o</sup>. Bij den invalshoek 56<sup>o</sup>25'15" werden de volgende instellingen verkregen.

### Opheffing van het phaseverschil.

Invalshoek.	Aflezing op den Polarisator 11 <sup>o</sup> .6.		31 <sup>o</sup> .6.		191 <sup>o</sup> .6.		211 <sup>o</sup> .6.		
	Analysator.	Compensator							
56 <sup>o</sup> 25'15"	46 <sup>r</sup> .76	108 <sup>o</sup> .4	46 <sup>r</sup> .54	64 <sup>o</sup> .0	46 <sup>r</sup> .64	108 <sup>o</sup> .3	46 <sup>r</sup> .62	64 <sup>o</sup> .5	
	60	108 .5	45	64 .2	76	108 .5	38	64 .5	
	67	108 .2	38	64 .7	76	108 .1	41	64 .5	
	78	108 .3	52	64 .3	58	109 .0	52	64 .5	
	46 <sup>r</sup> .70	108 <sup>o</sup> .3 <sup>5</sup>	46 <sup>r</sup> .47	64 <sup>o</sup> .3	46 <sup>r</sup> .68 <sup>5</sup>	108 <sup>o</sup> .5	46 <sup>r</sup> .48	64 <sup>o</sup> .5	
	46 <sup>r</sup> .78	287 <sup>o</sup> .5	46 <sup>r</sup> .55	243 <sup>o</sup> .8	46 <sup>r</sup> .77	288 <sup>o</sup> .7 <sup>5</sup>	46 <sup>r</sup> .52	243 <sup>o</sup> .7	
	70	287 .7 <sup>5</sup>	48	244 .2 <sup>5</sup>	60	288 .2	44	244 .0	
	70	289 .1	47	244 .9	60	288 .9	41	244 .1	
	81	288 .0	58	244 .7	72	288 .2	55	243 .5	
	46 <sup>r</sup> .75	288 <sup>o</sup> .1	46 <sup>r</sup> .52	244 <sup>o</sup> .4	46 <sup>r</sup> .67	288 <sup>o</sup> .5	46 <sup>r</sup> .48	243 <sup>o</sup> .8 <sup>5</sup>	
	Gemiddelden	46 <sup>r</sup> .72 <sup>5</sup>	288 <sup>o</sup> .2	46 <sup>r</sup> .50	244 <sup>o</sup> .3 <sup>5</sup>	46 <sup>r</sup> .68	288 <sup>o</sup> .5	46 <sup>r</sup> .48	244 <sup>o</sup> .1 <sup>5</sup>

## Aanvulling van het phaseverschil.

Invalshoek.	Aflëzing op den Polarisator 11°.6.		31°.6.		191°.6.		211°.6.		
	Analysator.	Compensator							
56°25'15"	32r.51	246°0	32r.21	110°.75	32r.46	246°.2	32r.26	111°.0	
	38	246.3	09	110.7	34	246.8	09	111.6	
	38	246.0	11	110.9	32	246.3	09	110.2 <sup>5</sup>	
	54	245.4	24	110.15	50	246.0	23	110.5	
	32r.45	245°.9	32r.16	110°.6	32r.40 <sup>5</sup>	246°.3	32r.17	110°.8 <sup>5</sup>	
	32r.50	66°.1	32r.24	290°.25	32r.43	66°.2	32r.26	290°.1	
	29	66.4	10	289.8	29	66.4	16	291.0	
	27	66.75	15	290.1 <sup>5</sup>	29	66.2	08	290.2	
	46	66.6	25	290.5	43	66.3	24	290.3	
	32r.38	66°.45	32r.18	290°.2	32r.36	66°.3	32r.18 <sup>5</sup>	290°.4	
	Gemiddelden	32r.41	246°.2	32r.17	290°.4	32r.38	246°.3	32r.18	290°.6

68. De gemiddelde waarden voor het phaseverschil en hersteld azimut, welke bij de onderscheidene invalshoeken uit de verschillende instellingen volgen, zijn:

Volg- nummer.	Invalshoek.	Phaseverschillen. Azimut van den Analysator.				Gemiddel- den.	Hersteld Azimut. Azimut van den Polarisator.				Gemid- delden.
		80°. 110°. 260°. 280°.					80°. 110°. 260°. 280°.				
XXXI	69°29'24".5	13.37 13.36 13.34 <sup>5</sup> 13.34			13.35 13.50	64.15 65.15 63.3 64.75	64°.3 <sup>5</sup>				
		13.49 13.57 13.56 13.57			13.55	62.35 64.45 63.85 64.5	64°.02 <sup>5</sup>				
XXXII	62°17'35"	12.44 12.34 12.38 12.36			12.38 12.52	44.65 45.35 44.3 45.9	45°.05				
		12.46 12.36 <sup>5</sup> 12.50 12.42 <sup>5</sup>			12.44	44.3 46.5 44.5 45.8	45°.3				
XXXIII	59°8'2".5	10.88 10.84 10.85 10.80 <sup>5</sup>			10.84 10.97	29.7 31.8 29.5 31.3	30°.6				
		10.93 <sup>5</sup> 10.82 <sup>5</sup> 10.90 10.71			10.84	30.55 31.35 29.85 31.15	30°.7				
XXXIV	56°25'15"	7.33 <sup>5</sup> 7.11 7.29 7.08 <sup>5</sup>			7.20 <sup>5</sup> 7.28	20.8 23.05 21.1 23.25	22°.05				
		7.48 7.23 7.44 7.24			7.35	21.2 23.0 21.1 23.2	22°.1				
					7.31 <sup>5</sup>		22°4'.5				

Volgnummer.	Invalshoek.	Phaseverschillen.				Gemiddelden.	Hersteld Azimut.				Gemiddelden.	
		Azimut van den Polarisator.					Azimut van den Polarisator.					
		80°.	110°.	260°.	280°.		80°.	110°.	260°.	280°.		
XXXV	56°21'18"	7.17	7.07	7.11	6.96	7.08	7.16	21.1	23.8	21.3	23.25	22°35
		7.31	7.13	6.99 <sup>5</sup>	7.25		7.17	21.3	23.25	22.8	21.5	22°2
XXXVI	53°46'32"	3.58 <sup>5</sup>	3.55	3.64	3.55	3.58	3.62	27.7	30.95	28.2	31.1	22°16'.5
		3.61 <sup>5</sup>	3.52	3.80	3.60		3.60 <sup>5</sup>	28.8 <sup>5</sup>	31.0 <sup>5</sup>	28.75	30.7	29°5
XXXVII	50°22'37"	1.76 <sup>5</sup>	1.74 <sup>5</sup>	1.83 <sup>5</sup>	1.79 <sup>5</sup>	1.78 <sup>5</sup>	1.80	42.5	46.9	42.9	46.7	29°6.5
		1.74 <sup>5</sup>	1.68	1.85	1.76 <sup>5</sup>		1.76 <sup>5</sup>	43.2	46.3	43.6	46.5	29°34'.5
XXXVIII	46°1'4"	0.97	0.94	1.00 <sup>5</sup>	0.93 <sup>5</sup>	0.96	0.97	56.2	59.8	56.8 <sup>5</sup>	60.3	44°9
		0.90	0.86	0.93	0.92		0.90	56.7	58.8	59.6 <sup>5</sup>	57.4	44°49'.5
						0.93 <sup>5</sup>						58°3
												58°1
												48°12'

Daar  $a_{\lambda} = 7r.22^5$  volgt door interpolatie uit de waarnemingen XXXIV en XXXV, dat

$$I = 56^{\circ}23'21'' \quad H_1 = 22^{\circ}11'.7$$

Deze  $H_1$  is niet het werkelijke Hoofdazimut. Noem dit  $H$ , dan is, daar het azimut van den invallenden lichtbundel  $80^{\circ}$  is,  $\text{tg } H_1 = \text{tg } H \times \text{tg } 80^{\circ}$ . Met deze waarden van  $I$  en  $H$  zijn door middel der formules van CAUCHY de phaseverschillen en hersteld azimuts bij de verschillende invalshoeken bepaald. Deze formules zijn

$$\text{tg } 2R = \frac{k^2 - 1}{k^2 + 1} \text{tg } 2I,$$

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{\text{Sin.}^2 I \text{tg } (I + R) \text{tg } (I - R)},$$

$$\text{tg}^2 \omega = \frac{\text{Cos.}^2 (i + r) + \varepsilon^2 \text{Sin.}^2 i \text{Sin.}^2 (i + r)}{\text{Cos.}^2 (i - r) + \varepsilon^2 \text{Sin.}^2 i \text{Sin.}^2 (i - r)},$$

$$\text{tg } \delta = \frac{\varepsilon \text{Sin. } i [\text{tg } (i + r) + \text{tg } (i - r)]}{1 - \varepsilon^2 \text{Sin.}^2 i \text{tg } (i + r) \text{tg } (i - r)}.$$



Hierin is  $k = \operatorname{tg} H$ , de verhouding der amplitudines bij den hoofdinvalshoek, wanneer het azimut van den invalenden lichtbundel  $45^\circ$  is,  $\omega$  het hersteld azimut en  $\delta$  het phaseverschil bij den hoek  $i$ .  $\varepsilon$  is de ellipticiteitscoëfficiënt. Met  $n = \frac{\operatorname{Sin. I}}{\operatorname{Sin. R}}$  wordt uit elken  $i$   $r$  verkregen. De waargenomen en berekende waarden zijn in de volgende tabel bijeengevoegd.

Reeks met D licht op het zijvlak II.

$$\lambda = 5.89 \times 10^{-4} \text{ m.M. } I = 56^\circ 23' 11''. H = 4^\circ 6' 53''. a_{\frac{1}{2}\lambda} = 7^r.22^s.$$

Volgnummer.	Invalshoek.	Phaseverschil.			Verschil in $\frac{\lambda}{4}$ .		Hersteld Azimut.			Verschil.	
		Waargenomen.	Berekend.		CAUCHY.	GREEN.	Waargenomen.	Berekend.		CAUCHY.	GREEN.
			CAUCHY.	GREEN.				CAUCHY.	GREEN.		
XXXI	$69^\circ 30' 52''$	13.52 <sup>5</sup>	13.61	13.70	-0.012	-0.024	$20^\circ 2' 5$	$20^\circ 12'$	$20^\circ 7'$	-10'	-5'
XXXII	$62^\circ 18' 44''.5$	12.48	12.53	12.63	-0.007	-0.021	$10^\circ 4'$	$10^\circ 6'$	$9^\circ 59'$	-2'	+5'
XXXIII	$59^\circ 9' 12''$	10.90 <sup>5</sup>	10.94	11.00	-0.005	-0.013	$5^\circ 57' 5$	$5^\circ 59'$	$5^\circ 54'$	-1'.5	+3'.5
XXXIV	$56^\circ 26' 24''.5$	7.31 <sup>5</sup>	7.31	7.31	+0.000	+0.000	$4^\circ 5' 5$	$4^\circ 7'$	$4^\circ 7'$	-1'.5	-1'.5
XXXV	$56^\circ 21' 18''$	7.16 <sup>5</sup>	7.17	7.17	-0.000	-0.000	$4^\circ 8'$	$4^\circ 7'$	$4^\circ 7'$	+1'	+1'
XXXVI	$53^\circ 46' 32''$	3.61	3.59	3.67	+0.003	-0.008	$5^\circ 43'$	$5^\circ 44'$	$5^\circ 49'$	-1'	-6'
XXXVII	$50^\circ 22' 37''$	1.78	1.81	1.94	-0.004	-0.022	$9^\circ 56'$	$10^\circ 2'$	$10^\circ 8'$	-6'	-12'
XXXVIII	$46^\circ 1' 4''$	0.93 <sup>5</sup>	1.02	1.17	-0.013	-0.033	$15^\circ 53'$	$15^\circ 58'$	$16^\circ 4'$	-5'	-11'

$$n = 1.5087 \quad \varepsilon = 0.0796. \quad I + R = 89^\circ 53' 38''.$$

De hersteld azimuts, die in de 8ste, 9de en 10de kolom zijn opgegeven, gelden voor het geval, dat de amplitudines der componenten in den invallenden lichtbundel aan elkander gelijk zijn.

69. De overige waarnemingsreeksen hebben de volgende waarden voor het phaseverschil en hersteld azimut bij de verschillende invalshoeken opgeleverd.

Reeks D<sub>1</sub>. λ = 5.29 × 10<sup>-4</sup> m.M.

$$C_{-\frac{1}{2}\lambda} = 53^r.46, C_0 = 39^r.16, C_{+\frac{1}{2}\lambda} = 24.70. \frac{C_0 - C_{\frac{1}{2}\lambda}}{C_{-\frac{1}{2}\lambda} - C_0} = 1.011.$$

Volg-nummer.	Invalshoek.	Phaseverschillen. Azimut van den Polarisator.				Gemiddelden.		Hersteld Azimut. Azimut van den Analysator.				Gemiddelden.
		78°	102°	258°	282°			78°	102°	258°	282°	
XXXIX	59°9'46"	10.74	10.86	10.56	10.73	10.72	10.84	25.0	24.8	24.9	24.1	24° 7'
		10.73	10.96	10.66	10.77		10.78	25.5	24.8	25.5	24.4	25° 05'
							10.81					
XL	56°38'31"	7.34 <sup>5</sup>	7.45	7.13	7.24	7.29	7.37	19.6	17.0	19.3	16.8	18° 2'
		7.41	7.62	7.32	7.56		7.48	17.3	19.2	17.1	19.5	18° 3'
							7.42					
XLI	56°34'15"	7.13	7.21	6.86	7.17	7.09	7.16	19.4	17.0	19.1	17.3	18° 2'
		7.12	7.46	7.09	7.43		7.28	18.8	17.4	18.9	17.4	18° 1'
							7.22					
XLII	54°16'58"	3.78	3.82	3.68	3.77	3.76	3.80	22.2	25.4	21.9	25.3	23° 7'
		3.78	3.98	3.67 <sup>5</sup>	3.85 <sup>5</sup>		3.82	24.9	21.9	24.9	22.2	23° 5'
							3.81					

Reeks F<sub>2</sub>. λ = 4.84 × 10<sup>-4</sup> m.M.

$$C_{\frac{1}{2}\lambda} = 27^r.68, C_0 = 39^r.21, C_{-\frac{1}{2}\lambda} = 50.72. \frac{C_0 - C_{\frac{1}{2}\lambda}}{C_{-\frac{1}{2}\lambda} - C_0} = 1.003.$$

		80° 100° 260° 280°						80° 100° 260 280°				
		80°	100°	260°	280°			80°	100°	260	280°	
XLIII	58°19'59"	8.66	8.63	8.67	8.49	8.61	8.64	31.8	30.0	30.8	29.6	30° 55'
		8.70	8.49	8.66	8.48		8.58	31.45	29.2	31.1	29.4	30° 3'
							8.61					
XLIV	55°50'30"	5.88	5.75	6.09	5.99	5.92	5.93 <sup>5</sup>	21.9	23.5	21.35	23.3	22° 5'
		6.04	5.76	6.18	5.90		5.97	21.1	23.8	21.5	24.1	22° 6'
							5.95					
XLV	55°42'12" <sup>5</sup>	5.73	5.64	5.74	5.72	5.71	5.73	20.45	23.2	20.7	23.6	22° 0'
		5.80	5.54	5.81	5.55		5.67 <sup>5</sup>	21.2	23.0	21.0	22.8	22° 0'
							5.70					
XLVI	55°35'45"	5.67	5.52	5.77	5.66	5.66	5.68	21.3 <sup>5</sup>	23.6	21.45	24.0	22° 3'
		5.62	5.44	5.73	5.55		5.59	20.6	24.4	21.15	24.0	22° 5'
							5.63					
XLVII	53°34'57" <sup>5</sup>	3.21 <sup>5</sup>	3.13 <sup>5</sup>	3.32	3.06	3.18	3.19	25.7	29.0	26.4	28.95	27° 5'
		3.24	3.02 <sup>5</sup>	3.24	3.24		3.19	25.5	29.6	26.7	28.8	27° 06 <sup>5</sup>
							3.16					

Reeks C<sub>2</sub>, λ = 6.57 × 10<sup>-4</sup> m.M.

$$C_{\frac{1}{2}\lambda} = 23^r.07. \quad C_0 = 39^r.13. \quad C_{-\frac{1}{2}\lambda} = 55^r.16. \quad \frac{C_0 - C_{\frac{1}{2}\lambda}}{C_{-\frac{1}{2}\lambda} - C_0} = 1.0019.$$

Volgnummer.	Invalshoek.	Phaseverschillen. Azimut van den Polarisator				Gemiddelden.	Hersteld Azimut. Azimut van den Polarisator				Gemiddelden.	
		80°	100°	260°	280°		80°	100°	260°	280°		
XLVIII	71°26'23"	15.17	15.27	15.26	15.15 <sup>5</sup>	15.21	15.24	67.5	67.0	66.05	67.7	67°0.1
		15.18	15.23 <sup>5</sup>	15.23	15.24	15.22	67.25	67.2	66.9	67.3	67°0.2	
XLIX	58°59'56"	11.85	11.88	11.86	11.78	11.84	11.86	29.1	30.65	28.4	29.8	29°0.5
		11.85	11.87	11.89	11.80	11.85	29.2	30.5	29.0	29.6	29°0.6	
L	56°34'6"	8.16	8.02	8.05	7.92	8.04	8.05	21.8	22.95	21.7	23.65	22°0.5
		8.14	7.96 <sup>5</sup>	8.03	7.81	7.99	22.7	21.9	22.2	22.2	22°0.15	
LI	56°33'9"	7.97	7.91	8.20	8.03	8.03	8.04	20.95	22.9	20.55	23.35	21°0.9
		8.05	7.97 <sup>5</sup>	8.22 <sup>5</sup>	8.05	8.07 <sup>5</sup>	21.7	21.9	21.4	22.25	21°0.8	
LII	56°30'10"	7.80 <sup>5</sup>	7.70	7.75	7.77	7.75	7.76	20.35	22.3	20.2	22.9	21°0.4
		7.80	7.62	7.72	7.68	7.71	21.7	21.9	21.35	22.2	21°0.6	
LIII	53°54'45"	4.11	3.98 <sup>5</sup>	4.02	3.83	3.98 <sup>5</sup>	3.99	28.4	31.7	28.75	31.8	30°0.2
		3.87	3.84	3.99	3.97 <sup>5</sup>	3.92	29.5	29.7	29.6	30.9	29°0.9	
						3.95 <sup>5</sup>						30°0.3'

Reeks D<sub>2</sub>, λ = 5.82 × 10<sup>-4</sup> m.M.

$$C_{\frac{1}{2}\lambda} = 24^r.84^5. \quad C_0 = 39^r.13. \quad C_{-\frac{1}{2}\lambda} = 53^r.41. \quad \frac{C_0 - C_{\frac{1}{2}\lambda}}{C_{-\frac{1}{2}\lambda} - C_0} = 1.000.$$

LIV	56°22'43"	7.48	7.44	7.31	7.16	7.37	7.37	21.3	23.1	21.65	23.8	22°0.5
		7.56	7.39 <sup>5</sup>	7.29 <sup>5</sup>	7.07 <sup>5</sup>	7.33	21.95	23.9	22.5	23.25	22°0.9	
LV	56°18'51"	7.25	7.19	7.06	6.91	7.10	7.10	21.45	23.75	20.8	23.9	22°0.5
		7.49 <sup>5</sup>	7.17 <sup>5</sup>	7.16 <sup>5</sup>	6.94 <sup>5</sup>	7.19 <sup>5</sup>	22.4	22.85	21.7	23.05	22°0.5	
LVI	50°22'38"	1.84	1.80	1.72 <sup>5</sup>	1.66 <sup>5</sup>	1.76	1.76	42.95	45.85	42.65	47.0	44°0.6
		1.94 <sup>5</sup>	1.90 <sup>5</sup>	1.82	1.76	1.85 <sup>5</sup>	43.35	44.85	43.25	45.15	44°0.15	
LVII	42°53'35"	0.69	0.57	0.72	0.67	0.66	0.66	62.8	65.1	63.15	65.7 <sup>5</sup>	64°0.2
		0.73 <sup>5</sup>	0.80 <sup>5</sup>	0.59 <sup>5</sup>	0.69 <sup>5</sup>	0.71	64.9	62.9	65.4	62.5	63°0.85	
						0.68 <sup>5</sup>						64°0.2'

Verder zijn er nog eenige waarnemingen verricht om op het zijvlak 1 voor C en F licht den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut te bepalen. Hier werden bij elken stand van den Polarisator slechts twee instellingen gedaan. Van deze beide reeksen deel ik alleen de resultaten mee. In de twee volgende tabellen vindt men wat de waarneming en de berekening voor de verschillende grootheden opleverden en vervolgens de waarden van den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut voor de onderscheidene kleuren.

Volgnummer.	Invalshoek.	Phaseverschil.			Verschil in $\frac{\lambda}{4}$ .		Hersteld Azimut.			Verschil.	
		Berekend.		GREEN	CAUCHY	GREEN	GREEN	Berekend.		CAUCHY	GREEN
		Waar- genomen.	CAUCHY					Waar- genomen.	CAUCHY		
Reeks D <sub>1</sub> .											
XXXIX*	59°9'46"	10.81	10.86	10.92	-0.007	-0.015	5°38'	5°42'	5°37'	-4'	+1'
XL*	56°38'31"	7.42	7.35	7.36	+0.008	+0.008	4°1'	3°59'	3°59'	+2'	+2'
XLI*	56°34'15"	7.22	7.22	7.22	-0.000	-0.000	3°59'	3°59'	3°59'	-0'	-0'
XLII*	54°16'58"	3.82 <sup>3</sup>	3.83	3.90	-0.001	-0.010	5°17'	5°18'	5°23'	-1'	-6'
Reeks F <sub>2</sub> .											
XLIII*	58°19'50"	8.60	8.62	8.67	-0.003	-0.012	5°55'	5°48'	5°43'	+7'	+12'
XLIV*	55°50'32".5	5.95	5.91	5.91	+0.007	+0.007	4°11'	4°7'	4°6'	+4'	+5'
XLV*	55°42'15"	5.70	5.71	5.71	-0.002	-0.002	4°4'.5	4°6'	4°6'	-1'.5	-1'.5
XLVI*	55°35'47".5	5.63	5.57	5.57	+0.010	+0.010	4°9'	4°6'	4°7'	+3'	+2'
XLVII*	53°34'57".5	3.19	3.20	3.25	-0.002	-0.010	5°16'	5°16'	5°21'	-0'	-5'
Reeks C <sub>2</sub> .											
XLVIII	71°26'33"	15.23	15.27	15.36	-0.005	-0.016	22°42'	22°36'	22°31'	+6'	+11'
XLIX*	58°59'56"	11.85 <sup>3</sup>	11.84	11.91	+0.002	-0.007	5°43'	5°37'	5°32'	+6'	+11'
L*	56°34'6"	8.02	8.04	8.04	-0.003	-0.003	4°8'	4°6'	4°6'	+2'	+2'
LI*	56°33'9"	8.06	8.01	8.01	-0.006	-0.006	4°3'	4°6'	4°6'	-3'	-3'
LII*	56°30'10"	7.73	7.92	7.92	-0.024	-0.024	3°58'	4°6'	4°6'	-8'	-8'
LIII*	53°54'45"	3.95 <sup>3</sup>	3.95	4.04	-0.000	-0.011	5°49'	5°45'	5°50'	+4'	-1'
Reeks D <sub>2</sub> .											
XLIV*	56°22'43"	7.35	7.26	7.26	+0.010	+0.010	4°13'	4°13'	4°12'	-0'	+1'
LV*	56°18'51"	7.15	7.14 <sup>5</sup>	7.14 <sup>5</sup>	-0.000	-0.000	4°11'	4°11'	4°11'	-0'	-0'
LVI	50°22'38"	1.81	1.84	1.97	-0.004	-0.022	9°47'	9°57'	10°4'	-10'	-17'
LVII	42°53'35"	0.68 <sup>3</sup>	0.75	0.91	-0.009	-0.032	19°54'	19°58'	20°4'	-4'	-10'

De waarden van I en H voor C en D en F licht.

Zijvlak 1.	$\lambda$	I	H	$\varepsilon$	$n_r$	$n_d$	$a_{\lambda}$	I + R
LVIII C <sub>1</sub>	$6.57 \times 10^{-4}$ m.M.	56°50'	3°56'	0.0755	1.5258	1.6117	8.03	89°54'1"
Reeks D <sub>1</sub>	$5.90 \times 10^{-4}$	56°34'28"	3°59'13"	0.0767	1.5192	1.6167	7.23	89°53'56"
LIX F <sub>1</sub>	$4.86 \times 10^{-4}$	55°58'	4°13'	0.0825	1.4847	1.6285	5.88	89°53'30"
Zijvlak 2.								
Reeks C <sub>2</sub>	$6.57 \times 10^{-4}$	56°33'39"	4°5'55"	0.0789	1.5186	1.6117	8.03	89°53'36"
D <sub>2</sub>	$5.89 \times 10^{-4}$	56°23'21"	4°6'53"	0.0796	1.5087	1.6167	7.22 <sup>5</sup>	89°53'38"
D' <sub>2</sub>	$5.82 \times 10^{-4}$	56°18'39"	4°10'31"	0.0809	1.5043	1.6172	7.14	89°53'28"
F <sub>2</sub>	$4.84 \times 10^{-4}$	55°44'34"	4°6'23"	0.0808	1.4721	1.6287	5.76 <sup>5</sup>	89°53'56"

### Vergelijking van de waarnemingen met de formules van Cauchy.

70. Het eerst zijn de reeksen D<sub>1</sub> en F<sub>2</sub> verricht om te zien in hoeverre de grootere verschillen, die bij de onderzoekingen van JAMIN en QUINCKE voorkomen tusschen de waargenomen en volgens CAUCHY's formules berekende grootheden, een gevolg zijn van fouten aan de methode van waarneming eigen. Toen hieruit bleek, dat de brekingsindex, welke uit den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut wordt afgeleid, niet alleen vrij wat verschilde van die, welke uit de kleinste afwijking wordt gevonden, maar ook voor F licht kleiner was dan voor D licht, zijn op het zijvlak II de reeksen C<sub>2</sub> en D'<sub>2</sub> verricht<sup>1)</sup>. Ten einde ook voor het zijvlak I den loop van dezen brekingsindex te kennen, heb ik deze waarnemingen later aangevuld met de bepaling van den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut voor C en F licht op het zijvlak I. De reeks D<sub>2</sub> werd voorname-lijk verricht om bij verschillende invalshoeken het phaseverschil en de verhouding der amplitudines te meten. In

1) De lichtsoort, welke bij deze reeks gebruikt is, ligt iets meer naar de violette zijde van het spectrum dan de D streep en is ter onderscheiding D' genoemd.

n<sup>o</sup>. 20 is reeds aangegeven, dat de waarnemingen bij de reeks C<sub>2</sub> op andere wijze dan bij de overige reeksen geschieden. De as van den kijker in het beweegbare tap-leger werd steeds in de richting van het teruggekaatste licht geplaatst, zoodat deze lichtstralen, ten gevolge van de afwijking door den Polarisator, nu alleen in eene richting loodrecht op het invalsvlak van de as van den Compensator en Analysator afweken. In de tabel van n<sup>o</sup>. 69 geeft n<sub>r</sub> den brekingsindex aan, welke uit den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut is afgeleid. Na elke waarnemingsreeks werd voor de lichtsoort, die hierbij gebruikt was, de kleinste afwijking bepaald. De brekingsindex, welke hieruit volgde, is door n<sub>d</sub> aangegeven.

De hoofdinvalshoek en het hoofdazimut zijn door interpolatie uit de bepalingen bij twee invalshoeken, waarvoor het phaseverschil zeer dicht bij  $\frac{1}{4} \lambda$  ligt, afgeleid. Deze hoeken verschillen meestal 4', slechts in een geval 8'. Binnen zulke enge grenzen kan het interpoleeren zonder eenig bezwaar geschieden, daar in de buurt van den hoofdinvalshoek het phaseverschil wel zeer snel maar binnen 4' à 8' regelmatig verandert. Dit blijkt duidelijk uit de graphische voorstellingen van den loop dezer grootheid, die men bij QUINCKE<sup>1)</sup> kan vinden. Het hersteld azimut is in de nabijheid van den hoofdinvalshoek een minimum, dus slechts aan geringe veranderingen onderhevig.

Neemt men de verschillende metingen, 27 in aantal, bij elkander, dan blijkt het, dat men de gemiddelde fout in de bepalingen van het phaseverschil en hersteld azimut achtereenvolgens  $0.005 \frac{\lambda}{4}$  en 3' mag stellen en het gemiddelde

1) QUINCKE. Ueber die elliptische Polarisation des Lichtes bei gewöhnlicher Reflexion. Pogg. Ann. plaat XI.

verschil tusschen de waargenomen en berekende grootheden bij het phaseverschil  $0.005 \frac{\lambda}{4}$ , bij het hersteld azimut  $4'.5$  draagt. Beschouwt men hierdoor de formules van CAUCHY als bewezen, dan vindt men, de waarnemingen bij de verschillende invalshoeken met uitsluiting van die, welke onmiddellijk aan den hoofdinvalshoek grenzen (XXXV, XLI, XLV, L, LV) bij elkander nemend, voor de gemiddelde fout in het phaseverschil en hersteld azimut  $0.0065 \frac{\lambda}{4}$  en  $4'$ . Op dezelfde wijze als dit met de waarnemingen op de zilver spiegels is geschied, kunnen de verschillen bij de invalshoeken, waarvoor het phaseverschil ongeveer dezelfde waarde heeft, bij elkander gevoegd worden. Men verkrijgt dan het volgende.

	Waargenomen — Berekend Phaseverschil.	Gemiddeld in $\frac{\lambda}{4}$ .		Waargenomen — Berekend Hersteld Azimut.	Gemiddeld.	
		CAUCHY.	GREEN.		CAUCHY.	GREEN.
Phaseverschil ongeveer	$\frac{15}{32} \lambda$	- 0.013,	- 0.013	- 0.024	- 10',	- 10' - 5'
	$\frac{7}{16} \lambda$	- 0.007, - 0.005;	- 0.006	- 0.018 <sup>5</sup>	- 2', +6',	+2' +8'
	$\frac{3}{8} \lambda$	- 0.005, - 0.007, - 0.003, +0.002;	- 0.003	- 0.012	- 1'.5, - 4', +7', +6';	+2' +7'
	$\frac{1}{4} \lambda$	- 0.000, - 0.000; - 0.000, +0.008; +0.010, - 0.002, +0.007; - 0.003, - 0.006, +0.024; - 0.000, +0.010;	0.000	0.000	- 1'.5, +1'.5; - 0', +2'; +3', - 4'.5, +4'; - 2', - 3', - 8'; - 0', +0';	- 0' 0'
	$\frac{1}{8} \lambda$	+0.003, - 0.001, - 0.002, - 0.000;	0.000	- 0.010	- 1', - 1', - 2', +4';	+0' - 4'.5
	$\frac{1}{16} \lambda$	- 0.004, - 0.004;	- 0.004	- 0.022	- 6', - 10';	- 8' - 14'.5
	$\frac{1}{32} \lambda$	- 0.013, - 0.009;	- 0.010 <sup>5</sup>	- 0.032 <sup>5</sup>	- 5', - 4';	- 4'.5 - 10'.5

71. Gaat men de onderzoekingen van JAMIN <sup>1)</sup> en QUINCKE <sup>2)</sup> na over de terugkaatsing door doorschijnende lichamen, dan blijkt het, dat de gemiddelde verschillen tusschen de waargenomen en berekende groottheden dáar grooter zijn. Bij de zes waarnemingsreeksen van JAMIN met realgar, loodglans, diamant, flintglas, gewoon glas en vloeispaath bedragen zij achtereenvolgens voor de phaseverschillen 0.015, 0.011, 0.010, 0.026, 0.018 en  $0.014 \frac{\lambda}{4}$ , dus gemiddeld  $0.016 \frac{\lambda}{4}$  en voor de hersteld azimuts 21', 15', 11', 14', 15' en 7', gemiddeld 14' <sup>3)</sup>). Deze verschillen zijn bij QUINCKE voor flintglas en crownglas achtereenvolgens  $0.012 \frac{\lambda}{4}$  en 20',  $0.065 \frac{\lambda}{4}$  en 13'. Hieruit blijkt dat de waarnemingen met het flintglasprisma zich beter aan CAUCHY'S formules aansluiten dan de metingen van JAMIN en QUINCKE. Dit geldt vooral voor de hersteld azimuts, wat ongetwijfeld een gevolg daarvan is, dat de verschillende deelen van den compensator zooveel mogelijk in den juiststen stand ten opzichte van elkander zijn gebracht. De hier bereikte nauwkeurigheid is grooter, en wat vooral opmerking verdient, verschillen, die zoo groot zijn dat de overeenstemming tusschen de waarneming en berekening niet meer voldoende kan heeten, blijven geheel achterwege. Bij JAMIN klimmen de verschillen tot  $0.08 \frac{\lambda}{4}$  en 50', bij QUINCKE in de reeks met flintglas tot  $0.04 \frac{\lambda}{4}$  en 45'. Bij

1) JAMIN. Ann. de Chim. et de Phys., Sér. III, T. 29.

2) QUINCKE. Pogg. Ann. 128.

3) Men moet hierbij in het oog houden, dat de phaseverschillen bij JAMIN in deelen van eene halve golfengte zijn opgegeven.



de bepalingen met crown glas is zelfs in 5 gevallen het onderscheid tusschen de berekende en waargenomen phaseverschillen grooter dan  $0.1 \frac{\lambda}{4}$ .

Verder kan ik er hier op wijzen, dat de bepalingen van het hersteld azimut bij de terugkaatsing door doorschijnende lichamen slechts schijnbaar beter met CAUCHY's formules overeenstemmen dan bij de terugkaatsing door metalen <sup>1)</sup>. De waarden, die hier en ook bij JAMIN en QUINCKE voor de hersteld azimuts zijn opgegeven, stellen geene waargenomen grootheden voor. Men neemt waar het hersteld azimut, zoo de invallende lichtbundel in een vrij groot azimut gepolariseerd is. Zij  $\beta$  het waargenomen hersteld azimut,  $\alpha$  het azimut van den Polarisator, dan wordt de hoek  $\omega$ , waarvan de tangens de verhoudingen der amplitudines aangeeft, bepaald door  $\text{tg } \omega = \frac{\text{tg } \beta}{\text{tg } \alpha}$ . Daar  $\alpha$  niet ver van  $90^\circ$  ligt, zijn de verschillen tusschen de berekende en uit de waarnemingen afgeleide  $\omega$ 's, vooral zoo deze grootheid klein is, veel geringer dan die tusschen de berekende en waargenomen  $\beta$ 's. Zoo is bij mijne metingen  $\beta_{\text{waargenomen}} - \beta_{\text{berekend}}$  gemiddeld  $11'.5$ , dus vrij wat grooter dan de gemiddelde waarde van  $\omega_{\text{berekend}} - \omega_{\text{waargenomen}}$  of  $3'.5$ . De overeenstemming met CAUCHY's uitdrukking voor het hersteld azimut is dus niet zooals F. EISENLOHR meent, bij de terugkaatsing door metalen, maar hier geringer. Wanneer men nagaat, op welke wijze  $\omega$  uit de waarnemingen wordt verkregen, dan kan men bezwaarlijk de waarnemingen, waarbij  $\omega_{\text{berekend}} - \omega_{\text{waargenomen}}$   $20'$  en meer

1) F. EISENLOHR. Ableitung der Formeln für die Intensität des an der Oberfläche zweier isotropen Mittel gespiegelten, gebrochenen und gebeugten Lichtes. Pogg. Ann. 104, pg. 373.

bedraagt, als eene voldoende bevestiging van CAUCHY's formule beschouwen. Zoo was bij de reeks van JAMIN met glas <sup>1)</sup> voor  $i = 57^\circ \omega$  waargenomen —  $\omega$  berekend  $= 1^\circ 36' - 1^\circ 12' = 24'$ , terwijl  $\beta$  waargenomen —  $\beta$  berekend  $= 14^\circ 53' - 11^\circ 16' = 3^\circ 37'$ . Wel merkt JAMIN <sup>2)</sup> op, dat, hoewel er in  $\beta$  eene groote fout kan schuilen, de fout in  $\omega$ , daar men door  $\text{tg } \alpha$  moet deelen, veel geringer wordt, maar het is duidelijk dat dit slechts van de absolute waarde der fout geldt. Hare betrekkelijke waarde blijft dezelfde en de  $\omega$ 's zijn niet nauwkeuriger dan de  $\beta$ 's.

72. QUINCKE vereenvoudigt voor de berekening de formules van CAUCHY. In plaats van

$$\text{tg } \phi = \frac{\varepsilon \text{Sin. } i [\text{tg}(i+r) + \text{tg}(i-r)]}{1 - \varepsilon^2 \text{Sin.}^2 i \text{tg}(i+r) \text{tg}(i-r)}$$

gebruikte hij  $\text{tg } \phi = \varepsilon \text{Sin. } i \text{tg}(i+r)$  en voor

$$\text{tg}^2 \omega = \frac{\text{Cos.}^2(i+r) + \varepsilon^2 \text{Sin.}^2 i \text{Sin.}^2(i+r)}{\text{Cos.}^2(i-r) + \varepsilon^2 \text{Sin.}^2 i \text{Sin.}^2(i-r)}$$

$$\text{tg}^2 \omega = \frac{\text{Cos.}^2(i+r)}{\text{Cos.}^2(i-r)} \left( 1 - \varepsilon^2 \text{Sin.}^2 i \text{tg.}^2(i+r) \right).$$

Is echter  $\text{tg}(i+r)$  zeer groot, dan gaat de uitdrukking van CAUCHY niet over in  $\varepsilon \text{Sin. } i \text{tg}(i+r)$ , maar in  $-\frac{1}{\varepsilon \text{Sin. } i \text{tg}(i-r)}$ . Deze vorm levert werkelijk in het opgenoemde geval het phaseverschil met de vereischte nauwkeurigheid. De vereenvoudigde formule geeft, zoo de hoofdinvalshoek kleiner is dan de polarisatiehoek, voor hoeken tusschen deze beide een phaseverschil kleiner dan  $90^\circ$ , terwijl het grooter dan  $90^\circ$  is. Ten einde den invloed van

1) JAMIN. Ann. de Chim, et de Phys., Sér. III, T. 29, pg. 299.

2) JAMIN. t. a. p., pg. 275.

de vereenvoudiging op de berekende grootheden na te gaan heb ik voor de reeks  $D_1$  de grootheden met de vereenvoudigde en niet vereenvoudigde formules berekend.

Invalshoek	Phaseverschil.			Hersteld Azimut.			
	Waarge- nomen.	Berekend volgens		Waarge- nomen.	Berekend volgens		
		CAUCHY	QUINCKE		CAUCHY	QUINCKE	
59° 9' 46"	10.81	10.86	10.72	10.79	5° 38'	5° 42'	5° 42'
56° 38' 31"	7.42	7.35	7.22	7.22	4° 1'	3° 59'	3° 59' 30"
56° 34' 15"	7.22	7.22 <sup>s</sup>	7.10	7.10	3° 59'	3° 59'	3° 59' 18"
54° 16' 58"	3.82 <sup>s</sup>	3.83	3.72	3.77	5° 17'	5° 18'	5° 18'

De grootheden in de vijfde kolom zijn berekend met  $\text{tg } \phi = \text{Sin. } i \{ \text{tg } (i + r) + \text{tg } (i - r) \}$ . De phaseverschillen, die met de vereenvoudigde en niet vereenvoudigde formules berekend zijn, wijken niet alleen in de buurt van den hoofdinvalshoek maar ook bij andere hoeken ongeveer

$0.038 \frac{\lambda}{4}$  en meer van elkander af. Bij nauwkeurige metin-

gen mag deze grootheid niet verwaarloosd worden. De bepalingen van de hersteld azimuts zijn niet zoo nauwkeurig, dat het gebruik der vereenvoudigde formules hier een merkbaaren invloed uitoefent. Is de ellipticiteitscoëfficiënt kleiner, dan zal natuurlijk ook de invloed, dien het weglaten van den term  $\varepsilon^2 \text{Sin.}^2 i \text{tg } (i + r) \text{tg } (i - r)$  in den noemer en het verwaarloozen van  $\text{tg } (i - r)$  ten opzichte van  $\text{tg } (i + r)$  uitoefenen, geringer zijn.

73. Voor den ellipticiteitscoëfficiënt  $\varepsilon$  vindt men uit de metingen met het flintglas ongeveer 0.08. Zulk eene groote waarde van  $\varepsilon$  heeft JAMIN slechts bij stoffen als Realgar aangetroffen. Zoekt men in de tabel van JAMIN deze groot-

heid op voor flintglas, dat ongeveer denzelfden brekingsindex heeft als het hier gebruikte, dan vindt men  $\varepsilon = 0.012$ . Wat verder den loop van het verschijnsel aangaat, dit is geheel in overeenstemming met hetgeen JAMIN hierover opgeeft. Het hoofdazimut is grooter en in verband daarmee liggen de grenzen, waarbinnen nog eene merkbare elliptische polarisatie optreedt, meer uiteen. Zoo verschillen hier de hoeken, waarbij het phaseverschil  $\frac{1}{32} \lambda$  en  $\frac{15}{32} \lambda$  is,  $23^\circ.5$  en bij eene waarnemingsreeks van JAMIN met flintglas, waarvoor  $\varepsilon = 0.017$ ,  $6^\circ.5$ . Om eene nauwkeurige waarde van  $\varepsilon$  uit de proeven af te leiden, gebruikte JAMIN<sup>3)</sup> een rekenwijze, die daarop berust, dat in de uitdrukking voor het phaseverschil

$\Phi = \Phi_i + \Phi_{ii}$ ,  $\Phi_i = \varepsilon \text{ Sin. } i \text{ tg } (i + r)$ ,  $\Phi_{ii} = \varepsilon \text{ Sin. } i \text{ tg } (i - r)$  voor invalshoeken, waarbij  $\Phi$  nog eene merkbare waarde heeft,  $\Phi_{ii}$  zeer klein is ten opzichte van  $\Phi$ , en nooit grooter dan  $10'$  à  $20'$  kan zijn. Bij eene waarnemingsreeks heb ik eenige waarden van  $\Phi_{ii}$  bepaald. Deze waren ongeveer  $1^\circ 30'$ .  $\Phi_{ii}$  is dus hier niet zoo klein ten opzichte van  $\Phi$ . Bovendien is het hersteld azimut  $\omega$  bij den hoofdinvalshoek met zorg uit twee volledige waarnemingen bepaald, zoodat de fouten, die JAMIN in  $\varepsilon$  vreest, door de nauwkeurigheid van  $\omega$ , niet zoo groot zullen zijn. De fout in  $\omega$  gaat even groot of, zoo  $\omega$  zeer klein is, vergroot in  $\varepsilon$  over. Zoo volgt uit

I =  $56^\circ 30'$  en  $\omega = 4^\circ 3'$ ,  $\varepsilon = 0.0782$   
 en I =  $56^\circ 30'$  en  $\omega = 3^\circ 55'$ ,  $\varepsilon = 0.0675$ .

De  $\varepsilon$ 's, die in n<sup>o</sup>. 69 meegedeeld zijn, werden uit den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut afgeleid.

---

1) JAMIN, t. a. p. pag. 301.

### Verschil tusschen den Hoofdinvashoek en den Polarisatiehoek.

74. Ten gevolge van de elliptische polarisatie, die bij de terugkaatsing optreedt, bestaat er een verschil tusschen den hoofdinvashoek en BREWSTER's polarisatiehoek, die uit de betrekking  $\operatorname{tg} i = n$  gevonden wordt. Bij de stoffen met een positieven ellipticiteitscoëfficiënt is de polarisatiehoek kleiner. JAMIN merkt op, dat, zoo men in staat was het onderscheid te bepalen tusschen de invalshoeken waarvoor  $\phi = \frac{1}{4} \lambda$  en  $i + r = 90^\circ$ , er een beslissend argument zou gevonden zijn voor de juistheid van de theorie, die CAUCHY heeft gegeven. Zelfs bij Realgar, waar dit verschil volgens JAMIN 18' bedraagt, zou deze bepaling afstuiten op de geringe nauwkeurigheid der waarnemingen. Ik heb echter gevonden, dat bij de reeks D<sub>I</sub>

voor  $i = 56^\circ 34' 15''$ ,  $\phi = \frac{1}{4} \lambda$  en  $i + r = 89^\circ 53' 56''.5$

$i = 56^\circ 38' 31''$ ,  $\phi = 1.026 \frac{\lambda}{4}$  en  $i + r = 89^\circ 59' 45''$

en bij de reeks D<sub>II</sub>

$i = 56^\circ 18' 51''$ ,  $\phi = 1.001$  „ „  $i + r = 89^\circ 53' 45''$

$i = 56^\circ 22' 43''$ ,  $\phi = 1.012$  „ „  $i + r = 89^\circ 59' 20''$ .

Deze waarnemingen geven alzoo duidelijk het verschil tusschen den hoofdinvashoek en BREWSTER's polarisatiehoek aan <sup>1)</sup>.

---

1) Daar bij het flintglasprisma de ellipticiteitscoëfficiënt ongeveer even groot is als bij realgar, is naar alle waarschijnlijkheid het door JAMIN opgegeven verschil tusschen de beide hoeken vrij wat te groot.

## HOOFDSTUK II.

## Onderzoek over de oppervlaktelaag.

75. Hoe nauwkeurig echter ook de waarnemingen met het flintglasprisma in alle opzichten door CAUCHY's formules worden voorgesteld, zooals uit de groote overeenstemming tusschen berekende en waargenomen grootheden en het met zekerheid aan te wijzen verschil tusschen den hoofdinvalshoek en den polarisatiehoek blijkt, mag de theorie van CAUCHY op deze verschijnselen niet toegepast worden. Hierin toch is  $n_r = n_d$ , terwijl voor C en D licht  $n_r$  en  $n_d$  niet minder dan 6 0/0, voor F licht 9 0/0 verschillen. Zulke groote verschillen zijn vroeger nooit waargenomen, noch door JAMIN noch door QUINCKE<sup>1)</sup>. Ook bij de nauwkeurige waarnemingen van SEEBECK zijn zij kleiner. Eene tweede bijzonderheid is, dat  $n_r$  niet grooter maar kleiner wordt, als de golflengte afneemt. Het lijdt geen twijfel of de beide verschijnselen nl. het groote verschil van  $n_r$  en  $n_d$  en het gelijktijdig grooter en kleiner worden van  $n_r$  en de golflengte van het licht zijn een gevolg van den bijzonderen toestand van het oppervlak<sup>2)</sup>. Daar op dit prisma de figuren van MOSER waargenomen waren, deed zich van zelf de vraag voor, in hoeverre de verdichte luchtlaag invloed uitoefent. Zooals WAIDELE<sup>3)</sup>

1) Zie hierbij QUINCKE. Die Bestimmung der Brechungsexponenten mit totaler Reflexion. Beiblätter IV.

2) Terloops kan er ik hier op wijzen, dat zoo men aan den tangens van den polarisatiehoek den naam van brekingsindex mocht willen geven, de verschillen tusschen  $n_r$  en  $n_d$  grooter worden. Ook dan heeft men het gelijktijdig toe- en afnemen met de golflengte.

3) WAIDELE. Versuche und Beobachtungen über Prof. MOSER's unsichtbares Licht. Pogg. Ann. LIX.

duidelijk heeft aangetoond, kan men deze luchtlaag verwijderen door het oppervlak met uitgegloeid koolpoeder te bedekken. Er zijn daarom met het flintglasprisma de volgende proeven genomen. Bij den hoofdinvalshoek werd uit eene reeks van instellingen de plaats van de streep in den compensator en de hierbij behoorende stand van den Analyser bepaald. Vervolgens nam ik het tafeltje met het prisma uit den toestel en strooide sterk uitgegloeid koolpoeder onmiddellijk uit den nog gloeienden porcelleinen kroes op het zijvlak. Na een poos werd het grootste deel van het koolpoeder van het zijvlak afgeschud, op de plaats, waar de terugkaatsing geschiedde, de nog aan het glas hangende deeltjes met een penseel van onmiddellijk te voren eveneens uitgegloeide asbestvezels voorzichtig weggeveegd, het tafeltje met het prisma in den toestel geplaatst en opnieuw ingesteld. Was er eene reeks van instellingen verkregen, dan werd het zijvlak goed afgewreven en na verloop van een geruimen tijd, waarin zich weer lucht op het zijvlak had kunnen verdichten, de instellingen herhaald. Dit alles is eenige keeren op verschillende dagen verricht. Ik heb echter geen invloed van de verdichte luchtlaag kunnen bespeuren. De gemiddelden van de instellingen, vóórdat het koolpoeder op het zijvlak was gebracht en onmiddellijk nadat dit verwijderd was, weken niet meer van elkander af dan de waarnemingsfouten bedragen. De veranderingen in het phaseverschil en hersteld azimut, zoo deze al bestaan, zijn dus kleiner dan  $0.01 \frac{\lambda}{4}$  en  $0^{\circ}.1$ .

76. Daar de invloed van eene verdichte luchtlaag niet bestaat, althans op deze wijze niet was aan te toonen, kon de oorzaak der afwijkingen nog slechts in de oppervlaktelaag van het flintglas worden gezocht, die wellicht

langzamerhand andere eigenschappen had aangenomen. Was dit het geval dan zouden, wanneer deze laag werd weggenomen, de afwijkingen moeten verdwijnen. Het prisma is daarom door STEINHEIL op nieuw met amaril geslepen en met Parijsch rood gepolijst. De zijvlakken bleken weer even goed te spiegelen als vroeger. Tusschen het opgeslepen prisma en een ander flintglasprisma (beide behorende bij den spectroscop van KIRCHHOFF), waarbij dezelfde afwijkingen waar te nemen zijn, kon niet het geringste verschil bespeurd worden. Het bleek al spoedig, dat de intensiteit van het teruggekaatste licht veel kleiner was dan vroeger. De spinragdraad, die over het zijvlak was gespannen om een bepaald deel hiervan in de as van den verdeelden cirkel te brengen, moest verwijderd worden, daar anders midden door het veld van den kijker eene zwarte streep liep, die elke waarneming onmogelijk maakte. Zooals reeds vermeld is, werd nu voor het centreeren een schellakpuntje gebruikt. Zelfs het vrij sterke zonlicht — deze waarnemingen zijn in September 1884 verricht — was ternauwernood voldoende om in de buurt van den hoofdinvalshoek het phaseverschil en de verhouding der amplitudines te bepalen. De uitkomsten der metingen zijn in de volgende tabel bijeengevoegd.

Volgnummer.	Lichtsoort.	Zijvlak	Hoofdinvalshoek.	Hoofdzazimut.	$\varepsilon$	$n_r$	$n_d$	I + R
LX.	C	II	58°20'35"	46'47"	0.0141	1.6220	1.6117	89°59'45"
LXI.	F	II	58°30'35"	1° 9'	0.0211	1.6329	1.6285	89°59'26"



Door het wegnemen van de oppervlaktelaag is de ellipticiteitscoëfficiënt meer dan vijf malen kleiner geworden. De brekingsindex  $n_r$  wordt grooter als de golflengte afneemt. Zij wijkt veel minder, slechts 0.6% en 0.3% van  $n_a$  af en is niet kleiner, maar grooter dan deze. De hoofd-inalshoek is met  $2^\circ$  toegenomen, het hoofdzimut vijf malen kleiner geworden. Voordat het prisma door STEINHEIL op nieuw was bewerkt, waren de intensiteiten van de beide componenten van den teruggekaatste lichtbundel, die in en loodrecht op het invalvlak gepolariseerd zijn,

$$0.156 \text{ en } 7.6 \times 10^{-4},$$

en na het opslippen

$$0.202 \text{ en } 0.37 \times 10^{-4}.$$

De elliptische polarisatie van den teruggekaatste lichtbundel vindt nu binnen even nauwe grenzen plaats als bij de meeste stoffen, die door JAMIN onderzocht zijn. Zoo is bij de invalshoeken

$$60^\circ 41' 50'', \quad 58^\circ 28' 32''.5, \quad 57^\circ 17' 1'',$$

het phaseverschil achtereenvolgens

$$0.930 \frac{\lambda}{2}, \quad 0.548 \frac{\lambda}{2}, \quad 0.147 \frac{\lambda}{2}.$$

Op de zijvlakken van het opnieuw geslepen prisma konden geene figuren van MOSER waargenomen worden. Er had zich dus nog geene verdichte luchtlaag op het oppervlak gevormd.

In de volgende tabel heb ik bijeenvoegd wat de metingen met het flintglasprisma en de waarnemingen van JAMIN, QUINCKE en KURZ<sup>1)</sup> voor flintglas hebben opgeleverd.

1) KURZ. Pogg. Ann. 108.

Waarnemer.	Hoofdinvalshoek.	Hoofdzazimut.	$\epsilon$	$n_r$	$n_d$	Lichtsoort, waarvoor de bepalingen gelden.	Opmerkingen.
JAMIN	58°12'	39'	0.0120	1.613	1.614	Geel licht	} $n_d$ is niet opgegeven. } Na het opslijpen. Zijvlak II. } Voor „ „ „ „
QUINCKE	58° 8'	1°16'	0.0290	1.609	1.616	„ (D)	
KURZ	57°55'	1°58'	0.0365	1.596		Rood licht	
SISSINGH	58°21'	47'	0.0141	1.622	1.612	C . . .	
„	58°31'	1° 9'	0.0211	1.633	1.629	F . . .	
„	56°34'	4° 6'	0.0789	1.519	1.612	C . . .	
„	55°45'	4° 6'	0.0808	1.472	1.629	F . . .	

77. Van de vroegere onderzoekingen over den invloed eener oppervlaktelaag op de terugkaatsing, behooren in de eerste plaats die van SEEBECK <sup>1)</sup> genoemd te worden. SEEBECK vond, dat de waargenomen polarisatiehoeken bij verschillende spiegelende oppervlakken, meer van die, welke volgens de wet van BREWSTER uit de brekingsindices worden afgeleid, verschillen, dan de waarnemingsfouten bedragen. De afwijkingen waren nu eens in de eene, dan in de andere richting. Het grootste verschil was 38'. Daar volgens  $n^0$ . 74 de polarisatiehoeken zeer weinig, ongeveer 4', van de hoofdinvalshoeken afwijken, zijn voor het zijvlak II de polarisatiehoeken, voor C, D en F licht, ongeveer

$$56^{\circ}8', \quad 56^{\circ}23', \quad 55^{\circ}49'.$$

De hoeken, waarvan de tangenten  $n_C$ ,  $n_D$ ,  $n_F$  zijn, dus de polarisatiehoeken volgens BREWSTER, hebben de waarden

$$58^{\circ}10', \quad 58^{\circ}16', \quad 58^{\circ}27'.$$

De verschillen zijn hier grooter dan anderhalve graad. De richting der afwijking is dezelfde als bij het glas van SEEBECK, dat het grootste verschil van 38' vertoonde. SEEBECK

1) SEEBECK. Ueber den Zusammenhang zwischen Brechungsvermögen und Polarisationswinkel an Körpern von einfacher Strahlenbrechung. Pogg. Ann. 20.

sleep zelf dit glas opnieuw en vond toen, waargenomen polarisatiehoek — BREWSTER's polarisatiehoek =  $57^{\circ}40'.6 - 57^{\circ}38'.5 = 2'.1$ , terwijl voor het flintglasprisma, na het opslipjen deze verschillen voor C en F licht zijn

$$58^{\circ}20'35'' - 58^{\circ}10'56'' = 9'39'' \text{ en } 58^{\circ}30'35'' - 58^{\circ}26'50'' = 3'45''.$$

Ook nu zijn de afwijkingen bij het glas van SEEBECK en het flintglasprisma in denzelfden zin. Hoewel men geneigd zou zijn hieruit tot eene gemeenschappelijke oorzaak, n.l. den druk bij het slijpen op de lagen aan het oppervlak uitgeoefend te besluiten, kan dit de ware oorzaak niet zijn. SEEBECK toch vond bij de vlakken, die hij zelf had geslepen, de afwijking nu eens in de eene, dan in de andere richting. Bij 11 waarnemingen met verschillende lichamen was de som der positieve verschillen  $10'.5$ , die der negatieve  $12'.4$ . Ook de afwijkingen bij de vlakken, die SEEBECK door anderen had laten slijpen, waren nu eens positief dan negatief.

Het verschil tusschen den waargenomen en BREWSTER's polarisatiehoek vond SEEBECK even groot onmiddellijk na het opslipjen en 6 maanden later. Hieruit blijkt, dat de verdichte luchtlaag, die zich in dezen tijd op het glas heeft gehecht, nog geen merkbaaren invloed uitoefent. Dit is in overeenstemming met de waarnemingen, die in n<sup>o</sup>. 75 vermeld zijn.

78. QUINCKE wijst in zijne Optische Experimental Untersuchungen herhaaldelijk op den invloed, die veranderingen van het oppervlak op de terugkaatsing uitoefenen <sup>1)</sup>. Deze zouden soms plotseling optreden en nauwkeurige metingen zoo goed als onmogelijk maken. Uit eene verwijzing naar de

1) Pogg. Ann. 127, pg. 218, 232.

Pogg. Ann. 128, pg. 361, 390.

meeningen, welke in eene verhandeling in Pogg. Ann. 108<sup>1)</sup> zijn uitgesproken, is af te leiden, dat QUINCKE hierbij steeds denkt aan verdichte gaslagen. Er zijn echter door QUINCKE geene proeven genomen, die dit vermoeden staven en tot meer dan eene hypothese maken. Verder is het zeker onwaarschijnlijk, dat deze veranderingen van het oppervlak plotseling optreden<sup>2)</sup>. Hier vooral had eene nadere bevestiging niet mogen ontbreken.

In den laatsten tijd heeft GLAN proeven genomen om te zien of verdichte gaslagen het optisch gedrag van zilverspiegels veranderen. De zilverspiegels werden vervaardigd volgens de methode van MARTIN. Hij mat bij verschillende invalshoeken de faseverschillen met den compensator. Zilverspiegels, die onmiddellijk nadat de verzilvering was afgelopen in lucht of in koolzuur werden gebracht, gaven bij dezelfde invalshoeken faseverschillen, die niet meer van elkander afwijken dan wanneer de spiegels in dezelfde gasatmosfeer zijn geweest. Ook werden de middellijnen van NEWTON's ringen bij verschillende platen gemeten, maar hetzij deze verwarmd werden of in lucht, koolzuur, waterdamp, alcohol damp waren geplaatst, er viel geen verschil waar te nemen.

GLAN's waarnemingen bewijzen, dat eene verdichte lucht en koolzuurlaag het optische gedrag van de lichamen of niet, of, wat echter zeer onwaarschijnlijk is, in dezelfde mate veranderen. Ook heeft GLAN getracht door verwarming de gaslagen van de platen te verwijderen, maar het is de vraag of de verwarming sterk genoeg was om dit geheel te bereiken. Echter

1) QUINCKE. Ueber die Verdichtung von Gasen und Dämpfen auf der Oberfläche fester Körper.

2) Zie hierbij GLAN. Ueber die Wirkung von Gasen und Dämpfen auf die optischen Eigenschaften reflectirender Körper. Wied. Ann. 11, pg. 464.

zullen juist die lagen, die onmiddellijk aan het glas grenzen, den grootsten invloed uitoefenen <sup>1)</sup>. Vat men nu samen wat de verschillende onderzoekingen over den invloed der verdichte gaslagen op de terugkaatsing hebben geleerd, dan blijkt het, dat GLAN's waarnemingen het zeer waarschijnlijk maken dat deze invloed niet bestaat en die van SEEBECK, vooral echter de proeven met het houtskoolpoeder het bewijs hiervoor leveren.

79. De phaseverschillen, die bij spiegels, welke in hetzelfde gas zijn gebracht, voor dezelfde invalshoeken werden waargenomen, wijken bij vier waarnemingsreeksen gemiddeld  $0.014 \frac{\lambda}{4}$ ,  $0.008 \frac{\lambda}{4}$ ,  $0.010 \frac{\lambda}{4}$  en  $0.052 \frac{\lambda}{4}$  van elkander af. Het laatste verschil is te groot en kan niet alleen een gevolg zijn van de fouten, die bij de phasebepalingen met den compensator begaan worden. De drie eerste gemiddelden stellen echter in staat de overeenstemming van de optische eigenschappen der spiegels, die GLAN vervaardigd heeft, te vergelijken met die van de drie zilver spiegels, welke in de vorige afdeeling vermeld zijn. Volgens deze metingen is

$$\text{voor } i = 81^{\circ}55'20'', \text{ Spiegel A, } \phi = 1.499 \frac{\lambda}{4}$$

$$,, \quad i = 81^{\circ}34'57''.5, \quad ,, \quad \text{B, } \phi = 1.483 ,,$$

en berekent men uit de reeks met den spiegel A de verandering in  $\phi$  voor ongeveer 20' dan blijkt, dat

$$\text{voor } i = 81^{\circ}34'57''.5, \text{ Spiegel A, } \phi = 1.481 \frac{\lambda}{4}.$$

De phaseverschillen, die bij dezelfde invalshoeken behooren, wijken  $0.002 \frac{\lambda}{4}$  van elkander af. Op dezelfde wijze heeft men

1) Zie ook VOIGT. Einige Beobachtungen über das Verhalten der an Glasflächen verdichteten Luft. Wied. Ann. 19.

voor $i = 55^{\circ}57' 5''$ , Spiegel A, $\phi = 0.499 \frac{\lambda}{4}$		
„ $i = 55^{\circ}35'36''$ , „ C, $\phi = 0.490$ „ of		
„ $i = 55^{\circ}57' 5''$ , „ C, $\phi = 0.501$ „	Verschil = $0.002 \frac{\lambda}{4}$ .	
„ $i = 72^{\circ}28'36''$ , „ C, $\phi = 0.994$ „		
„ $i = 72^{\circ}33' 3''$ , „ C, $\phi = 0.999$ „ of		
„ $i = 72^{\circ}33' 3''$ , „ B, $\phi = 1.014$ „	Verschil = $0.015$ „	
„ $i = 72^{\circ}41'55''$ , „ A, $\phi = 1.015$ „		
„ $i = 72^{\circ}41'55''$ , „ C, $\phi = 1.006$ „	Verschil = $0.009$ „	
„ $i = 71^{\circ}57'15''$ , „ A, $\phi = 0.980$ „		
„ $i = 71^{\circ}57'15''$ , „ B, $\phi = 0.997$ „	Verschil = $0.017$ „	

Het verschil bedraagt gemiddeld  $0.009 \frac{\lambda}{4}$ , is dus iets kleiner dan bij GLAN. Men zou eerder het tegendeel hebben verwacht, daar de spiegels van GLAN met hetzelfde zilverbad zijn verkregen en de drie zilverspiegels A, B, C op verschillende tijden onder verschillende omstandigheden vervaardigd werden. De phaseverschillen kunnen hier niet bij dezelfde invalshoeken aan elkander gelijk zijn, daar de dikten der spiegels onderling verschillen.

80. Daar nu gebleken is, dat de verdichte luchtlagen geen invloed op de terugkaatsing uitoefenen, kunnen ook de afwijkingen, die bij de terugkaatsing in vloeistoffen van de theoretische formules bestaan, niet aan haar worden toegeschreven. VOIGT<sup>1)</sup> meent, dat deze gaslagen, die verhinderen dat de spiegel door de vloeistof bevochtigd wordt, de afwijkingen veroorzaken en wel in dien zin, dat de hoofdinvalshoek en het hoofdzinmet, die uit de waarnemingen in de lucht voor de terugkaatsing in vloeistof berekend worden, kleiner zijn dan de waargenomen groottheden. Dit is bij de proeven van QUINCKE en in den

1) VOIGT. Wied. Ann. 23, pg. 136 en 137.

regel bij die van CONROY het geval. Bij mijne metingen echter is de overeenstemming tusschen het waargenomen en berekende hoofdazimut volkomen, terwijl de berekende hoofdinvalshoek niet kleiner maar slechts 26' grooter is dan de gemeten grootheid. De richting der afwijking is eene andere, bovendien zijn de verschillen vrij wat kleiner, zoodat, wanneer men daarbij in het oog houdt wat de proeven in n<sup>o</sup>. 75 hebben geleerd, de onderstelling van VOIGT niet juist kan zijn. Bestond verder deze invloed, dan zou eene verandering in de gaslagen tevens eene in de verschijnselen bij de terugkaaatsing ten gevolge moeten hebben. Men kan eene wijziging in de gaslaag tot stand brengen door den spiegel, die in de vloeistof gedompeld is, te polariseeren, vooral zoo de stroom, die door de vloeistof naar den spiegel gaat, slechts iets te zwak is om eene ontleding te weeg te brengen. Om dit te onderzoeken werd in het bakje (zie n<sup>o</sup>. 55, Afdeeling II) een platina-spiegel gebracht en tegenover den spiegel een platina-electrode geplaatst<sup>1)</sup>. Het bakje werd gevuld met water, waaruit door koken de lucht verdreven was en bij het water een paar druppels zwavelzuur gevoegd. Een gedeelte van den stroom van 3 Daniell's ging door de vloeistof. De spiegel was de negatieve electrode. Er is zorg voor gedragen, dat de stroom van de electrode alleen naar den spiegel kon gaan. Hiervoor werd de stang, waaraan de spiegel bevestigd is, in twee stukken verdeeld en beide met schellak in een glazen buisje vastgemaakt. Het groot-

---

1) Hierdoor werd ik dus langs anderen weg gebracht tot het verrichten van eene proef, die Prof. LORENTZ oorspronkelijk in anderen vorm had voorgesteld, nl. te onderzoeken in hoeverre de optische constanten van een kwikoppervlak in aanraking met verdund zwavelzuur (als in den capillair-electrometer van LIPPMANN) afhangt van den potentiaal.

ste deel van den spiegel was met schellakvernis bedekt, zoodat slechts een klein stuk, dat voor de waarnemingen noodig is, overbleef. De spiegel werd door een stroom, die zoo sterk mogelijk was maar nog geene ontleding tot stand kon brengen, gepolariseerd en de polarisatiestroom gemeten. Hoewel deze waarnemingen dikwijls zijn herhaald, kon noch in de plaats van de streep in den compensator, noch in den stand van den Analysator, de invloed van de polarisatie worden aangetoond. De verdichte luchtlaag maakt door het polariseeren plaats voor eene electrolytische grenslaag, daar de atomen van het waterstof met positieve electriciteit geladen eene overgangslaag tusschen de vloeistof en den spiegel vormen. Beide oefenen of geene of, wat echter niet waarschijnlijk is, denzelfden invloed op de terugkaatsing uit.

Het onderzoek van een palladiumspiegel, waarbij de absorptie der waterstof eene bijzondere reden voor de wijziging der optische constanten aanbiedt, is nog niet ten einde gebracht.

---

### HOOFDSTUK III.

DE INVLOED VAN EEN GELEIDELIJKEN OVERGANG TUSSEN DE BEIDE MIDDENSTOFFEN, EN DIE VAN EENE OPPERVLAKTELAAG MET GEWIJZIGDE EIGENSCHAPPEN OP DE VERSCHIJNSELEN BIJ DE TERUGKAATSIING.

#### De Ellipticiteitscoëfficiënt.

81. Zooals reeds in het eerste Hoofdstuk dezer Afdeeling is aangetoond, geven de formules van CAUCHY met groote nauwkeurigheid de veranderingen in het phaseverschil en de verhoudingen der amplitudines weer bij de terugkaat-



sing door doorschijnende lichamen, waarvan het oppervlak na verloop van tijd eene wijziging heeft ondergaan, doch zijn zij in dit geval alleen als empirische formules te beschouwen. Het onderzoek van de terugkaatsing bij het flintglasprisma werd oorspronkelijk op touw gezet om na te gaan met welke nauwkeurigheid de verschijnselen de hiervoor opgestelde formules volgen en welke van deze de meest juiste is. Er zijn toch niet alleen door CAUCHY, maar ook door GREEN <sup>1)</sup> uitdrukkingen opgesteld voor de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines. Beide gebruiken dezelfde grensvoorwaarden, waartoe zij langs verschillende wegen geraken. CAUCHY echter voert de onderstelling in, dat de longitudinale trillingen zich alleen als een golfstelsel met afnemende amplitudo kunnen voortplanten, terwijl GREEN de snelheid der longitudinale trillingen zóo groot onderstelt, dat zij behalve voor zeer kleine invalshoeken totaal worden teruggekaatst. De uitdrukkingen van GREEN en CAUCHY verschillen alleen in den vorm van den ellipticiteitscoëfficiënt. Zij  $\phi$  het phaseverschil en  $tg \omega$  de verhouding der amplitudines, dan is

$$tg \phi = \frac{p [tg(i+r) + tg(i-r)]}{1 - p^2 tg(i+r) tg(i-r)}, \quad tg^2 \omega = \frac{\text{Cos.}^2(i+r) + p^2 \text{Sin.}^2(i+r)}{\text{Cos.}^2(i-r) + p^2 \text{Sin.}^2(i-r)}$$

$$\text{CAUCHY vindt } p = \frac{2u \text{Sin. } i}{t\sqrt{\text{Sin.}^2 i + t^2}}, \quad \text{GREEN } p = \frac{\lambda''^2 - \lambda'^2}{\lambda''^2 + \lambda'^2}$$

Hierin zijn  $\lambda''$  en  $\lambda'$  de golfengten der longitudinale trillingen in de lucht en in de tweede, doorschijnende middenstof.  $t$  en  $u$  worden bepaald door de betrekkingen

---

1) GREEN. On the laws of the Reflexion and Refraction of Light at the common Surface of two non-crystallized Media. Cambr. Philos. Transact. Vol. VII.

$\frac{\lambda}{l''} = t + u$ ,  $\frac{\lambda}{l''} = t - u$ .  $\lambda$  is de golflengte der trillingen in den invallenden lichtbundel. De symbolische uitdrukkingen voor de verplaatsingen in het golfstelsel van longitudinale trillingen zijn  $e^{\frac{\rho}{l''}}$  en  $e^{\frac{\rho}{l''}}$ , waarin  $\rho$  een functie is van de coördinaten en den tijd<sup>1)</sup>. CAUCHY stelt echter voor de gevonden waarde van  $p \varepsilon \sin. i$  in de plaats.

Daar de brekingsindices, die uit den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut, en uit de kleinste afwijking worden afgeleid, zooveel van elkander verschillen, kunnen de metingen met het flintglasprisma geen antwoord geven op de vraag, welke formules, die van CAUCHY of van GREEN deverschijnselen bij de terugkaatsing door doorschijnende lichamen het nauwkeurigst weergeven. Men kan echter evenals in de uitdrukkingen van CAUCHY ook in GREEN's vormen de waarde van den brekingsindex invoeren, die uit I en H volgt en nagaan welke van de beide, nu empirische formules, het best met de door mij waargenomen verschijnselen overeenstemmen. Dit onderzoek zal doen zien, dat het resultaat der metingen, zooals dit in het eerste Hoofdstuk en in

1) EISENLOHR (Pogg. Ann. 104, pg. 357) merkt op dat men den tweeden vorm van den ellipticiteitscoëfficiënt niet als dien van GREEN mag beschouwen, daar deze de onderstelling heeft ingevoerd, dat de verhouding van de elasticiteitscoëfficiënten in beide media dezelfde is, dus  $\frac{\lambda''}{\lambda''} = n$ , den brekingsindex der transversale trillingen.  $p$  zou dus worden  $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}$ . Opdat met dezen vorm van  $p$  de formules de waarnemingen weergeven, zou voor het flintglas  $n = 1.18$ , dus veel te klein moeten zijn. RAYLEIGH (Phil. Mag., Ser. IV, Vol. 42) echter heeft aangetoond dat men ook tot GREEN's formules kan geraken door alleen den weerstand tegen een samenking, niet die tegen een afschuiving in de twee middenstoffen aan elkander gelijk te stellen, zoodat de brekingsindex voor de longitudinale en transversale trillingen niet dezelfde behoeft te zijn.

den aanvang van dit nummer werd opgegeven, juist formuleerd is. Het onderzoek is geheel van denzelfden aard als dat, wat EISENLOHR bij de metingen van JAMIN, die op niet gewijzigde oppervlakken betrekking hebben, instelde. Hij vond, dat de eerste der drie vormen van  $p$  de kleinste som van de kwadraten der verschillen tusschen waargenomen en berekende groottheden levert, hierop volgt de derde, daarna de tweede.

82. Om met  $p = \frac{2u \sin. i}{t \sqrt{\sin.^2 i + t^2}}$  de formules te berekenen, moeten  $t$  en  $u$  bekend zijn. Ik heb daarom bij de verschillende waarnemingsreeksen  $\frac{P}{\sin. i}$ , zoowel uit de waargenomen phaseverschillen als uit de waargenomen verhoudingen der amplitudines bepaald en tevens nagegaan, wat de invloed van eene kleine fout in de gemeten groottheden op deze berekende waarden van  $\frac{P}{\sin. i}$  is. Voor de reeksen  $D_I$  en  $F_{II}$  zijn de waarden,

Invalshoek.	$\frac{P}{\sin. i}$	Verandering in $\frac{p}{\sin. i}$	$\frac{p}{\sin. i}$	Verandering in $\frac{p}{\sin. i}$	$\frac{P}{\sin. i}$	
	uit de phaseverschillen.	voor een kleine fout in het phaseverschil.	uit het hersteld azimut.	voor een kleine fout in het hersteld azimut.	zoo in 1 een fout van - 1' wordt aangenomen uit het phaseverschil.	uit het hersteld azimut.
	Reeks $D_I$					
59° 9' 46"	0.0787	- 0.0043 (-)	0.0751	- 0.0011 (-)	0.0782	0.0754
56° 38' 31"	0.1143	- 0.0276 (-)	0.0771	+ 0.0008 (+)	0.2777	0.0771
56° 34' 15"	0.0757	- 0.0133 (-)	0.0769	+ 0.0008 (+)	0.0836	0.0767
54° 16' 58"	0.0765	- 0.0016 (-)	0.0760	- 0.0012 (-)	0.0769	0.0760
	Reeks $F_{II}$					
58° 19' 50"	0.0864		0.0836			
55° 50' 32".5	0.0217		0.0823			
55° 42' 15"	0.0774		0.0802			
55° 35' 47".5	0.0942		0.0817			
53° 34' 57".5	0.0803		0.0804			

Voor de fout in het phaseverschil is aangenomen  $0.007 \frac{\lambda}{4}$ , voor die in het hersteld azimut  $10'$ . Het azimut van den invallenden lichtbundel was bij de reeks  $D_1$   $78^\circ$ , bij  $F_2$   $80^\circ$ , zoodat de fouten in het hersteld azimut, waarvan de tangenten de verhoudingen der amplitudines aangeven, ongeveer  $2'$  zijn. Het teeken  $+$  en  $-$  achter de getallen in de derde en vijfde kolom geeft aan, of  $0.007 \frac{\lambda}{4}$  en  $10'$  bij de waargenomen grootheden zijn opgeteld of afgetrokken. De zoo sterk van alle andere afwijkende waarden van  $\frac{P}{\text{Sin. } i}$  uit de phaseverschillen, die bij de hoeken  $56^\circ 38' 31''$  en  $55^\circ 50' 32''.5$  zijn waargenomen, worden verklaard door de groote verandering, die  $\frac{P}{\text{Sin. } i}$  ondergaat, zoo de invalshoek slechts met een klein bedrag toe- of afneemt. Voor deze invalshoeken is  $i + r$  achtereenvolgens  $89^\circ 59' 45''$  en  $90^\circ 2' 40''$ . Daar bij de berekening de tangenten dezer hoeken gebruikt moeten worden, kan men bij deze invalshoeken geene nauwkeurige waarden van  $\frac{P}{\text{Sin. } i}$  verkrijgen <sup>1)</sup>. Verder blijkt het, dat reeds kleine fouten in  $\phi$  en  $\omega$  vooral bij invalshoeken, waarvoor het phaseverschil of zeer groot of zeer klein is, grooten

---

1) Ook ondergaat in dit geval  $\frac{P}{\text{Sin. } i}$  zeer groote veranderingen, wanneer de waargenomen phaseverschillen met een zeer klein bedrag toe- of afnemen. Zoo is

voor $i = 56^\circ 38' 31''$	en $\phi = 0.513$	$\frac{\lambda}{2}$	$\frac{P}{\text{Sin. } i} = 0.1143$
	" $\phi = 0.509$	" "	" = 0.0868
" $i = 55^\circ 50' 32''.5$	" $\phi = 0.515$	" "	" = 0.1319
	" $\phi = 0.512$	" "	" = 0.3808.

invloed op de bepalingen van  $\frac{P}{\text{Sin. } i}$  hebben <sup>1)</sup>. De nauwkeurigheid kan alleen voldoende heeten, wanneer deze grootheid afgeleid wordt uit het phaseverschil bij niet te groote invalshoeken en uit de hersteld azimuths in de buurt van den hoofdinvalshoek. De fouten, die in  $\frac{P}{\text{Sin. } i}$  kunnen voorkomen, zijn echter steeds grooter dan 1 0/0. Is nu  $p = \frac{2 u \text{ Sin. } i}{t \sqrt{\text{Sin.}^2 i + t^2}}$ , dan moet  $\frac{P}{\text{Sin. } i}$  kleiner worden als de invalshoek toeneemt. Uit de tabel blijkt, dat er van een regelmatig toe- of afnemen van  $\frac{P}{\text{Sin. } i}$  geen sprake is. De overige waarnemingsreeksen leveren dezelfde uitkomst. Er kunnen dus geene waarden van  $u$  en  $t$  worden bepaald <sup>2)</sup>.

1) Zoo volgt uit  $i = 71^{\circ}26'23''$  (in de reeks  $C_2$ ) en  $\phi = 0.951 \frac{\lambda}{2}, \frac{P}{\text{Sin. } i} = 0.0789$   
 $\phi = 0.949$  " " = 0.0824  
 en  $\omega = 22^{\circ}42'$  " = 0.0893  
 $\omega = 22^{\circ}39'$  " = 0.0838

Evenzoo uit  $i = 42^{\circ}53'25''$  (in de reeks  $D_2$ ) en  $\phi = 0.048 \frac{\lambda}{2},$  " = 0.0742  
 $\phi = 0.053$  " " = 0.0813  
 uit  $i = 50^{\circ}22'38'$  (in de reeks  $D_2$ ) en  $\omega = 9^{\circ}30'$  " = 0.0479  
 $\omega = 9^{\circ}40'$  " = 0.0618

2) Het moest vreemd schijnen, dat uit de waarnemingen omtrent den vorm  $p = \frac{2 u \text{ Sin. } i}{t \sqrt{\text{Sin.}^2 i + t^2}}$  niets is te vinden, terwijl EISENLOHR hiervoor de metingen van JAMIN met realgar kon gebruiken, waar de overeenstemming met CAUCHY's formules geringer is. Ik heb daarom ook uit JAMIN's waarnemingen  $\frac{P}{\text{Sin. } i}$  berekend. Vooraf echter het volgende. JAMIN geeft op, dat

$$I = 67^{\circ}26', \quad k = 0.085, \quad \varepsilon = 0.079, \quad n = 2.454.$$

$k$  is de verhouding der amplitudines bij den hoofdinvalshoek. Berekent men uit  $I$  en  $k$ ,  $\varepsilon$  en  $n$ , dan verkrijgt men  $\varepsilon = 0.065$ ,  $n = 2.427$ . In de opgaven van JAMIN moet eene fout zijn ingeslopen. Berekent men met  $n = 2.454$  d.i. de waarde, die JAMIN opgeeft,  $\varepsilon$ , dan wordt  $\varepsilon = 0.0967$ , niet  $\varepsilon = 0.079$ , gelijk in JAMIN's tabel vermeld is. Bij de berekeningen van het hersteld

83. Ofschoon er door den onregelmatigen loop van  $\frac{p}{\sin. i}$  geene waarden van  $u$  en  $t$  bepaald kunnen worden, zoodat men niet kan nagaan of  $p = \frac{2 u \sin. i}{t \sqrt{\sin.^2 i + t^2}}$  dan wel

azimut voor verschillende invalshoeken (Ann. de Chim. et de Phys., Sér. III, T. 29, p. 295) is gebruikt  $n = 2.454$  en  $\varepsilon = 0.079$ . Ook op de volgende wijze kan men inzien, dat deze waarden van  $n$  en  $\varepsilon$  niet juist kunnen zijn. Het hoofdazimut is  $4^{\circ}52'$ , daar  $\text{tg } 4^{\circ}52' = k$ . Daar  $I = 67^{\circ}26'$  is, kan dan het hersteld azimut bij  $i = 66^{\circ}$  volgens CAUCHY'S formules niet  $6^{\circ}27'$  zijn, daar deze grootheid in de buurt van den hoofdinvashoek een minimum is. Met de waarden van  $n$  en  $\varepsilon$ , die uit  $I = 67^{\circ}26'$  en  $k = 0.085$  volgen, is het berekend hersteld azimut voor  $i = 66^{\circ}$  vrij wat kleiner, nl.  $5^{\circ}22'$ . Bereken men verder in de onderstelling, dat  $I = 67^{\circ}26'$  en  $n = 2.454$ , zooals JAMIN opgeeft, uit  $\text{tg } 2R = \frac{k^2 - 1}{k^2 + 1} \text{tg } 2I$ ,  $H = Bg \text{tg } k$ , dan is de uitkomst  $H = 7^{\circ}14'$ . Deze waarde is echter, wanneer men de gemeten hersteld azimut in aanmerking neemt, veel te groot. Bij de berekeningen van  $\frac{p}{\sin. i}$  is  $n = 2.247$  gebruikt. De waarden van deze grootheid voor de verschillende invalshoeken uit de verhoudingen der amplitudines afgeleid, zijn

$i = 84^{\circ}$	$82^{\circ}$	$80^{\circ}$	$70^{\circ}$	$68^{\circ}$	$66^{\circ}$	$64^{\circ}$	$62^{\circ}$	$60^{\circ}$	$58^{\circ}$
$\omega = 31^{\circ}40'$	$27^{\circ}10'$	$24^{\circ}10'$	$8^{\circ}30'$	$6^{\circ}56'$	$6^{\circ}46'$	$8^{\circ}86'$	$10^{\circ}33'$	$12^{\circ}30'$	$15^{\circ}40'$
$\frac{p^2}{\sin.^2 i} < 0 < 0 \frac{p}{\sin. i} = 0.0781 \ 0.0956 \ 0.0918 \ 0.0867 \ 0.0971 \ 0.0924 \ 0.0801 \ 0.1181$									
$(0.0998)(0.0917)(0.0841)(0.0920)$									
$56^{\circ}$	$54^{\circ}$	$52^{\circ}$	$50^{\circ}$	$48^{\circ}$	$40^{\circ}$				
$17^{\circ}33'$	$19^{\circ}55'$	$21^{\circ}36'$	$23^{\circ}18'$	$25^{\circ}30'$	$32^{\circ}40'$				
$0.1033 \ 0.1190 \ 0.0817 \ \frac{p^2}{\sin.^2 i} < 0 \ \frac{p}{\sin. i} = 0.0742 \ 0.2564$									

De getallen tusschen ( ) zijn berekend met  $n = 2.454$ , de waarde, die JAMIN opgeeft. Indien  $p = \frac{2 u \sin. i}{t \sqrt{\sin.^2 i + t^2}}$  van de drie vormen de waarschijnlijkste was, dan zouden de opgegeven waarden van  $\frac{p}{\sin. i}$ , van grootte

\*) In de tabel bij JAMIN staat  $11^{\circ}30'$ . Uit het opgegeven verschil  $\omega$  waargenomen -  $\omega$  berekend en den loop der  $\omega$ 's blijkt, dat het  $12^{\circ}30'$  moet zijn.  
 †) In de tabel bij JAMIN staat  $26^{\circ}30'$ . Zie \*.

$p = \varepsilon \text{Sin. } i$  moet genomen worden, zoo stellen de waarnemingen toch in staat tusschen de vormen  $p = \varepsilon \text{Sin. } i$  en  $p = \frac{\lambda''^2 - \lambda'^2}{\lambda''^2 + \lambda'^2}$  te beslissen. De eerste van deze beide vormen is door CAUCHY voor dien, welke uit de berekening voortvloeit, in de plaats gezet en zooals uit n<sup>o</sup>. 82 blijkt zijn hierbij grootheden verwaarloosd, die buiten het bereik der waarnemingen vallen. De twee waarden van  $p$  onderscheiden zich hierdoor, dat volgens de eerste  $p$  evenredig met  $\text{Sin. } i$ , volgens de tweede  $p$  standvastig is. Voor alle invalshoeken zijn  $\varepsilon$  en  $\varepsilon \text{Sin. } i$  bepaald. Daar echter de fouten, die men in de waargenomen grootheden te vreezen heeft, de  $\varepsilon$ 's soms eenige procenten grooter of kleiner maken, kunnen deze waarden van  $\varepsilon$  en  $\varepsilon \text{Sin. } i$  geen duidelijk antwoord op de vraag geven. Ik heb daarom voor elken invalshoek het phaseverschil en de verhouding der amplitudines ook bepaald in de onderstelling, dat  $p$  standvastig was en hieraan de waarde toegekend, die uit den hoofd-invalshoek en het hoofdazimut volgt. De uitkomsten dezer

naar kleine invalshoeken gaande, geregeld moeten klimmen. Hiervan is niet veel te bespeuren.  $\frac{p}{\text{Sin. } i}$  wordt nu eens grooter dan kleiner, terwijl de waarde voor  $i = 40^\circ$  veel te groot is dan met den vorm van  $p$ , dien CAUCHY heeft afgeleid overeen kan komen. Uit eenige der waargenomen phaseverschillen vindt men het volgende

$i = 81^\circ$	$70^\circ$	$67^\circ$	$61^\circ$	$50^\circ$	$40^\circ$
$\phi = 0.951 \frac{\lambda}{2}$	$0.694 \frac{\lambda}{2}$	$0.433 \frac{\lambda}{2}$	$0.170 \frac{\lambda}{2}$	$0.052 \frac{\lambda}{2}$	$0.024 \frac{\lambda}{2}$
$\frac{p}{\text{Sin. } i} = 0.0739$	0.0906	0.0514	0.0813	0.0682	0.0616

Ook hier geschiedt de verandering in  $\frac{p}{\text{Sin. } i}$  onregelmatig. Uit JAMIN'S waarnemingen met realgar mag dus in het geheel niet worden afgeleid, dat  $p = \frac{2 \text{ u Sin. } i}{t \sqrt{\text{Sin.}^2 i + t^2}}$  van de drie vormen voor den ellipticiteitscoefficient de meest waarschijnlijke is.

berekeningen zijn in de tabellen van  $n^0$ . 68 en 69 meegedeeld. Voor hoeken, die dicht bij den hoofdinvalshoek liggen, maakt het natuurlijk geen merkbaar verschil uit of men volgens den eenen dan wel volgens den anderen vorm van  $p$  de becijferingen verricht. Uit de verschillen echter tusschen de waargenomen en berekende grootheden bij de andere invalshoeken, blijkt duidelijk, dat de formules van CAUCHY, waarin  $p$  evenredig is met  $\text{Sin. } i$ , zich beter aan de waarnemingen aansluiten dan die van GREEN, waarin  $p$  standvastig is. Met CAUCHY's formules is, als in  $n^0$ . 70 werd opgegeven, het verschil tusschen de waarneming en berekening gemiddeld  $0.005 \frac{\lambda}{4}$  en  $4'.5$ , en met GREEN's  $0.017 \frac{\lambda}{4}$  en  $8'$ , terwijl, zooals in  $n^0$ . 70 opgegeven werd, de gemiddelde fout van eene waarneming  $0.005 \frac{\lambda}{4}$  en  $3'.5$  mag worden gesteld. Vooral de faseverschillen wijzen duidelijk aan, dat  $p = \epsilon \text{Sin. } i$  niet  $p =$  standvastig de meest waarschijnlijke vorm van den ellipticiteitscoëfficiënt is. De waarnemingen van het hersteld azimut zouden om op dergelijke vragen een beslist antwoord te geven iets nauwkeuriger moeten zijn. Het verschil is evenwel merkbaar. <sup>1)</sup>

1) KURZ (Pogg. Ann. 108) heeft ook zijne metingen bij flintglas met de formules van CAUCHY en GREEN vergeleken. Voor  $n_F$  werd gevonden 1.596.  $n_a$  is niet opgegeven, maar zal ongetwijfeld grooter geweest zijn. Ook hier was dus het oppervlak eenigermate gewijzigd, ofschoon de grootte der verandering niet nader aangegeven kan worden. De uitkomst der vergelijking was, dat de faseverschillen beter door de formules van GREEN dan door die van CAUCHY weergegeven worden. Ofschoon dit het geval is, moet ik toch opmerken, dat de gemeten en volgens GREEN berekende faseverschillen vrij wat uit elkander loopen. KURZ verdeelt de waarnemingen in vijf groepen. De verschillen tusschen de waargenomen en berekende grootheden zijn hierin gemiddeld  $0.012 \frac{\lambda}{4}$ ,  $0.022 \frac{\lambda}{4}$ ,  $0.040 \frac{\lambda}{4}$ ,  $0.024 \frac{\lambda}{4}$  en  $0.028 \frac{\lambda}{4}$ . Bovendien zijn in 29 van de 31 gevallen de waargenomen faseverschillen grooter



**Vergelijking der waarnemingen met de theorie, die een geleidelijken overgang tusschen de beide middenstoffen aanneemt.**

84. Daar de afwijkingen, die bij het flintglasprisma waargenomen zijn, veroorzaakt worden door eene gewijzigde laag aan het oppervlak, zou men wellicht kunnen meenen, dat de theorie, die een geleidelijken overgang tusschen de beide middenstoffen aanneemt, hier van toepassing moest zijn. Dit is evenwel niet zoo, want de brekingsindex, die in de formules, welke deze theorie afleidt, optreedt, is die van de tweede middenstof, niet van eene der overgangslagen ten opzichte van de eerste. De brekingsindex uit den hoofd- invalshoek en het hoofdazimut afgeleid, zou dus gelijk moeten zijn aan dien, welke uit de kleinste afwijking volgt. In de onderstelling, dat er een geleidelijke overgang tusschen de middenstoffen bestaat, heeft C. A. VAN RIJN <sup>1)</sup> de uitdrukkingen voor de verhoudingen der amplitudines en de phaseverschillen berekend volgens de electromagnetische theorie, waardoor het voordeel verkregen is, dat nu van FRESNEL'S formules kan worden uitgegaan. Wel is waar brengen ook in de electromagnetische theorie de longitudinale trillingen, voor het geval dat het licht loodrecht op

---

dan de berekende. Bij de zes groepen, waarin de waarnemingen van het hersteld azimut verdeeld zijn, bedragen de verschillen tusschen de waarneming en de berekening volgens de formules van CAUCHY 18', 25', 32/5, 3', 20' en 1°22'. Ook hier hebben de verschillen meestal hetzelfde teken. In 31 van de 36 gevallen zijn de waargenomen grootheden de kleinste. Zoo men dus uit de metingen van KURZ een besluit wilde trekken, dan zou men de overeenstemming met de formules onvoldoende moeten verklaren.

1) C. A. VAN RIJN. De elliptische polarisatie bij de terugkaatsing van het licht door doorschijnende middenstoffen. Ook in Wied. Ann. 20.

het invalsvlak gepolariseerd is, eene elliptische polarisatie te weeg, maar de ellipticiteitscoëfficiënt is  $\frac{n^2-1}{8\pi\epsilon_2}$ , waarin  $\epsilon_2$  de constante der diëlectrische polarisatie van de tweede middenstof voorstelt. Daar de electromagnetische theorie steeds onderstelt dat  $\epsilon$  zeer groot is, zoodat  $\frac{1}{\epsilon}$  tegen de eenheid verwaarloosd kan worden, oefenen de longitudinale trillingen slechts een zeer geringen invloed uit. Om deze uitkomst te verkrijgen behoeven niet gelijk in de theorie, die de aether als eene veerkrachtige middenstof beschouwt, nieuwe onderstellingen ingevoerd te worden <sup>1)</sup>.

De uitdrukking voor het phaseverschil, die de theorie, welke een geleidelijken overgang onderstelt, oplevert, heeft den vorm  $\epsilon \text{Sin. } i \{ \text{tg}(i+r) + \text{tg}(i-r) \}$ , wanneer men eene vereenvoudiging in de formule brengt, die van denzelfden aard is als het weglaten van  $\epsilon^2 \text{Sin. } i \text{tg}(i+r) \text{tg}(i-r)$  in den noemer van CAUCHY'S formule voor het phaseverschil <sup>2)</sup>. Volgens n<sup>o</sup>. 72 echter stelt deze vereenvoudigde uitdrukking minder goed dan CAUCHY'S formule de verschijnselen voor. Men kan ook nagaan, wanneer de invloed, die deze vereenvoudiging uitoefent, zoo groot wordt, dat zij niet meer geoorloofd is <sup>3)</sup>. Neemt men aan, dat de phaseverschil-

1) Zie RAYLEIGH. Phil. Mag. Ser. IV, Vol. 42, pg. 94. Voor eenige vloeistoffen is de dikte der overgangslaag berekend. Deze bedraagt 0.003  $\lambda$ . Het bezwaar van RAYLEIGH tegen het onderstellen van een geleidelijken overgang, hierin gelegen, dat men dan aan het terugkaatsende oppervlak het blauw van de eerste orde uit de schaal van NEWTON zou moeten waarnemen, wordt door deze waarde van de dikte der laag opgeheven.

2) Voor  $\text{tg}(\phi_s - \phi_p)$  nl., waarin  $\phi_s$  en  $\phi_p$  de phasevertragingen voorstellen van de lichtbundels, die in en loodrecht op het invalsvlak gepolariseerd zijn, wordt  $\text{tg} \phi_s - \text{tg} \phi_p$  in de plaats gesteld.

3) Zie C. A. VAN RIJN, t. a. p., pg. 93.

len tot  $0,01 \frac{\lambda}{4}$  nauwkeurig zijn, de hoofdinvalshoek  $60^\circ$  en de brekingsindex 1.5 bedraagt, dan zijn de grootheden, die bij deze vereenvoudiging verwaarloosd worden, grooter dan de waarnemingsfouten zoo  $i+r$  ligt tusschen  $85^\circ$  en  $95^\circ$ . Bij de 20 waarnemingen, die in n<sup>o</sup>. 68 en 69 met \* gemerkt zijn, ligt  $i+r$  tusschen  $85^\circ$  en  $95^\circ$ . Tien van deze dienen juist om er de waarden van de standvastige grootheden uit af te leiden. Bij de overige is de overeenstemming tusschen de berekening en waarneming even goed als voor die hoeken waarbij  $i+r \begin{cases} < 85^\circ \\ > 95^\circ \end{cases}$ . Was dus de theorie op deze waarnemingen toe te passen, dan zou men de uitdrukkingen voor het phaseverschil en de verhoudingen der amplitudines streng moeten berekenen en met de waarnemingen vergelijken. Er is echter behalve het reeds opgenoemde verschil tusschen  $n_r$  en  $n_d$  nog eene omstandigheid, die dit overbodig maakt. Bestaat er een geleidelijke overgang, dan is de hoofdinvalshoek grooter dan de polarisatiehoek. Volgens n<sup>o</sup>. 74 heeft bij deze waarnemingen juist het omgekeerde plaats.

**Berekening der waarnemingen in de onderstelling, dat er aan het oppervlak eene laag met andere eigenschappen aanwezig is.**

85. Daar alzoo de theorie, die een geleidelijken overgang aanneemt, geen rekenschap kan geven van de afwijkingen, die bij het flintglasprisma zijn waargenomen, heb ik volgens aanwijzing van prof. LORENTZ getracht langs een anderen weg eene verklaring te vinden. De proeven maken het waarschijnlijk, dat de afwijkingen het gevolg zijn van eene laag aan het oppervlak, die andere eigenschappen

had dan de tweede middenstof, het flintglas. Men heeft nu drie middenstoffen; lucht, de oppervlaktelaag en flintglas. De teruggekaatste lichtbundel bestaat uit verschillende deelen, een, dat aan de grens van de lucht en de laag wordt teruggekaast en onmiddellijk, andere, die eerst na in de laag herhaalde inwendige terugkaatsingen ondergaan te hebben in de lucht treden. Zij  $\alpha_0$  de invalshoek,  $\alpha_1$  en  $\alpha_2$  de brekingshoeken in de laag en het flintglas,  $\delta = \frac{4\pi d \cos \alpha_1}{\lambda_1}$ , waarin  $d$  de dikte der laag en  $\lambda$  de golfteugel hierin voorstelt, dan zijn de symbolische uitdrukkingen voor de verplaatsingen in den teruggekaaststen lichtbundel, voor de gevallen, dat het licht in en loodrecht op het invalsvlak gepolariseerd is,

$$\frac{b_1 + b_2 e^{i\delta}}{1 + b_1 b_2 e^{i\delta}} \text{ en } \frac{a_1 + a_2 e^{i\delta}}{1 + a_1 a_2 e^{i\delta}} \text{ 1).}$$

Hierin is

$$a_1 = \frac{\operatorname{tg}(\alpha_0 - \alpha_1)}{\operatorname{tg}(\alpha_0 + \alpha_1)}, \quad a_2 = \frac{\operatorname{tg}(\alpha_1 - \alpha_2)}{\operatorname{tg}(\alpha_1 + \alpha_2)},$$

$$b_1 = \frac{\operatorname{Sin}(\alpha_0 - \alpha_1)}{\operatorname{Sin}(\alpha_0 + \alpha_1)}, \quad b_2 = \frac{\operatorname{Sin}(\alpha_1 - \alpha_2)}{\operatorname{Sin}(\alpha_1 + \alpha_2)}.$$

Zij verder

$$\frac{a_1 + a_2 e^{i\delta}}{1 + a_1 a_2 e^{i\delta}} = \frac{A_t e^{i\phi_t}}{A_n e^{i\phi_n}}, \quad \frac{b_1 + b_2 e^{i\delta}}{1 + b_1 b_2 e^{i\delta}} = \frac{B_t e^{i\psi_t}}{B_n e^{i\psi_n}},$$

dan is bij den invalshoek  $\alpha_0$  het phaseverschil tusschen de beide componenten  $\Delta = \phi_t - \phi_n - (\psi_t - \psi_n)$  en de verhouding der amplitudines  $\frac{A_t}{A_n} : \frac{B_t}{B_n}$ . In deze formules komen twee onbekende grootheden voor, nl.  $\alpha_1$  en  $\delta$ . Men kan deze zoo kiezen, dat voor den waargenomen hoofdinvals-

1) Zie C. A. VAN RIJN, t. a. p. pg. 76.

hoek  $\Delta = \frac{\pi}{2}$  en  $\frac{A_t}{A_n} : \frac{B_t}{B_n}$  gelijk is aan den tangens van het waargenomen hoofdazimut. Zijn echter op deze wijze  $\delta$  en  $\alpha_1$  bepaald, dan kunnen met deze waarden de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines bij de andere invalshoeken berekend worden.

Bij de reeks  $D_2$  is de hoofdinvalshoek  $56^\circ 23' 21''$  en het hoofdazimut  $4^\circ 6' 53''$ . Met  $\alpha_1 = 34^\circ 25' 31''$  en  $\delta = 86^\circ 25' 5$  is voor  $\alpha_0 = 56^\circ 23' 21''$   $\Delta = 89^\circ 59' 59''$  en de verhouding der amplitudines  $= \text{tg } 4^\circ 6' 52''$ . De waarden van  $\alpha_1$  en  $\delta$  zijn dus vrij nauwkeurig. Uit  $\delta$  volgt, dat de dikte der laag, uitgedrukt in de golflengte van het licht (D licht) in de lucht, 0.099 bedraagt. De brekingsindex der laag is voor D licht 1.4732, die van het flintglas 1.6167. Worden met deze waarden van  $\alpha_1$  en  $\delta$  het phaseverschil en hersteld azimut voor een paar invalshoeken, ter weerszijden van den hoofdinvalshoek gelegen, berekend, dan verkrijgt men

Invalshoek.	Phaseverschil.		Hersteld Azimut.	
	Waargenomen.	Berekend.	Waargenomen.	Berekend.
$59^\circ 9' 12''$	$10^r.90^5$	9r.94	$5^\circ 57'.5$	$6^\circ 39'$
$53^\circ 46' 32''$	3r.61	2r.77	$5^\circ 43'$	$4^\circ 35'$

De waargenomen en berekende grootheden stemmen in het geheel niet met elkander overeen.

De formules kunnen ook nog op andere wijze aan de waarnemingen getoetst worden. Zijn  $n'_D$  en  $n'_F$  de brekingsindices der laag voor D en F licht<sup>1)</sup>,  $n_D$  en  $n_F$  die van

1) Met F licht wordt hier de lichtsoort bedoeld, waarmee de reeks  $F_2$  verricht is. Deze ligt iets meer naar de violette zijde van het spectrum dan de F steep. Zooals uit de tabel in No. 69 blijkt, is de golflengte van van dit licht  $4.84 \times 10^{-4}$  m.M.

het flintglas, dan kan men eene waarschijnlijke waarde voor  $n'_F$  uit de drie overige grootheden afleiden door middel der betrekking  $\frac{n_D - 1}{n'_D - 1} = \frac{n_F - 1}{n'_F - 1}$ . Met de aldus verkregen waarde voor  $n'_F$  (1.4824) en de bekende dikte der laag  $d$ , moeten de formules bij den waargenomen hoofdinvalshoek voor  $F$  licht een phaseverschil van  $\frac{1}{4} \lambda$  en een hersteld azimut, dat gelijk is aan het waargenomen hoofdazimut, opleveren. Voor  $i = 56^\circ 44' 34''$  werd gevonden  $\phi = 1.09 \frac{\lambda}{4}$  in plaats van  $\phi = \frac{\lambda}{4}$  en  $h.a = 3^\circ 42'.5$  terwijl uit de waarnemingen volgt  $4^\circ 6'.5$

De formules, die de phaseverschillen en verhoudingen der amplitudines aangeven voor het geval, dat de twee middenstoffen door eene laag met andere eigenschappen dan het flintglas zijn gescheiden en FRESNEL's formules ten grondslag gelegd worden, kunnen dus van de verschijnselen, die bij het flintglas zijn waargenomen, geen rekenschap geven.

86. Uit het voorgaande blijkt, dat noch het invoeren van longitudinale trillingen, noch een geleidelijke overgang tusschen de beide middenstoffen, noch eene plotse linge, door eene laag aan het oppervlak met andere eigenschappen, de verklaring van de elliptische polarisatie, die bij het flintglas is waargenomen, kan geven. Waren toch de longitudinale trillingen alleen voldoende, dan zou in de formules van CAUCHY de juiste waarde van den brekingsindex moeten optreden,  $n_r$  niet van  $n_a$  mogen verschillen. Wilde men alzoo het vraagstuk van de terugkaatsing bij gewijzigde oppervlakken verder langs theoretischen weg behandelen, dan zouden twee der drie bovengenoemde onderstellingen, die ieder op zich zelf tot eene

elliptische polarisatie voeren, of wellicht alle drie moeten aangenomen worden. Het vraagstuk wordt hierdoor in de hoogste mate ingewikkeld.

Het zou daarom zeker geen gering voordeel opleveren, zoo men een middel had om ieder der drie onderstellingen aan waarnemingen te toetsen. Deze kunnen, voor zoover het den geleidelijken overgang betreft, door bepalingen van den hoofdinvalshoek en den polarisatiehoek (zie n<sup>o</sup>. 84) bij ongewijzigde oppervlakken van realgar geleverd worden, daar hier de ellipticiteitscoëfficiënt ongeveer even groot is als bij het door mij onderzochte flintglas. Is bij ongewijzigde vlakken van realgar de hoofdinvalshoek kleiner dan de polarisatiehoek, zoo verliest de onderstelling van een geleidelijken overgang, die het omgekeerde verlangt, alle reden van bestaan. Een kenmerk voor den toestand van het oppervlak is, zooals uit de metingen met het flintglas en ook uit de nauwkeurige waarnemingen van SEEBECK volgt, de meerdere of mindere overeenstemming der brekingsindices, die uit den hoofdinvalshoek en het hoofdazimut, en uit de kleinste afwijking worden afgeleid. Bij ongewijzigde oppervlakken moeten beide volkomen met elkander overeenstemmen.

Afgezien van de volledige verklaring der verschijnselen kan het feit, dat  $n_r$  kleiner wordt als de golflengte van het licht afneemt, uit de onderstelling eener gewijzigde laag aan het oppervlak, op de volgende wijze worden afgeleid. De invloed dezer laag uit zich voornamelijk hierdoor, dat  $n_r$  kleiner wordt dan  $n_d$ . Aan de laag zal men eene bepaalde dikte moeten toekennen. Uitgedrukt in golflengten van het licht, zal deze grooter worden, wanneer de golflengte afneemt. Men zal dus, ook in verband met de proeven van QUINCKE over de indringing van het licht

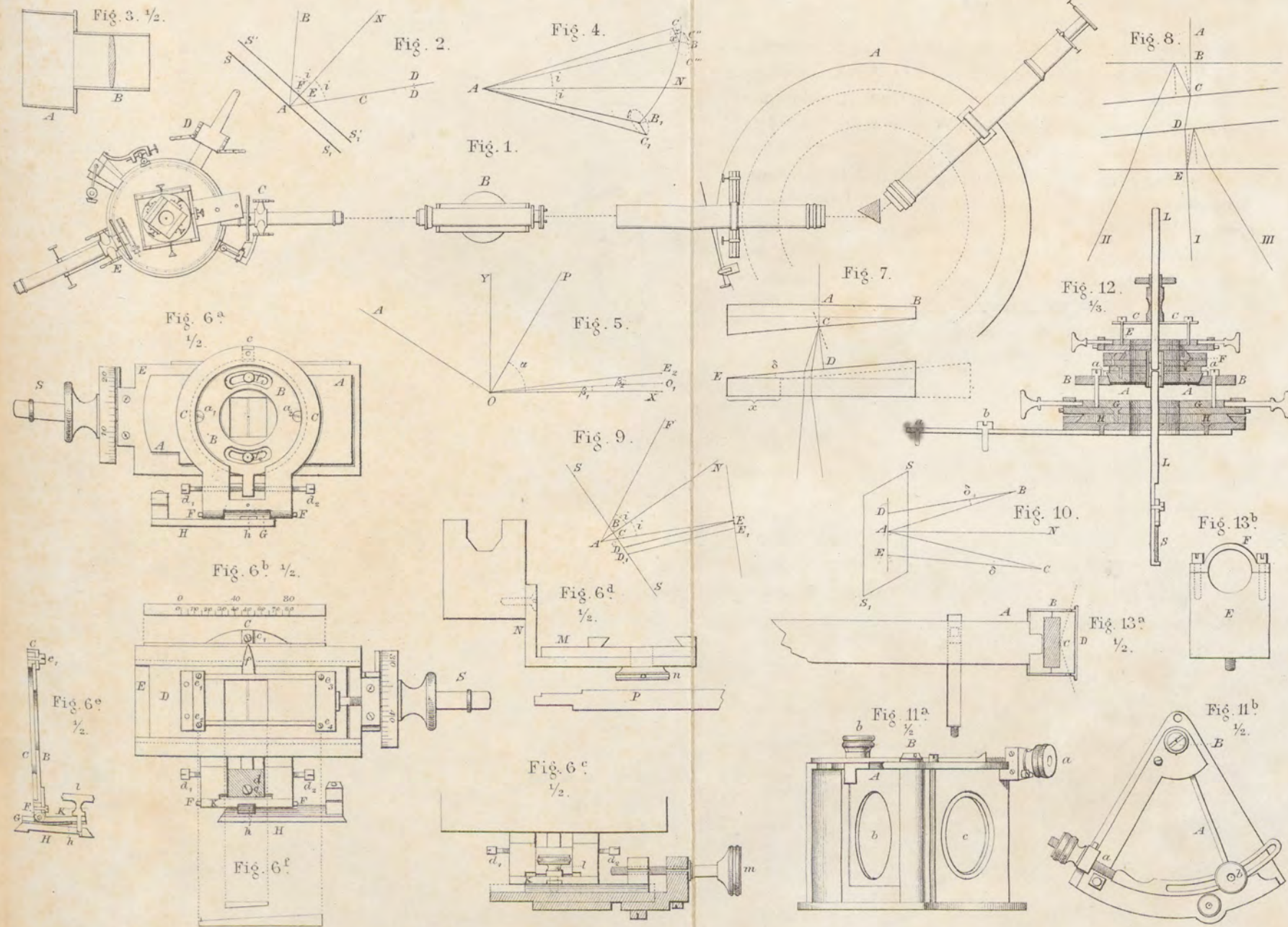
bij de totale terugkaatsing in het tweede medium, mogen aannemen, dat voor licht van kleinere golflengte de laag een grooteren invloed uitoefent, het verschil tusschen  $n_r$  en  $n_d$  grooter maakt, zoodat  $n_r$  met de golflengte gelijktijdig toe- en af zal nemen. Het mag evenwel worden betwijfeld, of de tegenwoordige theorieën omtrent de terugkaatsing van het licht de hier aangeduide verklaring kunnen geven. Wellicht heeft men in de verschijnselen, welke bij het gewijzigde flintglas zijn waargenomen, eene vingerwijzing te zien, dat bij het opstellen van de grensvoorwaarden voor de terugkaatsing van het licht op de moleculaire structuur moet gelet worden.

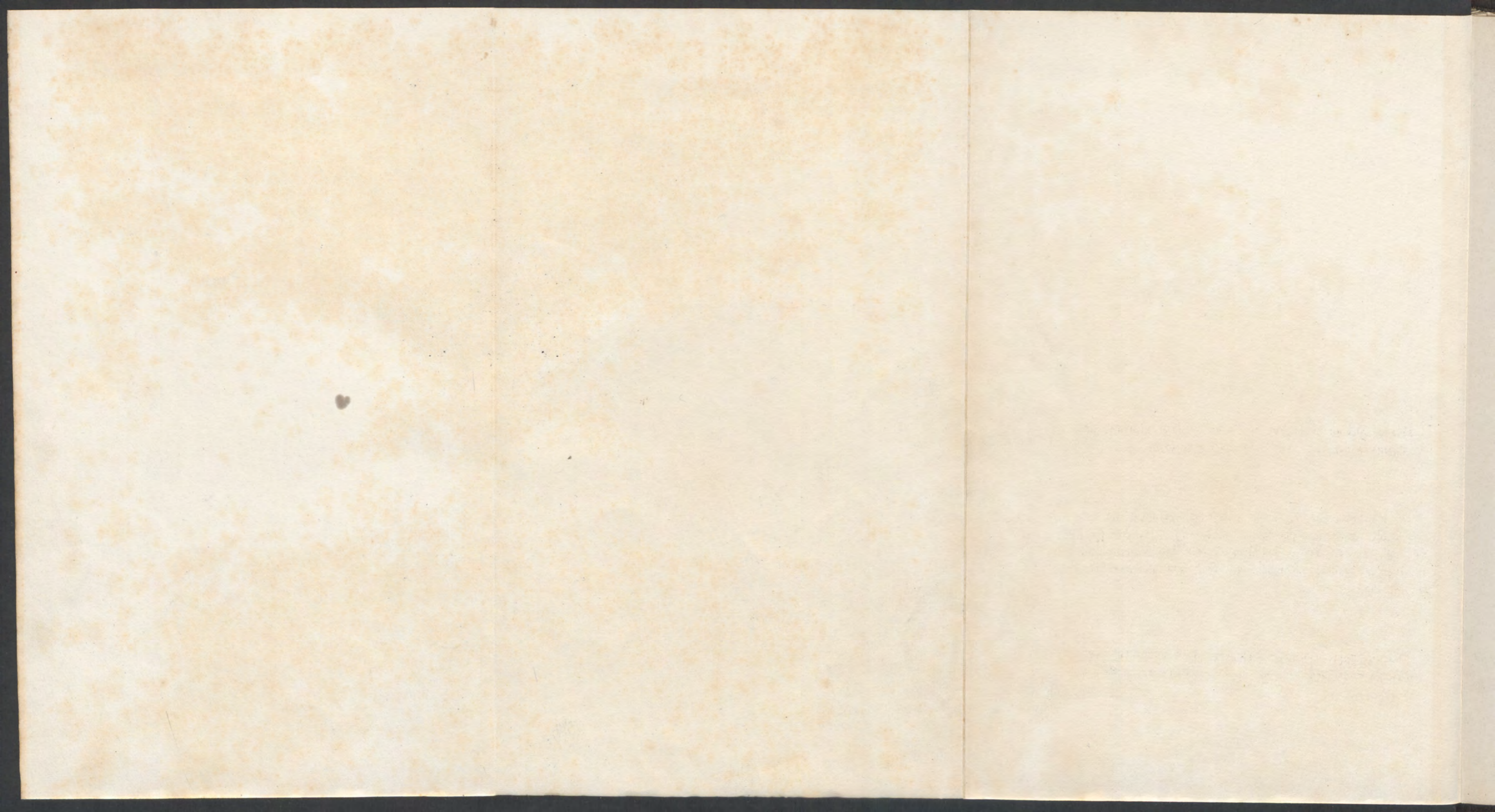
---

Aan het einde van dit proefschrift gekomen, kan ik niet nalaten aan Prof. H. KAMERLINGH ONNES mijn oprechten dank te betuigen, zoowel voor de vele hulpmiddelen, die tot mijne beschikking zijn gesteld, als voor de aansporing en ondersteuning bij dit onderzoek; en aan Prof. H. A. LORENTZ mijn hartelijken dank te brengen, voor de vele bewijzen van welwillendheid, die ik mocht ontvangen.

---







## STELLINGEN.

---

### I.

Het is onwaarschijnlijk, dat longitudinale trillingen bij de terugkaatsing van het licht een rol spelen.

### II.

De waarden, die JAMIN voor het hoofdazimut van verschillende metalen opgeeft (Ann. de Chim. et de Phys., Sér. III, T. 22), stellen het azimut voor van lichtbundels, die bij den hoofdinvalshoek twee, niet éene terugkaatsing hebben ondergaan.

### III.

Van de negatieve terugkaatsing, die JAMIN het eerst heeft waargenomen, is nog geene voldoende verklaring gegeven.

## IV.

De methode van O. PETTERSSON (Nature, Vol. XXX) om warmtehoeveelheden te meten, berust op het gebruik van een luchtcalorimeter, die in nauwkeurigheid voor een ijscalorimeter moet onderdoen.

## V.

Het is waarschijnlijk, dat magnetische krachten invloed uitoefenen op de terugkaatsing van het licht door doorschijnende lichamen, die in een magnetisch veld geplaatst het polarisatievlak draaien.

## VI.

De bewijzen, die NEESEN geeft in Wied. Ann. VII, „Ueber Anwendung der Methode der Dimensionen zum Beweise physikalischer Sätze,” beginnen met hetgeen bewezen moet worden aan te nemen.

## VII.

De proeven van SHELFORD BIDWELL kunnen het verschijnsel, dat door HALL is waargenomen, niet verklaren.

## VIII.

De theorie van de totale terugkaatsing is in zooverre onvolledig, dat zij geene verklaring geeft van den bijzonderen bewegingstoestand in de nabijheid van het grensvlak, waartoe men door het invoeren van complexe grootheden geraakt.

## IX.

BUNSEN (Wied. Ann. XX) vindt voor de hoeveelheid koolzuur, die door glas verdicht wordt, eene veel te groote waarde.

## X.

Het bewijs, dat HAGEN van de foutenwet  $\phi(\Delta) = Ce^{-h^2 \Delta^2}$  geeft, is onvolledig, daar aan de onderstelling, dat er een oneindig groot aantal bronnen van fouten voorkomen, in de werkelijkheid nooit voldaan wordt.

## XI.

Het optreden van de Natriumstreep en eenige metaalstrepen in het spectrum van de komeet van WELLS en de groote komeet van September 1882 bij den periheliumdoorgang, rechtvaardigen de hypothese, „dat de lichtverschijnselen, die bij kometen worden waargenomen en de uitstroomingen uit den kern het gevolg zijn van electrische werkingen.”

## XII.

Er zijn geene bewijzen voor de bewering van LOCKIER, dat de lichamen, die de chemie als elementen beschouwt, uit andere zouden zijn samengesteld.

## XIII.

Ten onrechte schrijft E. GERLAND (Wied. Ann. IV) de ontdekking der slingeruurwerken aan GALILEI, niet aan HUYGENS toe.

---

E R R A T A.

---

Pg. 78. Voor de 1<sup>ste</sup> Alinea te voegen 40.

„ 149. In de tabel achter XXXIII, XXXIV, XXXV, XXXVI een \* te plaatsen.

„ 152. In de tabel achter XXXIX een \* te plaatsen.

---

