OVER DE

OPTIESCHE EIGENSCHAPPEN DER METALEN.

LEIDEN: BOEKDRUKKERIJ VAN A. W. SIJTHOFF.

OVER DE

OPTIESCHE EIGENSCHAPPEN DER METALEN.

ACADEMIESCH PROEFSCHRIFT,

TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN

DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE,

AAN DE HOOGESCHOOL TE LEIDEN,

OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS

MR. R. VAN BONEVAL FAURE,

HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER REGTSGELEERDHEID,

IN HET OPENBAAR TE VERDEDIGEN

OP DONDERDAG DEN 5den OCTOBER 1865, DES NAMIDDAGS TEN 2 URE,

DOOR

MAURITS SNELLEN,

GEBOREN TE ZEIJST.

LEIDEN,
S. C. VAN DOESBURGH.
1865.

Aan mijne Ouders.

VOORREDE.

Bij het zoeken naar een onderwerp geschikt voor een Academiesch Proefschrift werd door mijnen hooggeachten Promotor mijne aandacht gevestigd op eene verhandeling van QUINCKE voorkomende in een der laatste jaargangen van POGGENDORFF'S *Annalen für Physik:* „über die Optischen Eigenschaften der Metalle," waarin de veranderingen, die het licht ondergaat, wanneer het door dunne metaallagen wordt doorgelaten, nagegaan worden. Ik werd hierdoor op het denkbeeld gebragt om hetgeen door verschillende waarnemers omtrent den invloed, die metalen niet alleen bij doorlating maar ook vooral bij terugkaatsing op het licht uitoefenen, bijeen te zamelen en zoodoende hiervan een zamenhangend geheel te vormen. In eene inleiding heb ik kortelijk naar chronologiesche volgorde opgenoemd, welke waarnemingen er van den vroegsten tijd af omtrent dit onderwerp volbragt zijn, terwijl in het Proefschrift zelf voornamelijk de verschillende methoden ter bepaling der optiesche constanten in aanmerking kwamen. Een eerste Hoofdstuk over de Elliptiesche Polarisatie achtte ik voor het verband noodzakelijk.

Nog een enkel woord ter betuiging van mijne opregte dankbaarheid aan hen, die mij door hun onderwijs aan zich verpligt hebben.

Hooggeschatte Promotor! Hooggeleerde RIJKE! Zoo bij het zamenstellen van dit Proefschrift als bij mijne werkzaamheden op het Physiesch Kabinet zijt gij altijd bereid geweest mij de behulpzame hand te bieden en door uwe praktiesche ervaring de zwarigheden te helpen overwinnen, die mij daar soms in den weg traden. Vertrouw, dat uw zoo helder en veelomvattend onderwijs bij mij steeds in dankbare herinnering zal blijven. Maar vooral betuig ik u mijnen hartelijken dank voor de vele blijken van toegenegenheid mij daarenboven betoond. Ik hoop die te mogen blijven genieten.

Niet alleen, Hooggeleerde KAISER! ben ik u dankbaar voor het onderwijs van u genoten. Ook de blijken van vriendschap in uw huis ondervonden zal ik steeds blijven hoogschatten. Gij weet zoo juist den toon van vriendschappelijken omgang tusschen Hoogleeraar en student te treffen. Ontvang mijnen welgemeenden dank.

Ook u, Hooggeleerde VERDAM! voel ik mij gedrongen mijne opregte dankbaarheid te betuigen voor de lessen, die gij uit den schat uwer grondige kennis aan uwe leerlingen mededeelt, en die ik gedurende geruimen tijd heb mogen bijwonen. Buiten uw onderwijs hebt gij mij dikwijls met raad en teregtwijzing ook met betrekking tot mijn loopbaan als onderwijzer voorgelicht.

Wees verzekerd, Hooggeleerde VAN DER HOEVEN! dat, ofschoon ik uw onderwijs slechts gedurende korten tijd heb kunnen bijwonen ik er niettemin hoogen prijs op stel het te hebben kunnen ontvangen. Echter ben ik u bovenal dankbaar voor andere blijken van toegenegenheid en deelneming in mijne omstandigheden mij geschonken. Dankbaarheid jegens u zal steeds mijn hart vervullen.

Hooggeleerde Heeren VAN DER BOON MESCH en SURINGAR, ook u dank ik voor uw onderwijs.

Ofschoon ik niet in de gelegenheid ben geweest Hooggeleerde BIERENS DE HAAN uwe Academische lessen bij te wonen, heb ik toch ook van u blijken van toegenegenheid ontvangen, waarvoor ik het mij eene aangename pligt reken u openlijk dank te zeggen.

Zeer geleerde LEVOIR! Bij mijne werkzaamheden op het Physiesch Kabinet hebt gij mij met telkens hernieuwde bereidvaardigheid geholpen. Uw juist oordeel en praktiesch inzigt hebben mij menigmaal den weg gewezen goede uitkomsten te verkrijgen, waar ik zonder uwe hulp mijn doel zeker niet zou hebben bereikt. Ontvang hiervoor mijnen welgemeenden, hartelijken dank; maar vooral ben ik veel verpligt aan de vele oogenblikken, die ik in vriendschappelijk zamen zijn met u heb doorgebragt.

Academievrienden! Nog dikwijls, hoop ik, zullen onze wegen zamenloopen. Tot zoolang vaart allen wel!

INHOUD.

INLEIDING.

EERSTE HOOFDSTUK.

TWEEDE HOOFDSTUK.

INHOUD.

DERDE HOOFDSTUK.

VIERDE HOOFDSTUK.

VIJFDE HOOFDSTUK.

INLEIDING.

Nadat MALUS de Polarisatie door terugkaatsing ontdekt had, onderzocht hij reeds terstond, of ook metalen in staat waren de door hem gevonden merkwaardige eigenschap aan het licht mede te deelen, en meende het er voor te mogen houden, dat metalen het door hen weerkaatste licht niet polariseren, en wanneer dit reeds gepolariseerd was, ook niet in staat zijn het te depolariseren [1]). In zijne: „*Théorie de la double réfraction*" [2]) spreekt hij echter deze meening weer tegen; maar ook nu is hij nog niet tevreden met zijne uitkomsten, want in eene verhandeling den 27 Mei 1811 in de Akademie van Wetenschappen te Parijs voorgedragen [3]), herroept hij zijn vroeger beweren, en laat zich aangaande den invloed der metalen op het licht aldus uit: „Les corps „diaphanes et les corps métalliques agissent donc exacte-„ment de la même manière sur les rayons, qu'ils réfléchis-

[1]) GILBERT, Annalen der Physik. 1809 pag. 293.

[2]) Mémoires, présentés à l'Institut des sciences lettres et arts par divers savants t. II pag. 438.

[3]) Mémoires de la Classe des sciences mathématiques et physiques de l'Institut Impérial de France. Année 1810 pag. 118.

„ sent; mais les corps diaphanes réfractent entièrement la „ lumière, qu'ils polarisent dans un sens, et réfléchissent „ celle, qui est polarisée dans le sens contraire, tandis que „ les corps métalliques réfléchissent la lumière qu'ils ont po- „ larisée dans les deux sens; etc."

MALUS spreekt in de beschrijving zijner proeven alleen van een metalen spiegel zonder te melden, welk metaal hij voor de terugkaatsing gebruikte. Het schijnt, dat hij slechts op ééne metaalsoort heeft geëxperimenteerd, waarschijnlijk op gepolijst spiegelmetaal.

Na hem zijn nog vele waarnemingen omtrent de terugkaatsing van licht op metalen bekend gemaakt, die echter allen betrekking hadden op de kleur van de twee beelden, die men door middel van een kalkspaath-rhomboëder waarneemt. Zoo vond MARX [1]) dat bij goud, koper en geelkoper het gewone beeld altijd wit bleef, terwijl het ongewone de eigenaardige kleur van het metaal aannam. Deze kleuren in het gewone en ongewone beeld heeft NOBILI [2]) nog na de bekendmaking der merkwaardige proeven van Sir DAVID BREWSTER waargenomen. Hij beschouwde door een kalspaath-krystal de ringen, die door den galvanieschen stroom op metalen ontstaan en naar hem genoemd zijn. Hierbij deed zich het verschijnsel voor, dat het gewone en het ongewone beeld niet complementaire kleuren vertoonden, maar zulke, die vereenigd de kleur zouden geven, welke het metaal aan het bloote oog vertoont. Dit verschijnsel treedt niet bij alle invalshoeken van het licht op het metaal te voorschijn, en de hoek van inval, waarbij de splitsing der kleuren zich

[1]) GEHLER, Physikalisches Wörterbuck Bad. VII pag. 855. SCHWEIGG. Jahrb. XXXII pag. 240.

[2]) POGGENDORFF's Annalen XXII pag. 614.

het duidelijkst vertoont, hangt af van de kleur der ringen, die men beschouwt. Bij blaauw geschiedt dit b. v. bij een veel kleineren hoek dan bij eenige andere kleur; in het algemeen echter tusschen 5° en 10° invalshoek. Het verschijnsel houdt op te bestaan, indien de ringen met een laag olie, alkohol, water of vernis bedekt zijn; de beide beelden vertoonen dan dezelfde kleur. Wanneer het metaal op eene andere wijze dan juist door het galvanisme gekleurd is, heeft er ook kleurscheiding in de twee beelden plaats; zoo zal b. v. een blaauw-stalen horologie-veer in het ongewone beeld veel donkerder en zuiverder blaauw geven, dan in het gewone.

Na MALUS schijnen BREWSTER en BIOT de eersten te zijn geweest, die van de Metallieke Terugkaatsing eene ernstige studie gemaakt hebben. BIOT [1]) stelt zich voor, dat er in het algemeen twee terugkaatsingen aan de oppervlakte der ligchamen plaats hebben, nl. ééne buiten het ligchaam, die op alle licht-molekulen dezelfde werking uitoefent en dus een witte straal te weeg brengt, terwijl de tweede, die binnen in de stof van het ligchaam plaats heeft, aan het teruggekaatste licht de kleur van het ligchaam zelve medewdeelt. Door de eerstgenoemde terugkaatsing wordt het licht sterk gepolariseerd, door de tweede zeer weinig. Hierdoor nu is het mogelijk den teruggekaatsten straal zoodanig op een glazen spiegel op te vangen, dat de eerstgenoemde soort van licht wordt uitgedoofd, dan zal de tweede worden teruggekaatst en zoo zal men de metalen in hunne natuurlijke kleuren zien; hetgeen door BIOT bij goud, ijzer en koper is waargenomen.

Later is BIOT omtrent dit onderwerp met BREWSTER in

---

[1]) BIOT, Traité de Physique t. IV.

correspondentie getreden, die hem mededeelde, dat gepolariseerd licht op Goud en Zilver teruggekaatst zich in een prisma van kalkspaath in twee bundels verdeelde van verschillende kleur. Deze proef werd door BIOT herhaald, die tot dezelfde uitkomst kwam; tevens merkte hij nog op, dat dit verschijnsel geheel en al de wetten der door hem ontdekte „*Polarisation Mobile*" volgde; zooals die zich bij dunne krystal-plaatjes vertoont. Deze overeenkomst deelde hij op den 27 Maart 1815 aan de Parijsche Akademie mede, terwijl hij er ook BREWSTER kennis van gaf. Van dien tijd af heeft BIOT zijne proeven omtrent dit onderwerp voortgezet en is hierdoor tot het besluit gekomen, dat de terugkaatsing op metalen op dezelfde wijze op het licht werkt als de doorlating door dunne krystal-plaatjes, en, dat bij meer terugkaatsingen zij ieder overeenkomen met eene meerdere dikte der krystal-plaatjes [1]).

BREWSTER liet het geheel bij empiriesch onderzoek blijven zonder te trachten eenige verklaring van de waargenomen verschijnselen te geven. Dit is het eerst door NEUMANN [2]) geschied, die aantoonde, dat de naam door BREWSTER gegeven aan de eigenaardige verandering, die het licht door metallieke terugkaatsing ondergaat, juist was, door te bewijzen, dat de etherdeeltjes in een elliptiesch-gepolariseerden lichtstraal zich werkelijk in ellipsen bewegen. DE SÉNARMONT en JAMIN hebben deze waarheid proefondervindelijk aangetoond.

Aangaande de doorlating van licht door metalen zijn tot in den allerlaatsten tijd weinig onderzoekingen in het werk gesteld. Alleen MAC CULLAGH [3]) heeft in 1837 gevonden, dat

---

[1]) BIOT, Traité de Physique t. IV. p. 579.

[2]) POGGEND., Ann. Bud. XXVI p. 89.

[3]) Proceedings of the Royal Irish Academy. Vol. I. p. 27.

een gepolariseerde lichtstraal na door een goudblaadje gegaan te zijn elliptiesch-gepolariseerd was, hetgeen ROLLMANN [1]) later in 1855 nogmaals aantoont; terwijl hij met de proeven van MAC CULLAGH geheel onbekend schijnt te zijn. Latere onderzoekingen hebben alleen betrekking op de kleur van het door goud doorgelaten licht [2]). Ook FARADAY [3]) heeft hieromtrent proeven genomen; maar beperkte zijne onderzoekingen niet alleen tot goud. Hij toonde tevens aan, zooals door WARREN DE LA RUE het eerst met betrekking tot goud was opgemerkt, dat verscheidene metalen tusschen de gekruiste spiegels van een polarisatie-toestel geplaatst het veld weder verlichtten; waardoor hij bewees dat hunne eigenschap om het licht door te laten niet aan kleine openingen kon worden toegeschreven, zooals men ligt zou kunnen denken. Door QUINCKE zijn eindelijk in 1863 proeven bekend gemaakt, waaruit de elliptiesche polarisatie van het licht bij zijne doorlating door metalen duidelijk bleek, en die vooral dienden om zijne parameters te bepalen. Op zijne proeven, evenals op die van DE SÉNARMONT en JAMIN zal later uitvoeriger worden teruggekomen; daarom zij het genoeg hier hunne namen genoemd te hebben.

---

[1]) POGG. Ann. Bnd. CLXVI. p. 188.

[2]) DUPASQUIER, Institut t. XIV. p. 247.

[3]) Phil. Transactions 1857 p. 145. Experimental Researches IV. p. 391.

EERSTE HOOFDSTUK [1]).

---

a. ONTWIKKELING DER VERSCHIJNSELEN BIJ ELLIPTIESCH-GEPOLARISEERD LICHT.

§ 1. Een etherdeeltje kan door trillingen, uitgaande van verschillende middenpunten, worden in beweging gebragt, zooals bij de verklaring der Interferentie-verschijnsels algemeen wordt aangenomen. Stellen wij ons nu voor, dat een etherdeeltje zich zal gaan bewegen onder den invloed van twee loodregt ten opzigte van elkaâr gepolariseerde lichtstralen van verschillende amplituden a en a' en met een verschil in phase gelijk aan φ, maar met gelijke vibratie-tijden T, dan zal men voor de bewegingsvergelijkingen dezer stralen met betrekking tot een coördinaten-stelsel O X en O Y, waarvan x pos. naar boven en y pos. regts gerekend wordt, vinden:

$$x = a \cos 2\pi \frac{t}{T};\; y = a \cos \left(2\pi \frac{t}{T} - \varphi\right) \quad . \; . \; . \; (1)$$

en de vergelijking der baan, waarin zich dit ether-deeltje beweegt, zal men verkrijgen door uit bovenstaande uitdruk-

---

[1]) M. F. BILLET, *Traité d'Optique Physique.* t. II.

kingen de waarden voor den tijd te elimineren, en dus voorgesteld worden door:

$$a'^2 x^2 + a^2 y^2 - 2\,aa'\,xy \cos\varphi - a^2\,a'^2 \sin^2\varphi = 0 \;.\;.\; (2)$$

welke vergelijking die eener ellips is, om dat viermaal het produkt van de coëfficienten van x^2 en y^2 verminderd met het vierkant van den coëfficient van xy zal blijken eene positieve waarde te hebben.

Een lichtstraal, wiens etherdeelen op deze wijze zich bewegen, wordt gezegd *elliptiesch-gepolariseerd* te zijn.

§ 2. Stelt men in verg. (2)

$$\varphi = 0, \text{ of} = \pi,$$

dan wordt zij:

$$y = \frac{a'}{a}\,x; \text{ of: } y = -\frac{a'}{a}\,x.$$

Dus zal in deze beide gevallen de doorloopen baan eene regte lijn zijn, en het licht regtlijnig gepolariseerd zijn, maar de rigting van deze lijn ten opzigte der coörd. assen zal in beide gevallen niet dezelfde zijn. Deze wordt nml. uitgedrukt door den hoek dien zij met de as O X maakt, waarvan de tangens in het eerste geval $\frac{a'}{a}$, in het tweede $-\frac{a'}{a}$ is. In het eerste geval ligt deze lijn dus in het boven-regtsche en onder-linksche kwadrant; in het tweede geval in het onder-regtsche en boven-linksche, terwijl de hoek, dien zij in beide gevallen met de as O X maakt, even groot is.

Voor $\varphi = \frac{\pi}{2}$ en $a = a'$, wordt de vergelijking blijkbaar die eens cirkels; en onder die omstandigheden wordt de straal *circulair-gepolariseerd* genoemd.

§ 3. Daar de baan, die elk etherdeeltje van een elliptiesch-gepolariseerden lichtstraal doorloopt, eene gesloten kromme lijn is, zal de beweging periodiek zijn. Om den duur eener periode te vinden, moet men zoeken, welke waarde van t in de verg. (1) aan x en y hunne oorspronkelijke waarden zal teruggeven. In de uitdrukking voor y komen, als men haar ontwikkelt, de sinus en cosinus van $2\pi\frac{t}{T}$ voor; de nieuwe waarde t' moet dus zoo genomen worden, dat deze beide goniometriesche lijnen voor t en t' gelijk zijn, en dus zal boog $2\pi\frac{t}{T}$ met 2π moeten vermeerderd worden, waardoor $t'-t$, dat is, de gezochte duur der periode T_1 gelijk aan T wordt.

§ 4. Om de rigting te vinden, waarin de ellips doorloopen wordt, heeft men voor de snelheden langs de assen X en Y:

$$V_x=-\frac{2a\pi}{T}\sin 2\pi\frac{t}{T};\quad V_y=-\frac{2a'\pi}{T}\sin\left(2\pi\frac{t}{T}-\varphi\right)$$

Stelt men nu de snelheid evenwijdig aan een der assen b. v. OX gelijk 0 en gaat men dan na, welke de beweging is met betrekking tot de andere as, dan zal men hieruit gemakkelijk de draaijingsrigting van het etherdeeltje afleiden. Voor $x=0$ moet $t=0$ of $\frac{1}{2}T$ zijn, waaraan voor x de waarden a en $-a$ beantwoorden en het etherdeeltje dus de grootst mogelijke afwijking naar boven of naar beneden heeft. Voor de snelheid met betrekking tot de as OY vindt men dan in die beide gevallen:

$$V_y=-\frac{2a'\pi}{T}\sin(-\varphi)\text{ of: }V_y=-\frac{2a'\pi}{T}\sin(\pi-\varphi).$$

Stelt men in deze vergelijkingen φ pos. en $<\pi$ dan heeft men in het eerste geval voor V_y eene positieve in het tweede eene negatieve waarde, welke uitkomsten met elkander overeenkomen en eene draaijingsrigting aanduiden overeenkomende met die van den wijzer eens uurwerks. Voor φ pos. en $> \pi$ maar $< 2\pi$ of neg. en $> -\pi$ vindt men juist het tegenovergestelde. De eerste beweging wordt *regtsch*, de tweede *linksch* genoemd.

§ 5. Zonder in het minst de beweging van een etherdeeltje te veranderen kan men de phase, met een geheel aantal cirkel-omtrekken vermeerderen of verminderen, waardoor het verschil in phase van twee lichtstralen altijd tot eene waarde tusschen 2π en 0 kan worden teruggebragt. Op eene soortgelijke wijze kan men door negatieve verschillen aan te nemen dit verschil tusschen de grenzen π en 0 beperken. Immers, wanneer het verschil eene waarde tusschen 2π en π heeft, dan zal de phase voor den tweeden straal door er 2π bij te voegen worden:

$$2\pi\frac{t}{T} + 2\pi - \varphi = 2\pi\frac{t}{T} - (-(2\pi - \varphi))$$

waarin $2\pi - \varphi$ altijd $< \pi$ is. De vergelijkingen voor de beweging van den ether in beide soorten van elliptiesch-gepolariseerde lichtstralen worden dan:

$$x = a \, cos \cdot 2\pi\frac{t}{T}; \; y = a' \, cos\,(2\pi\frac{t}{T} \mp \varphi) \; . \; . \; . \; . \; . \; (3)$$

en voor de snelheden heeft men:

$$V_x = -\frac{2a\pi}{T}\, sin\, 2\pi\frac{t}{T}; \; V_y = -\frac{2a'\pi}{T}\, sin\left(2\pi\frac{t}{T} \mp \varphi\right) (4)$$

waarin het teeken — een regts-, + een links-gepolariseerden lichtstraal aanduidt.

§ 6. De regthoekig op elkander gepolariseerde lichtstralen, waaruit de elliptiesche ontstaan is, noemt men zijne *zamenstellenden.* Daar een regtlijnig gepolariseerde lichtstraal altijd ontbonden kan worden in twee loodregt op elkander gepolariseerden, zal er, zoo men deze ontbinding op de beide zamenstellenden toepast, een stel van twee andere zamenstellenden gevormd worden, die in amplituden en phasenverschil van de eerst aangenomen zullen verschillen, en, omdat de hoek, dien de vibratie-vlakken van dit nieuwe stel, met die van het oorspronkelijke maken, willekeurig kan worden aangenomen, zal men zoodoende een oneindig aantal verschillende zamenstellenden voor denzelfden elliptiesch-gepolariseerden lichtstraal verkrijgen.

§ 7. Zij om zulk een nieuw stel zamenstellenden te vormen ω de hoek, dien de nieuwe vlakken, waarin de vibratie der etherdeeltjes plaats heeft, met de oorspronkelijke maken, dan zal men blijkbaar hebben:

$$x' = x \cos\omega + y \sin\omega;\quad y' = -x \sin\omega + y \cos\omega$$

of door voor x en y hare waarden te stellen:

$$x' = a \cos 2\pi \frac{t}{T} \cos\omega + a' \cos\left(2\pi \frac{t}{T} - \varphi\right) \sin\omega$$

$$y' = -a \cos 2\pi \frac{t}{T} \sin\omega + a' \cos\left(2\pi \frac{t}{T} - \varphi\right) \cos\omega.$$

Voor de phase ψ en de intensiteit A^2 van den eersten straal heeft men dus:

$$tg\,\psi = \frac{a' \sin\omega \sin\varphi}{a \cos\omega + a' \sin\omega \cos\varphi}$$

$$A^2 = a^2 \cos^2\omega + a' \sin^2\omega + 2\,a a' \sin\omega \cos\omega \cos\varphi$$

en voor den tweeden straal:

$$tg\,\psi' = \frac{a' \cos\omega \sin\varphi}{-a \sin\omega + a' \cos\omega \cos\varphi}$$

$$A'^2 = a^2 \sin^2\omega + a'^2 \cos^2\omega - 2\,a a' \sin\omega \cos\omega \cos\varphi$$

waaruit men voor het phasenverschil $\psi - \psi'$ of de anomalie Φ heeft:

$$tg\,\Phi = \frac{a a' \sin\varphi}{a a' \cos 2\,\omega \cos\varphi - \frac{1}{2}\,(a^2 - a'^2) \sin 2\,\omega.}$$

De grootheden A, A′ en Φ worden de *parameters* van een stel zamenstellenden genoemd.

§ 8. Geeft men in de uitdrukking voor Φ aan ω eene zoodanige andere waarde ω', dat men heeft:

$$2\,\omega' = 2\,\omega + \pi$$

of:

$$\omega' = \omega + 90°$$

dan zal hierdoor het teeken van $tg\,\Phi$ veranderd worden, en men verkrijgt dus zoodoende een stel, waarvan de anomalie het supplement is van die behoorende aan het zooeven beschouwde. Tevens ziet men in (§ 5.), dat de bewegingsrigting der etherdeeltjes in deze beide stellen dezelfde blijft. Maar door deze ω' in de uitdrukkingen voor de intensiteiten A^2 en A'^2 in te voeren, zal men vinden dat deze van waarden verwisselen; zoodat de parameters dezer twee stellen voor ieder in dezelfde orde opgenoemd de waarden hebben: A, A′, Φ en A′, A, en $\pi - \Phi$. Twee zulke stellen worden elkanders *toegevoegden* genoemd.

§ 9. Onder de oneindig vele stellen zamenstellenden van een elliptiesch-gepolariseerden lichtstraal is er altijd één, waarvan de anomalie $\frac{\pi}{2}$ is, of, waarin de eene straal ten opzigte van den anderen eene vertraging van $\frac{1}{4}\,\lambda$ heeft.

Voor dit stel heeft men dus:

$$tg\,\Phi = \infty$$

waaruit men voor den hoek Ω, dien dit stel met het eerst aangenomen maakt, vindt:

$$tg\,2\,\Omega = \frac{2\,a\,a'\cos\varphi}{a^2 - a'^2}$$

voor de intensiteiten A_1^2 en A'^2_1 der zamenstellenden zal men vinden, door in de vroeger gevonden waarden voor A^2 en A'^2 de bovenstaande uitdrukking voor Ω in plaats van ω te stellen:

$$A_1^2 = \tfrac{1}{2}(a^2 + a'^2) \pm \tfrac{1}{2}\sqrt{\{(a^2 - a'^2)^2 + 4\,a^2\,a'^2\cos^2\varphi\}}$$

$$A'^2_1 = \tfrac{1}{2}(a^2 + a'^2) \mp \tfrac{1}{2}\sqrt{\{(a^2 - a'^2)^2 + 4\,a^2\,a'^2\cos^2\varphi\}}$$

Dit stel wordt dat der *voorname zamenstellenden* genoemd.

Hiervoor worden de bewegingsvergelijkingen dus:

$$x_1 = A_1\cos 2\,\pi\frac{t}{T};\; y_1 = A'_1\cos\left(2\,\pi\frac{t}{T} - \frac{\pi}{2}\right)$$

$$= A'_1\sin 2\,\pi\frac{t}{T}$$

waardoor men voor de doorloopen ellips de eenvoudige vergelijking:

$$\frac{x_1^2}{A_1^2} + \frac{y_1^2}{A'^2_1} = 1$$

verkrijgt.

§ 10. Zoo zal er ook altijd één stel gevonden worden, waarin de intensiteiten der beide zamenstellenden gelijk zijn, waarvoor dus:

$$A^2 = A'^2$$

zoodat men voor de waarde Ω_1 van den hoek, dien dit stel maakt met het oorspronkelijke, zal vinden:

$$t g\, 2\, \Omega_1 = - \frac{a^2 - a'^2}{2\, a\, a' \cos \varphi}$$

Voor de waarden der intensiteiten A^2 en A'^2 vindt men:

$$A^2 = A'^2 = \frac{a^2 + a'^2}{2}$$

en voor de anomalie Φ_1:

$$t g\, \Phi_1 = \frac{\pm\, 2\, a\, a' \sin \varphi}{\sqrt{\{(a^2 + a'^2)^2 - 4\, a^2\, a'^2 \sin^2 \varphi}}$$

Zoo ook vindt men:

$$t g\, 2\, (\Omega - \Omega_1) = \infty$$

dus:

$$\Omega - \Omega_1 = 45°$$

waaruit blijkt, dat de twee laatstbeschouwde stellen een hoek van 45° met elkander maken.

§ 11. Om na te gaan welke waarde ω_2 aan ω moet gegeven worden om aan de twee zamenstellenden de grootste of kleinste anomalie te geven stelle men de differentiaal van Φ gelijk nul, waardoor men vindt:

$$t g\, 2\, \omega_2 = - \frac{a^2 - a'^2}{2\, a\, a' \cos \varphi}.$$

Voor deze waarde van ω zal Φ dus een maximum of minimum worden, al naardat de tweede afgeleide funktie van Φ negatief of positief is. Deze nu zal men vinden met beide teekens aangedaan te zijn, waaruit men moet besluiten, dat de gevonden waarde voor $t g\, 2\, \omega_2$ te gelijk een maximum en een minimum van phasenverschil oplevert. Er zijn nml.

twee bogen $2\,\omega_2$ en $2\,\omega'_2$, wier tangenten aan de bovenstaande vergelijking voldoen; aan de eene zal een maximum, aan de andere een minimum van anomalie beantwoorden; en omdat:

$$2\,\omega'_2 = 2\,\omega_2 + \pi$$

of:

$$\omega'_2 = \omega_2 + 90^\circ$$

zullen deze beide stellen elkaârs toegevoegden zijn (§ 8.).

Uit de waarde van $2\,\omega_2$ blijkt tevens, dat zij gelijk aan $2\,\Omega_1$ is; hetgeen aanduidt, dat het stel der gelijke zamenstellenden tevens dat is, waarvan de anomalie een maximum of minimum bedraagt.

§ 12. Voor de waarden van ω, waarbij het verschil tusschen de intensiteiten A^2 en A'^2 het grootst is, zal men vinden door de differentiaal van $A^2 - A'^2 = 0$ te stellen

$$tg\,2\,\omega = \frac{2\,a\,a'\,cos\,\varphi}{a^2 - a'^2}$$

de waarde vroeger voor Ω gevonden, waaruit dus volgt, dat het stel zamenstellenden, waarvoor de anomalie $\frac{\pi}{2}$ is, ook met het grootste verschil in intensiteit der zamenstellenden is aangedaan.

§ 13. Voor de vergelijking der ellips, die door het etherdeeltje doorloopen wordt, is gevonden:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{a'^2} - \frac{2\,cos\,\varphi}{a\,a'}\,x\,y = sin^2\,\varphi.$$

Om de assen dezer ellips te vinden moet men de vergelijking dezer zelfde ellips voor een ander regthoekig coördinaten-systeem opmaken, en den hoek ω, dien dit systeem met het eerste maakt, zoodanig te bepalen, dat daardoor in de gevonden vergelijking de coëfficient van xy nul wordt, waardoor men tot de voorwaardens-vergelijking:

$$tg\ 2\Omega = \frac{2\,a\,a'\cos\varphi}{a^2 - a'^2}$$

geraakt; hetgeen aanduidt, dat, wanneer de vibratie-vlakken der zamenstellenden door de assen der ellips gaan, die zamenstellenden het grootste verschil in intensiteit en eene anomalie $\frac{\pi}{2}$ hebben.

§ 14. Voor de vierkanten der assen vindt men:

$$\frac{a^2\,a'^2\sin^2\varphi}{a'^2\cos^2\omega + a^2\sin^2\omega - a\,a'\cos\varphi\sin 2\omega}$$

en:

$$\frac{a^2\,a'^2\sin^2\varphi}{a^2\cos^2\omega + a'^2\sin^2\omega + a\,a'\cos\varphi\sin 2\omega}$$

welke uitdrukkingen blijken evenredig te zijn aan de intensiteiten A_1^2 en A'^2_1 in het geval van $\omega = \Omega$ zoodat: *wanneer de vlakken der beide zamenstellenden door de assen der doorloopen ellips gaan, de intensiteiten in deze zamenstellenden evenredig aan de vierkanten der assen zijn.*

---

b. ANALYSATOREN VOOR ELLIPTIESCH-GEPOLARISEERD LICHT.

§ 15. Om na te gaan welke de verschijnselen zullen zijn, wanneer een elliptiesch-gepolariseerde lichtstraal door een dubbelbrekend krystal wordt doorgelaten, bedenke men, dat deze straal altijd kan worden gedacht ontbonden te zijn in twee zamenstellenden, wier vibatrie-vlakken evenwijdig aan en loodregt op de voorname doorsnede van het krystal zijn gelegen. Deze twee zamenstellenden zullen dan door de werking van het krystal gescheiden worden, en men zal twee beelden zien. Valt de voorname doorsnede zamen met een der assen van de ellips, dan vormen deze beelden de voorname zamenstellenden; door het krystal 45° om te draaijen zal men het stel met gelijke intensiteiten verkrijgen. Om dus de ligging der assen van de ellips te bepalen heeft men een Nicol's prisma slechts zoolang te draaijen, totdat men een stand bereikt, waarvoor de lichtintensiteit een maximum of minimum is, dan zal in de rigting, die zijne voorname doorsnede dan inneemt, de groote of kleine as liggen, loodregt hierop natuurlijk de kleine of groote. Meer naauwkeurig zal men zijn doel bereiken door den stand der voorname doorsnede van een gewoon dubbelbrekend prisma te zoeken, waarvoor beide beelden gelijk van intensiteit zijn. De assen zijn dan bekend, doordat deze voorname doorsnede den regten hoek, dien ze vormen, in dat geval zal midden door deelen. De meerdere naauwkeurigheid dezer laatste methode ligt hierin, dat het menschelijk oog veel beter geschikt is de gelijkheid van twee beelden, die men te gelijk waarneemt, op te merken, dan om onder eenige elkander opvolgende beelden die te bepalen, die het sterkst of zwakst verlicht zijn.

§ 16. Door de anomalie der beide zamenstellenden van een elliptiesch-gepolariseerden lichtstraal 0 of π te maken, wordt deze altijd regtlijnig-gepolariseerd (§ 2.). Voor het voorname stel, waar de anomalie (§ 9.) $\frac{\pi}{2}$ is, moet deze dus slechts met $\frac{\pi}{2}$ vermeerderd of verminderd worden om den elliptiesch-gepolariseerden lichtstraal in een regtlijnig-gepolariseerden te veranderen, of, zooals men gewoon is dit te noemen te *herstellen*. De werktuigen, die hiertoe dienen worden *herstellers* genoemd. Zij behoeven dus slechts de eigenschap te bezitten twee loodregt op elkander gepolariseerde lichtstralen door te laten, maar hun phasenverschil met $\frac{\pi}{2}$ te vermeerderen of te verminderen. De meest gebruikelijke herstellers zijn een dun krystalplaatje, de parallelopipeda van FRESNEL en de compensatoren.

§ 17. Een evenwijdig aan de as geslepen krystalplaatje heeft de eigenschap twee regtlijnig gepolariseerde lichtstralen, wier vlakken loodregt staan op of zamenvallen met de voorname doorsnede van dat krystal-plaatje door te laten zonder iets aan de rigting dier vibratie-vlakken te veranderen; maar, wanneer deze twee stralen gelijke phasen hadden bij het intreden, zal dit bij het uittreden uit het krystal niet meer plaats hebben, omdat de golflengten in de beide bovengenoemde vlakken niet dezelfde zijn. Wanneer de dikte van het krystalplaatje nu zoo genomen wordt, dat zij juist $\frac{1}{4}$ golflengte meer in de voorname doorsnede dan in het daarop loodregte vlak bevat, dan zal bij het uittreden de straal volgens de voorname doorsnede doorgelaten dengenen, die daarop loodregt wordt voortgeplant, $\frac{1}{4}$ golflengte vooruit zijn; of, wat hetzelfde is, zijne phase zal $\frac{\pi}{2}$ grooter zijn, dan die van den anderen straal. Volgens het in de voorgaande paragraaf gezegde is zulk een plaatje dus geschikt om als hersteller gebruikt te worden, indien men de voorname doorsnede slechts laat zamenvallen met een der beide assen van de beschreven ellips.

§ 18. Wanneer twee loodregt op elkander gepolariseerde lichtstralen van gelijke phasen totaal worden teruggekaatst en het vibratie-vlak van een dezer stralen zàmenvalt met het vlak van inval, dan zullen de teruggekaatste stralen een phasenverschil verkregen hebben, dat natuurlijk bij eene tweede terugkaatsing op een vlak evenwijdig aan het eerste zal verdubbeld worden. Deze eigenschap der totale reflectie heeft men dienstbaar gemaakt bij het vervaardigen van eene tweede soort van herstellers, waarvan de parallelopipeda van FRESNEL het meest gebruikt worden. Het verschil in phase bij éene terugkaatsing bedraagt altijd minder dan $\frac{\pi}{2}$ en meer dan $\frac{\pi}{4}$; om dus een verschil van $\frac{\pi}{2}$ te verkrijgen moeten de stralen minstens tweemaal totaal teruggekaatst worden. FRESNEL gebruikte om dit doel te bereiken een scheef parallelopipedum van glas, hebbende tot grond- en bovenvlak een regthoek, terwijl twee elkander tegenoverstaande zijvlakken loodregt op het grondvlak stonden. De index van het gebezigde glas was bekend. Een lichtstraal, die loodregt op het grondvlak invalt, zal dus loodregt op het bovenvlak uittreden na twee totale terugkaatsingen ondergaan te hebben. Daar het phasenverschil der teruggekaatste stralen afhangt van den hoek van inval en van den index van breking, moeten de hoeken van het parallelopipedum zoo gekozen worden, dat het phasenverschil der beide uittredende loodregt op elkander gepolariseerde lichtstralen juist $\frac{\pi}{2}$ bedraagt. Om zulk een parallelopidedum als hersteller te gebruiken moeten dus de beide parallelogram-vlakken zamenvallen met een der assen van de ellips.

§ 19. Wanneer men een krystal-plaatje verkregen heeft, dat juist een verschil in phase aan de beide doorgelaten stralen geeft gelijk aan $\frac{\pi}{2}$ voor eene bepaalde kleur, dan zal ditzelfde plaatje niet een even groote anomalie geven aan anders gekleurd licht. De dikte van dit plaatje moet immers zoo zijn, dat voor de twee stralen een verschil in doorloopen wegen van een kwart golflengte bestaat. Wanneer dat waar is voor ééne kleur zal het natuurlijk voor eene andere niet waar zijn, omdat de golflengten van verschillend gekleurde lichtsoorten verschillen Dit is ook het geval bij de parallelopipeda van FRESNEL. Hierdoor is men genoodzaakt homogeen licht te gebruiken bij de proeven omtrent elliptiesche polarisatie en, omdat men niet verwachten kan voor elke soort licht krystal-plaatjes te vinden, die juist een phasenverschil gelijk aan $\frac{\pi}{2}$ geven, heeft men getracht werktuigen zamen te stellen, waarin het verschil in doorloopen wegen voor de ordinaire en extraordinaire stralen veranderd kan worden, welk doel met eene verbazende naauwkeurigheid bereikt is.

§ 20. De compensator van BABINET is een dezer werktuigen en bestaat uit twee eenigzins prismatiesch- of wigvormig-geslepen kwartsplaten, die op elkander gelegd worden met hunne brekende kanten naar tegenovergestelde rigting zoo dat het geheel een plan-parallele plaat vormt. In elk der beide prismen loopt de as evenwijdig aan het buitenste zijvlak, maar in het eene prisma is hij evenwijdig aan, in het andere loodregt op den brekenden kant. Laat men nu loodregt op deze plaat een lichtstraal invallen, dan zal hij bij het intreden niet in een ordinairen en een extraordinairen straal gescheiden worden maar deze zullen zich in dezelfde rigting voortplanten, en bij den overgang van het eene prisma in het andere zullen zij slechts in zooverre veranderd worden, dat de straal, die in het eerste prisma ordinair was, in het tweede extraordinair zal worden en omgekeerd.

§ 21. Denkt men zich nu daar, waar de dikten der prismen gelijk zijn eene lijn evenwijdig aan de brekende kanten getrokken, dan zal een lichtstraal, die in eenig punt dezer lijn loodregt op den compensator invalt, in beide prismen even groote wegen doorloopen, en een elliptiesch-gepolariseerde straal, waarvan het vibratie-vlak van een der voorname zamenstellenden zamenvalt met de voorname doorsnede van het eerste prisma, zal in dit geval geene verandering in anomalie ondergaan; want zooveel de phase van een der stralen zou zijn vermeerderd in het eerste prisma, zooveel zal ze ook weder worden verminderd in het tweede. De genoemde lijn heet *middenlijn* van den compensator. In de punten hiernaast, waar de doorloopen wegen niet gelijk zijn, zal de anomalie veranderd worden. Wanneer men den compensator in eene rigting loodregt op de middellijn verschuift, zoodat b. v. de weg in het eerste prisma doorloopen grooter is dan die in het tweede, zal de vergrooting van phase aan den ordinairen straal toegebragt in het eerste prisma niet geheel worden vernietigd door de werking van het tweede prisma en dus zal de ordinaire straal altijd eene vergrooting van phase ondergaan hebben, die afhankelijk is van het verschil der wegen door den straal in het eerste en het tweede prisma doorloopen. Daar dit verschil altijd grooter wordt, hoe verder het punt, waar de straal invalt, van de middenlijn verwijderd is, zal dus ook de verandering in anomalie grooter en grooter worden en voor een zeker punt $\frac{\pi}{2}$ worden; een elliptiesch gepolariseerde straal zal in dit punt dus hersteld worden, indien het vibratie-vlak van een der voorname zamenstellenden met de voorname doorsnede van het eerste prisma zamenvalt. Aan de andere zijde der middenlijn zal, zooals men gemakkelijk inziet, de ordinaire straal eene vermindering van phase ondergaan, die al grooter en grooter wordt, en dus voor een zeker punt de waarde $\frac{\pi}{2}$ zal verkrijgen, waardoor dus de elliptiesch-gepolariseerde straal eveneens zal hersteld worden.

§ 22. Niet alleen door den geheelen compensator te verschuiven, kan men den straal eene willekeurige verandering in anomalie doen ondergaan; maar ook nog op de volgende wijze. Men kan nml. het eene prisma over het andere doen schuiven, waardoor de weg, dien de straal in het vaste prisma doorloopt, dezelfde blijft, terwijl hij in het bewegelijke kleiner of grooter wordt, naarmate men dit in den eenen of anderen zin verschuift. Door deze methode is de gevoeligheid van het werktuig verdubbeld; dat wil zeggen, om eene zelfde verandering in anomalie te verkrijgen, moet men het bewegelijke prisma tweemaal grooter verschuiving doen ondergaan dan de verplaatsing van den geheelen compensator volgens de methode der vorige paragraaf. Men overtuigt zich hiervan gemakkelijk, als men bedenkt, dat eene verandering in anomalie evenredig is aan het verschil in wegen door het licht in het eerste en in het tweede prisma doorloopen. Door de beweging nu van den geheelen compensator wordt de weg in het eerste prisma grooter en te gelijker tijd, die in het tweede evenveel kleiner; terwijl bij eene even groote verschuiving van één prisma alleen de weg hierin evenveel verandert als die in ieder der prismen in het vorige geval; maar die in het vaste prisma natuurlijk dezelfde blijft. Het verschil in doorloopen wegen zal dus in het eerste geval tweemaal grooter zijn dan in het tweede. De verschuiving van het bewegelijke prisma, geschiedt door middel van een mikrometer-schroef met verdeelden kop.

§ 23. Om den aard van een elliptiesch-gepolariseerden lichtstraal geheel na te gaan, dat wil zeggen om de ligging der assen van de beschreven ellips en hare onderlinge betrekking te meten, en om te weten of de beweging regtsch of linksch is, heeft men dus een dubbelbrekend krystal, een hersteller en een NICOL's prisma noodig.

Door middel van het dubbelbrekend krystal zoekt men volgens § 15. de ligging der assen of den hoek Ω, waarvoor de anomalie $\frac{\pi}{2}$ is.

Is nu de beweging regtsch, dan zal de anomalie positief zijn en dus, als men de groote as voor de coörd. as O X aanneemt de phase in de kleine as bij die in de groote $\frac{\pi}{2}$ ten achteren zijn. Door de voorname doorsnede van het kwarts-plaatje, dat men als hersteller gebruikt, in de gevonden rigting der kleine as te plaatsen zal de anomalie 0 worden en de hoek, dien het vibratievlak van den hersteldden straal met de as O X maakt, positief zijn. Plaatst men nu achter het kwarts-plaatje een NICOL's prisma zoo, dat zijne voorname doorsnede evenwijdig aan die van het plaatje is, dan zal men dit prisma regts moeten draaijen om den hersteldden straal uit te dooven, want de beweging in den hersteldden straal heeft in dit geval in het bovenregtsche kwadrant plaats (§ 2.). Was de beweging linksch dan zou het NICOL's prisma ook links moeten gedraaid worden.

Wanneer de herstelde straal door het NICOL's prisma wordt uitgedoofd, zal hare voorname doorsnede natuurlijk evenwijdig aan de vibratie-rigting in dien straal moeten gesteld zijn. Draait men het prisma dus zoolang, totdat het licht uitgedoofd is, dan zal de tangens van den hoek, dien zijne voorname doorsnede met de as O X maakt, de verhouding der beide assen (§ 2. en 16.) en dus de verhouding van de vierkantswortels uit de lichtintensiteiten in de beide voorname zamenstellenden geven (§ 14.).

Een werktuig, dat geschikt is de opgenoemde hoeken met juistheid te meten, wordt Analysator voor elliptiesch-gepolariseerd licht genoemd. Hiermede is men dus in staat de voorname parameters (§ 7.) van een elliptiesch-gepolariseerden lichtstraal te meten.

TWEEDE HOOFDSTUK.

a. ALGEMEENE VERSCHIJNSELEN BIJ TERUGKAATSING VAN LICHT OP METALEN.

§ 24. Regtlijnig-gepolariseerd licht is dat, waarbij de beweging van den ether het eenvoudigst is. Daarom heeft men vooral voor zulk licht naar de verklaring der verschijnsels gezocht, die bij de terugkaatsing op metalen plaats hebben; terwijl het dan gemakkelijk valt door de uitkomsten hierdoor verkregen, den aard van die verschijnsels na te gaan bij gebruik van andere lichtsoorten.

§ 25. De eenvoudigste gevallen, die zich bij de terugkaatsing van regtlijnig gepolariseerd licht op metalen voordoen, zijn die, waarbij de beweging van den ether plaats heeft òf in het vlak van inval òf loodregt daarop. In beide gevallen blijft de straal regtlijnig gepolariseerd en wel in hetzelfde azimuth als voor de terugkaatsing. De verklaring dezer verschijnselen ligt voor de hand. Het metaal van den spiegel is immers in beide gevallen symmetriek ten opzigte van den straal geplaatst en zal dus aan beide zijden van den straal dezelfde uitwerking hebben, waardoor dus de straal niet van natuur veranderd wordt.

§ 26. Stellen wij, duidelijkheidshalve, dat de spiegel verticaal staat en het vlak van inval horizontaal is, dan zal, wanneer het polarisatie-azimuth van zekeren straal α is, de trillingsrigting van een etherdeeltje in dezen straal ook een hoek α met de verticaal maken. Deze verticaal zullen wij in het vervolg aannemen als as OX, eene lijn hierop loodregt wordt dus de as OY. Valt nu een straal, die in een azimuth α gepolariseerd is, op den spiegel, dan zal men hem in twee anderen $cos. \alpha$ en $sin. \alpha$, wier azimuthen 0° en 90° zijn, kunnen ontbonden denken. Deze twee zamenstellenden zullen nu door het metaal niet dezelfde verandering ondergaan; maar de invloed hiervan zal zich altijd bepalen tot een verandering in phase en in amplitudo. Stel, dat de eerste eene vertraging r, de tweede eene r' ondergaan heeft, dan zal de anomalie der beide teruggekaatste zamenstellenden zijn:

$$\frac{2\pi}{\lambda}(r' - r) = \varphi$$

terwijl de amplituden eene verandering hebben ondergaan, die altijd door de coëfficiënten h en k zal kunnen worden uitgedrukt; waarbij moet worden in aanmerking genomen, dat deze grootheden < 1 zijn. Hierdoor worden de parameters, van den teruggekaatsten straal $h\ cos.\ \alpha$, $k\ sin.\ \alpha$ en φ; deze is dus elliptiesch-gepolariseerd.

§ 27. Bij een invalshoek van 0°, dus als de straal loodregt op den metalen spiegel invalt, is de anomalie van den teruggekaatsten straal 0 en wordt grooter, naarmate de invalshoek toeneemt, totdat eindelijk voor een straal, die evenwijdig aan den spiegel invalt een maximum van anomalie nml. π bereikt wordt. Voor eene bepaalde waarde van den invalshoek zal de anomalie $\frac{\pi}{2}$ zijn. Deze hoek, die niet voor alle metalen dezelfde is, wordt *voorname invalshoek* genoemd.

§ 28. De beweging in den verticalen component, heeft voor elken invalshoek plaats langs het spiegelend oppervlak en de coëfficiënt h zal dus voor verschillende invalshoeken weinig verandering ondergaan; daarentegen zal in den horizontalen component bij elke andere invalshoek de beweging van den ether eene andere rigting ten opzigte van het vlak van den spiegel hebben en k dus aan eene grootere verandering onderhevig zijn. Voor een bepaalden hoek zal k zijn minimum bereiken en deze hoek komt overeen met den voornamen invalshoek. Cauchy heeft wel door theoretiesche onderzoekingen aangetoond, dat deze hoeken niet geheel overeenkomen; maar zij verschillen te weinig van elkander, dan dat dit door de waarneming zou kunnen worden bevestigd. Daarenboven heeft men gevonden, dat h altijd grooter dan k is.

§ 29. Om na te gaan, of de teruggekaatste straal regts dan wel links gepolariseerd is, moet men onderzoeken, wat het teeken der anomalie in den verticalen component is (§ 4.). Nu is door de ondervinding geleerd, zoo als later door ons zal worden aangetoond, dat $r' > r$, dat wil zeggen, de vertraging in den horizontalen component grooter dan in den verticalen is. De overmaat van vertraging in den horizontalen component en dus ook de anomalie $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(r' - r)$ is dus positief of het teeken vóór φ in de vergg. (3) en (4) is $-$, waaruit volgt, dat de teruggekaatste straal regts gepolariseerd is.

§ 30. Bij den voornamen invalshoek is de anomalie $\frac{\pi}{2}$. Waren nu de amplituden der beide componenten gelijk, dan zou de teruggekaatste straal circulair-gepolariseerd zijn. Om deze componenten gelijk te doen zijn moet men slechts het polarisatie-azimuth zoo nemen, dat men heeft:

$$tg.\,\alpha = \frac{h}{k}$$

waardoor:

$$cos.\,\alpha = \frac{k}{\sqrt{(h^2 + k^2)}}\,;\; sin.\,\alpha = \frac{h}{\sqrt{(h^2 + k^2)}}$$

en de beide componenten zullen dan de gelijke waarde:

$$\frac{h\,k}{\sqrt{(h^2 + k^2)}}$$

verkrijgen. Door ééne terugkaatsing kan een regtlijnig gepolariseerde straal dus altijd circulair-gepolariseerd worden.

§ 31. Wanneer men een regtlijnig-gepolariseerden lichtstraal tweemaal onder den voornamen invalshoek op twee evenwijdige spiegelende metaal-oppervlakken laat terugkaatsen zal de anomalie blijkbaar zijn π; terwijl de amplituden der beide zamenstellenden zullen zijn $h^2\, cos.\, \alpha$ en $k^2\, sin.\, \alpha$. De dubbelgereflecteerde straal is dus hersteld en wel onder een azimuth, waarvan de tangens is (§ 2):

$$tg.\, s_1 = -\frac{k^2}{h^2}\, tg.\, \alpha$$

Na eene tweede dubbele terugkaatsing zal het azimuth van den herstelden straal dus uitgedrukt worden door:

$$tg.\, s_2 = -\frac{k^2}{h^2}\, tg.\, s_1 = \left(-\frac{k^2}{h^2}\right)^2 tg.\, \alpha.$$

Voor 3 dubbele terugkaatsingen heeft men:

$$tg.\, s_3 = -\frac{k^2}{h^2}\, tg.\, s_2 = \left(-\frac{k^2}{h^2}\right)^3 tg.\, \alpha$$

en voor n dubbele terugkaatsingen:

$$tg.\, s_n = \left(-\frac{k^2}{h^2}\right)^n tg.\, \alpha.$$

Het azimuth van den herstelden straal zal dus positief of negatief zijn, al naardat het aantal dubbele terugkaatsingen n even of oneven is.

§ 32. Niet alleen door een even aantal terugkaatsingen wordt de straal hersteld, maar door een willekeurig aantal, indien slechts de som der anomaliën bij iedere terugkaatsing ontstaan gelijk aan een geheel veelvoud van π is. Laat men dus een regtlijnig-gepolariseerden lichtstraal tusschen twee evenwijdige spiegels m terugkaatsingen ondergaan, dan zal voor een invalshoek van 90° de anomolie $m \times \pi$ zijn. Bij een invalshoek van 0° zal zij nul zijn. Voor tusschenliggende waarden van den invalshoek zal zij dus achtereenvolgens de $m - 1$ eerste veelvouden van π bedragen, en voor ieder dezer waarden wordt de straal dus hersteld; waaruit volgt, dat voor m terugkaatsingen altijd $m + 1$ invalshoeken gevonden worden, waaronder de straal hersteld wordt; wanneer hierbij namelijk ook de uiterste waarden 0° en 90° worden opgenomen. Iedere invalshoek, waaronder het licht door eenig aantal m terugkaatsingen hersteld wordt, heet *herstellingshoek*. Bij m terugkaatsingen zijn dus altijd $m + 1$ herstellingshoeken.

§ 33. Eene eerste terugkaatsing veroorzaakt altijd een regts-gepolariseerden lichtstraal. Na eene tweede terugkaatsing op eenen spiegel evenwijdig aan dien, waarop de eerste plaats greep, zal hij nog regts-gepolariseerd zijn, als de invalshoek kleiner dan de voorname is; want dan zal de anomalie na de eerste terugkaatsing verkregen kleiner dan $\frac{\pi}{2}$ en dus na de tweede kleiner dan π zijn en dus hetzelfde teeken behouden. Was de invalshoek echter grooter dan de voorname, dan zal de anomalie na de eerste terugkaatsing grooter dan $\frac{\pi}{2}$ en de tweede dus grooter dan π of (zie § 5.) van teeken veranderd zijn en de uittredende lichtstraal zal links-elliptisch gepolariseerd zijn. Bij m terugkaatsingen zal de uittredende lichtstraal regts-gepolariseerd uittreden, als de invalshoek zoo klein is, dat bij de eerste terugkaatsing de anomalie $< \frac{\pi}{m}$ is, want dan zal zij na m terugkaatsingen kleiner dan π zijn. Was de invalshoek zoo genomen, dat de anomalie na de eerste terugkaatsing grooter dan $\frac{\pi}{m}$ maar kleiner dan $\frac{2\pi}{m}$ was, dan zal de anomalie van den uittredenden straal grooter dan π en kleiner dan 2π zijn, en dus zal het licht in dat geval na m terugkaatsingen links-gepolariseerd zijn. Indien de hoek van inval zoo groot was, dat de anomalie na éene terugkaatsing juist gelijk $\frac{\pi}{m}$ was, dan zal zij na m terugkaatsingen de waarde π verkrijgen en het uittredende licht dus hersteld zijn; deze invalshoek (die van 0° nu niet medegerekend) is derhalve de eerste herstellingshoek. Wij zien hieruit, dat na m terugkaatsingen de draaijingsrigting van den ether in den teruggekaatsten straal regtsch zal zijn, als de invalshoek kleiner dan de eerste herstellingshoek is, linksch daarentegen, wanneer hij grooter dan deze is. Wordt de invalshoek nu nog grooter en wel grooter dan de tweede herstellingshoek, dan zal de uittredende lichtstraal weder regts-elliptisch gepolariseerd zijn. In het algemeen zal telkens, als de invalshoek eene der waarden van de herstellingshoeken overschrijdt, de draaijingsrigting omgekeerd worden.

§ 34. Bij terugkaatsing op twee spiegels, wier invalsvlakken loodregt op elkander staan, zal altijd de straal hersteld uittreden, wanneer de invalshoeken der twee terugkaatsingen gelijk zijn; want door de eerste terugkaatsing zal de component in het vlak van inval een overmaat van vertraging ondergaan. Bij de tweede terugkaatsing zal de andere component, die nu in het vlak van inval ligt eene evengroote overmaat van vertraging ondergaan. De twee uittredende componenten zullen dus eene anomalie 0 hebben, of met andere woorden de straal zal nu regtlijnig gepolariseerd zijn.

§ 35. Had men bij den voornamen invalshoek het azimuth van den oorspronkelijk gepolariseerden straal zoodanig gekozen, dat de eens teruggekaatste straal circulair-gepolariseerd werd (§ 30.), dan zal na eene tweede terugkaatsing onder denzelfden hoek de straal altijd hersteld zijn, welken hoek de beide invalsvlakken ook met elkaâr maken. Immers de beide componenten van een circulair-gepolariseerden lichtstraal zijn voor elk willekeurig stel gelijk en hebben eene anomalie $\frac{\pi}{2}$. Men kan hem dus altijd ontbonden denken in twee loodregt op elkander gepolariseerde stralen, zoodanig, dat een der vibratie-vlakken zamenvalt met het tweede vlak van inval. Door de tweede terugkaatsing ondergaat deze component eene overmaat van vertraging gelijk aan $\frac{\pi}{2}$ en dus wordt de totale anomalie der twee komponenten π of 0 in welke beide gevallen de straal hersteld is (§ 16.).

§ 36. Eindelijk kan een lichtstraal, die eerst door eene enkele terugkaatsing elliptiesch-gepolariseerd is, nog hersteld worden door eene tweede terugkaatsing op een' spiegel, waarvan het invalsvlak een willekeurigen hoek met dat van den eersten maakt. Denkt men nml. den elliptiesch-gepolariseerden straal ontbonden in die twee zamenstellenden, waarvan er één in het tweede vlak van inval ligt, en de tweede dus loodregt daarop, dan zullen deze componenten in het algemeen eene anomalie $\pm\ \varphi$ hebben, terwijl φ altijd kleiner dan π gesteld mag worden (§ 5.). Door de tweede terugkaatsing zal de component in het invalsvlak eene overmaat van vermindering in phase tusschen 0 en π ondergaan afhankelijk van de grootte van den invalshoek; deze zal dus slechts zoodanig behoeven gekozen te worden, dat de anomalie hierdoor π of $0°$ wordt; dat wil zeggen zoo groot, dat hierdoor een regtlijnig-gepolariseerde straal veranderd zou worden in een elliptiesch-gepolariseerden met eene anomolie $\pi - \varphi$ of φ, hetgeen altijd mogelijk is (§ 27.).

§ 37. De aard der ellips, die door een etherdeeltje doorloopen wordt, hangt natuurlijk alleen af van de amplituden en de anomalie der voorname componenten van den straal (verg. (2.)) en deze weder van het verschil der werking van het spiegelend metaal op de beide componenten van den oorspronkelijk regtlijnig-gepolariseerden straal. Bij zijne theoretische onderzoekingen omtrent de verhouding der metalen tot het licht, drukt CAUCHY de verzwakkende eigenschappen der metalen op de amplituden der beide componenten uit door het aannemen van een uitdoovings-coëfficiënt. Daar echter ook ter verklaring dezer eigenschappen de door ons beschouwde verhouding $\frac{h}{k}$ en de anomalie φ kan worden aangenomen, terwijl deze uitdrukkingen boven den uitdoovings-coëfficiënt het voordeel hebben proefondervindelijk bepaald te kunnen worden, is het zeer natuurlijk dat de natuurkundigen bij hunne onderzoekingen deze uitdrukkingen hebben trachten te bepalen. Hierbij dient nog opgemerkt te worden, dat, wanneer de wiskundigen zich van den aard van natuurverschijnselen door het aannemen van willekeurige vormen in hunne uitdrukkingen mogen rekenschap geven, het daarentegen ook den natuurkundigen vrijstaat om bij het proefondervindelijk nagaan van diezelfde verschijnselen voor die vormen andere grootheden in de plaats te stellen, die voor hen ter bepaling geschikt zijn.

§ 38. De twee parameters, die dus bepaald moeten worden zijn φ en $\frac{h}{k}$. Men zal echter toestemmen, dat het wel hetzelfde is, of men de anomalie zoekt, die bij een bepaalden invalshoek ontstaat, dan wel den invalshoek, die eene bepaalde anomalie te weeg brengt, en daar de eenvoudigste anomalie $\frac{\pi}{2}$ bij den voornamen invalshoek veroorzaakt wordt, heeft men dezen laatsten voor de verschillende metalen gemeten en de grootte der verhouding $\frac{k}{h}$ of ϱ voor dezen hoek bepaald. Dezen laatsten parameter brengt men dikwijls onder den vorm van een hoek A en wel dien, die tot tangens heeft $\frac{k^2}{h^2}$ en dus het azimuth aanduidt van een bij den voornamen invalshoek door dubbele terugkaatsing herstelden straal, wiens oorspronkelijk azimuth 45° was (§ 31.). Deze hoek wordt genoemd het azimuth der *herstelde polarisatie.* Het voordeel, dat er in gelegen is, den parameter $\frac{k}{h}$ onder dezen vorm te brengen, bestaat hierin, dat bij den voornamen invalshoek deze betrekking het grootst is en dus het best te bepalen (§ 28.). De wijzen, waarop de aangeduide parameters door verschillende waarnemers gemeten zijn, zullen wij nu nagaan. Hierbij moeten wij opmerken dat, daar φ ontstaat door het verschil van r en r' (§ 26.), en ϱ aanduidt de betrekking tusschen h en k, men òf r, r', h en k

afzonderlijk kan bepalen, òf alleen φ en ϱ zonder zich rekenschap te geven van de grootheden, wier betrekking ze uitdrukken.

---

b. METING VAN r EN r' AFZONDERLIJK.

§ 39. H. DE SÉNARMONT geeft achter zijne verhandeling over de verschijnselen der metallieke terugkaatsing een middel aan de hand om de vertraging (r en r') te bepalen ontstaan door de terugkaatsing op metaal van gepolariseerde lichtstralen, wier vibratie-vlakken loodregt op of evenwijdig aan het vlak van inval zijn. Bij terugkaatsing op glas bedraagt deze vertraging juist $\frac{1}{2}$ λ. Gebruikt men nu voor de interferentie-spiegels van FRESNEL twee stukken glas, dan zullen de teruggekaatste stralen beide dezelfde of ten opzigte van elkander geene vertraging ondergaan hebben. Hetzelfde zal het geval zijn bij gebruik van twee metalen spiegels; want welke waarde de vertraging ook moge hebben, zij zal voor beide spiegels toch altijd dezelfde zijn. Neemt men echter twee spiegels, waarvan de een van glas, de ander van metaal is, dan zullen de beide teruggekaatste stralen niet meer dezelfde vertraging hebben ondergaan. De beide interfererende lichtstralen zullen dus niet meer schijnen voort te komen uit punten, die dezelfde phase hebben, en hierdoor zullen de interferentiestrepen verplaatst worden. Deze verplaatsing zal terstond de maat voor de vertraging van het metaal boven die van het glas geven.

§ 40. Om de verplaatsing der strepen nu naauwkeurig te meten, stelt DE SÉNARMONT voor spiegels te doen vervaardigen, die voor de eene helft van glas, voor de andere van het te onderzoeken metaal zijn. Plaatst men twee zulke spiegels zoo naast elkander, dat het glas van den eenen overeenkomt met het glas van den anderen, en dus ook de metallieke oppervlakken naast elkander staan, dan zullen de strepen door het gebruik van deze spiegels geene verschuiving ondergaan. Laat men echter den eenen spiegel ten opzigte van den anderen verschuiven, zoodat in het midden het glas van den eenen spiegel overeenkomt met het metaal van den anderen, terwijl bovenaan de spiegels glas met glas en onderaan metaal met metaal overeenkomt; dan zal in de ligging der boven- en ondereinden van de interferentie-strepen geene verandering gekomen zijn, zoodat zij dus in elkaârs verlengde zullen liggen; de middengedeelten echter zullen hierdoor meer of minder verschoven zijn, afhankelijk van het verschil in vertraging, die een lichtstraal bij terugkaatsing op glas en op metaal ondergaat. Was de verschuiving d en de afstand der strepen b, dan zal $\frac{d}{b}\lambda$ dit verschil in vertraging aanduiden. Stellen wij, dat de metalen spiegel regts van den glazen stond, dan zal, indien de vertraging voor het metaal grooter is dan voor glas, de verschuiving naar de regterhand plaats hebben en voor de vertraging van het metaal dus gevonden worden:

$$r = \left(\tfrac{1}{2} + \frac{d}{b}\right)\lambda.$$

Plaatst men de spiegels zoo, dat het glas van den regtschen overeenkomst met het metaal van den anderen en omgekeerd, zoodat men dus boven aan heeft regts glas, links metaal, en onderaan regts metaal en links glas; dan zullen de bovengedeelten der strepen links, de ondergedeelten regts verschoven zijn, en hierdoor zal dus de verplaatsing ten opzigte van elkander verdubbeld worden.

Om nu te onderzoeken hoe die vertraging daarvan afhangt of het vibratie-vlak van den invallenden straal zamenvalt met of loodregt staat op het vlak van inval, heeft men het licht slechts, voordat het op de spiegels valt, door een NICOL's prisma te laten gaan, waarvan de voorname doorsnede eerst loodregt, dan evenwijdig aan het vlak van inval geplaatst wordt. In het eerste geval vindt men r, in het tweede r'.

§ 41. De groote moeijelijkheid in de uitvoering van dit scherpzinnige denkbeeld is alleen gelegen in de volkomenheid, die de bewerking der spiegels moet bereiken. De twee spiegelende oppervlakken van verschillende stoffen in iederen spiegel moeten nml. volkomen in hetzelfde vlak liggen. Deze moeijelijkheid is veel kleiner naarmate de spiegels kleiner worden. Daarom stelt BILLET in zijn Traité [1]) voor het gebruik van zeer kleine spiegels te verbinden met dat der door hem uitgevonden half-lenzen. Men behoeft dan slechts één zeer kleinen spiegel te hebben, waarop men de beide lichtkegels, die door de half-lenzen gegaan zijn, laat terugkaatsen. Door nu den spiegel zoodanig te plaatsen, dat òf beide kegels op glas, òf beide op metaal, òf één op glas en één op metaal worden teruggekaatst, zal men de verschuiving der strepen duidelijk kunnen waarnemen en met een mikrometer van FRESNEL gemakkelijk kunnen bepalen. Het ware dus niet onbelangrijk het denkbeeld van DE SÉNARMONT op deze wijze ten uitvoer te brengen.

§ 42. Om de waarden van r en r' ieder afzonderlijk te bepalen, zal men ook met goed gevolg den volgenden weg kunnen inslaan. Men brenge de te onderzoeken metalen hiertoe in dunne lagen tegen de achterkant van eene der glasplaten van den Interferentie-toestel van JAMIN, zoodanig, dat een

---

[1]) T. II, pag. 181.

gedeelte van een der stralen op dit metaal teruggekaatst wordt, b. v. het bovengedeelte, dan zal het interferentie-spectrum door eene horizontale lijn in tweeën verdeeld worden, waarvan het bovenste gedeelte bij het onderste zal verschoven zijn. Door deze verschuiving in onderdeelen van den afstand der strepen te meten, zal men de vertraging terstond in gedeelten van golflengten hebben uitgedrukt. Om nu r en r' ieder afzonderlijk te bepalen moet men slechts de strepen door een NICOL's prisma waarnemen, waarvan de voorname doorsnede eerst evenwijdig aan, dan loodregt op het vlak van inval gedraaid wordt. Om de metingen bij verschillende invalshoeken te doen, heeft men meer dan één toestel noodig, dat een groot nadeel van deze methode is, terwijl nog een tweede bezwaar hierin gelegen is, dat er nog slechts weinig metalen zijn, die men in dunne lagen op glas heeft weten aan te brengen. Daarentegen is het groote bezwaar der vorige §. om één spiegelend oppervlak uit twee verschillende zelfstandigheden te vervaardigen geheel opgeheven.

---

c. METING VAN h EN k [1]).

§ 43. JAMIN is bij zijne proeven omtrent de intensiteiten van het door metalen teruggekaatste licht uitgegaan van de formulen door FRESNEL gevonden, betrekkelijk de terugkaatsing op glas. Deze formulen zijn voor twee lichtstralen, wier polarisatie-azimuthen met het vlak van inval 0° en 90° zijn, of naar onze voorstelling voor de vibraties langs de assen OX en OY:

---

1) *Annales de Chimie et de Physique*, 3de serie, T. XIX, p. 298.

$$J'^2 = \frac{sin.^2 (i - b)}{sin.^2 (i + b)}; \quad I'^2 = \frac{tg.^2 (i - b)}{tg.^2 (i + b)} \quad . \; . \; . \; (1)$$

waarin i en b de betrekking:

$$\frac{sin. \; i}{sin. \; b} = n$$

hebben.

§ 44. Om nu na te gaan hoe met behulp dezer formulen de parameters h en k ieder in het bijzonder kunnen gevonden worden, stélle men zich twee gepolijste platen voor, de eene van metaal de andere van glas met elkander in aanraking, zóó dat de beide spiegelende oppervlakken in hetzelfde vlak liggen. Laat men op het midden van dezen zamengestelden spiegel een in het azimuth 0° gepolariseerden lichtstraal vallen, dan zal de eene helft door het metaal, de andere door het glas worden teruggekaatst en beide in het azimuth 0° gepolariseerd blijven. Deze teruggekaatste straal zal door een dubbelbrekend krystal, waarvan de voorname doorsnede in het oorspronkelijk vlak van polarisatie of loodregt daarop geplaatst is, slechts één beeld geven. Zoodra deze voorname doorsnede echter eenigen hoek (β) met zijnen vroegeren stand maakt, zal ieder der teruggekaatste stralen, die door het glas en die door het metaal een ordinair en een extra-ordinair beeld geven; dus in het geheel 4 beelden, waarvan de intensiteiten zullen zijn:

	In het metaal.	In het glas.
voor het ordinaire beeld:	$h^2 \, cos.^2 \beta$	$J'^2 \, cos.^2 \beta$
„ „ extra-ordinaire „	$h^2 \, sin.^2 \beta$	$J'^2 \, sin.^2 \beta$.

§ 45. Wanneer β eene andere waarde verkrijgt zullen de intensiteiten der ordinaire en extra-ordinaire beelden in omgekeerde orde veranderen; wanneer het ordinaire beeld sterker wordt, zal het extra-ordinaire flaauwer worden en omgekeerd. Dit heeft plaats voor beide lichtstralen, zoowel voor die door het metaal, als voor die door het glas teruggekaast. Hieruit volgt, dat voor eene bepaalde waarde van β de lichtsterkte van het ordinaire beeld van het metaal gelijk zal zijn aan die van het extra-ordinaire van het glas.

In dit geval is:

$$h^2 \cos.^2 \beta = J'^2 \sin.^2 \beta$$

of naar aanleiding van form. (1.)

$$h^2 = tg.^2 \beta \frac{\sin.^2 (i - b)}{\sin.^2 (i + b)}.$$

Voor een anderen hoek β' zal het extra-ordinaire beeld van het metaal gelijk zijn aan het ordinaire van het glas, waardoor:

$$h^2 = cot.^2 \beta' \frac{\sin.^2 (i - b)}{\sin.^2 (i + b)},$$

en hieruit blijkt, dat β en β' elkanders complementen zijn.

Door nu β en β' te bepalen, heeft men uit de zooeven gevonden formulen onmiddellijk h^2.

Voor een in azimuth 90° gepolariseerden lichtstraal zal op dezelfde wijze gevonden worden:

$$k^2 = tg.^2 \beta \frac{tg.^2 (i - b)}{tg.^2 (i + b)}; \; k^2 = cot.^2 \beta' \frac{tg.^2 (i - b)}{tg.^2 (i + b)}.$$

In dit laatste geval zal er bij den polarisatie-hoek van glas geen licht worden teruggekaatst, waardoor eene leemte van eenige graden in de waarneming ontstaat.

§ 46. Om dus de intensiteit van het gepolariseerde licht bij de azimuthen 0° en 90° te meten, nadat het door metaal is teruggekaatst, behoeft men slechts in ieder dezer gevallen, den analysator zoover te draaijen, totdat twee der ongelijknamige beelden (het eene door glas, het andere door metaal teruggekaatst) gelijk zijn; zoo zal men twee hoeken β en en $90^\circ - \beta$ vinden, die met elkander zullen moeten overeenkomen, en de gevraagde intensiteit zal terstond uit de opgegeven formulen bekend zijn.

§ 47. Bij deze methode wordt de brekings-coëfficiënt voor glas als bekend aangenomen; die op twee wijzen kan gevonden worden, nml. 1° door hem direct door middel van een glazen prisma uit de afwijking van den gebroken straal af te leiden, of 2° door den polarisatie-hoek (i) voor glas te bepalen en dan volgens de wet van BREWSTER $tg.\ i = n$ te stellen. Deze twee methoden geven twee uiteenloopende waarden voor den brekingscoëfficiënt (n). In ons geval moet hij zoo bepaald worden, dat hij aan de formulen (1) beantwoordt, waartoe JAMIN den volgenden weg inslaat. Door de formulen (1) op elkander te deelen, zal men in het eerste lid der vergelijking den tangens van het azimuth (A') van een op glas gereflecteerden lichtstraal verkrijgen, die vóór de terugkaatsing bij 45° azimuth was gepolariseerd; dus:

$$tg.\ A' = \frac{cos.\ (i+b)}{cos.\ (i-b)} = \frac{1 - tg.\ i\ tg.\ b}{1 + tg.\ i\ tg.\ b},$$

waaruit:

$$tg.\ i\ tg.\ b = \frac{1 - tg.\ A'}{1 + tg.\ A'} = tg.\ (45^\circ - A')$$

$$tg.\ b = \frac{tg.\ (45^\circ - A')}{tg.\ i} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2.).$$

Door nu het azimuth van den invallenden straal 45° te maken, den hoek van inval (i) en het azimuth (A') van den teruggekaatsten straal te meten, zal b uit de form. (2) bekend zijn en n uit de betrekking $n = \frac{sin.\ i}{sin.\ b}$. Als gemiddelde waarde uit talrijke waarnemingen verkrijgt JAMIN:

$$n = 1.4925$$

welke met die gevonden door directe breking in een prisma slechts 3 honderdsten verschilt.

§ 48. Het werktuig, dat JAMIN ter bepaling van β gebruikte, bestond uit een horizontalen verdeelden cirkel, in welks midden de gemelde spiegel loodregt geplaatst kon worden met de afscheiding van het glas en het metaal juist in de as van den cirkel. Aan het stuk, dat den spiegel droeg was eene alhidade bevestigd om zoodoende den hoek van inval te kunnen aflezen. Op den rand van den cirkel was eene naar het middenpunt van den cirkel gerigte koperen, van binnen zwart gemaakte buis bevestigd, die aan hare beide uiteinden kruisdraden droeg en van een NICOL's prisma voorzien was, waardoor het licht regtlijnig-gepolariseerd werd. Eene tweede dergelijke buis op eene alhidade bevestigd, kon zoodanig gesteld worden dat zij het licht door de eerste buis doorgelaten opving nadat het door den spiegel was teruggekaatst. Zij bevatte eene kortere in haar sluitende buis met een dubbelbrekend krystal, waardoor de hoek β gemeten werd; tot dit einde was deze laatste buis voorzien van een verdeelden cirkel, waarop de gezochte hoek met een nonius werd afgelezen.

Als lichtbron diende eene Carcel-lamp in eene kast besloten, in één van welker wanden zich een lens bevond, die zoodanig was aangebragt, dat in haar brandpunt zich de vlam bevond; hierdoor werden dus de stralen evenwijdig aan elkander gebragt.

§ 49. Om de juistheid dezer methode naar waarde te schatten, worde vooreerst opgemerkt, dat zij berust op het waarnemen der gelijkheid van twee beelden, en dus reeds alleen om deze reden, zoo als vroeger is opgemerkt, bijzonder is aan te bevelen. Daarbij komt nog, dat men in elk kwadrant twee hoeken β en $90° - \beta$ zal vinden, waarvoor twee beelden gelijk zijn en de grootte dezer hoek dus het gevolg van 8 waarnemingen is.

De uitkomsten, waartoe JAMIN gekomen is, zijn in de Taff. (I—IV) vervat. In de vierde kolom komen de waarden voor, die hij door berekening uit de formulen van CAUCHY heeft afgeleid, en die met genoegzame naauwkeurigheid met die door de proefnemingen gevonden overeenkomen.

---

d. METING VAN q.

I. *Door middel van de verplaatsing der Interferentie-strepen* [1]).

§ 50. De methode van §§. 39 en 40, die ter bepaling van r en r' ieder afzonderlijk aan te veel practiesche bezwaren onderhevig gekeurd werd is echter voor het meten voor het verschil van die grootheden toepasselijk. De SÉNARMONT liet hiertoe het licht door een interferentie-biprisma gaan en plaatste hierachter een half metalen, half glazen spiegel, waarvan ieder gedeelte een der beide interfererenden lichtstralen terugkaatste. Liggen die beide gedeelten nu niet in één plat vlak, maar in twee evenwijdige vlakken, dan zullen, wanneer wij de vertraging hieraan toe te schrijven door p voorstellen, r en r' volgens § 40 worden voorgesteld door:

$$r = \left(\tfrac{1}{2} + \frac{d}{b}\right)\lambda + p$$

---

[1]) *Ann. d. Chem. et de Phys.* (I) T. 73, pg. 360.

en

$$r' = \left(\tfrac{1}{2} + \frac{d'}{b}\right)\lambda + p,$$

waaruit dus (§ 26):

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(r' - r) = 2\pi\left(\frac{d' - d}{b}\right)$$

waarin $d' - d$ het verschil in stand uitdrukt der strepen, naarmate het vibratie-vlak van den invallenden lichtstraal loodregt op het invalsvlak staat of daarmede zamenvalt. De SÉNARMONT mat dit verschil door de strepen met een tourmalijn waar te nemen, waarvan de as beurtelings loodregt en parallel ten opzigte van het vlak van inval gedraaid werd. Hierdoor kwam hij tot het besluit in § 29 opgegeven nml. dat de vertraging der vibratie in het vlak van inval grooter is, dan van die loodregt op dit vlak.

II. *Door middel van herhaalde terugkaatsingen.*

§ 51. Volgens § 32 heeft men bij m terugkaatsingen $m + 1$, of (indien de beide uitersten van 0° en 90° niet worden medegeteld) $m - 1$ herstellingshoeken en bij deze invalshoeken bedraagt de anomalie der beide teruggekaatste componenten dus een geheel veelvoud van π. Voor eene enkele terugkaatsing zal de anomalie dus zijn $\frac{n}{m}\pi$, wanneer zij voor m terugkaatsingen $n\pi$ was. De waarde van n is gemakkelijk te bepalen, want voor de op elkander volgende herstellingshoeken wordt zij achtervolgens 1, 2, 3, ... tot $m - 1$. Op deze wijze kan men dus de anomalie φ voor verschillende invalshoeken nagaan. Men behoeft daarvoor slechts bij een gegeven aantal terugkaatsingen de verschillende herstellingshoeken waar te nemen en π gedeeld door het aantal terugkaatsingen en vermenigvuldigd met het getal, dat de rangorde van den waargenomen herstellingshoek aanduidt, zal φ voor die invalshoek geven.

§ 52. Deze methode is op de volgende wijze door JAMIN toegepast [1]. In het midden van den verdeelden cirkel in § 48 gemeld, plaatste hij evenwijdig aan elkander twee metalen spiegels met hunne gepolijste oppervlakken naar elkander toegekeerd. Een lichtstraal, die op den eenen invalt, zal nu eenige malen tusschen die spiegels worden teruggekaatst en eindelijk in de lucht uittreden. Om het aantal terugkaatsingen te kunnen regelen kon de afstand der beide spiegels naar willekeur veranderd worden. Hiertoe stond er één vast; de ander kon door een mikrometerschroef evenwijdig aan zichzelven bewogen worden. Door de metaalplaten vóór de proefneming tegen elkander te plaatsen, overtuigde men zich van hare evenwijdigheid. Het spiegelend oppervlak van de vaste plaat was zoo gesteld, dat daarin de as van den verdeelden cirkel lag.

De buis, die het NICOL's prisma bevatte, waardoor de teruggekaatste straal beschouwd werd, kon behalve hare beweging om het middenpunt des cirkels nog om eene verticale as gedraaid worden om het licht van den spiegel te kunnen opvangen, dat door de herhaalde terugkaatsingen natuurlijk niet uit het middenpunt van den cirkel voortkwam. Hoe JAMIN bij deze inrigting met juistheid den invalshoek kon meten wordt niet opgehelderd.

§ 53. Bij gebruik van wit licht werd het door de verschillende werking der afzonderlijke kleuren nooit geheel

[1]) *Ann. d. Chem. et d. Phys.* (3) T. 19, pg. 309 sqq.

uitgedoofd; maar ontstond er altijd een gekleurd beeld, en hierdoor is men dus alleen in staat dien stand van het analyserend prisma waar te nemen, waarbij het doorgelaten licht een minimum bedraagt. Volgens JAMIN komt dit minimum overeen met den overgang van donkerblaauw in purper, en tevens merkte hij op, dat deze overgang bij eene zoo geringe verplaatsing der voorname doorsnede van den analysator plaats had, dat de waarneming hierdoor niets aan juistheid verliest. Bij zijne proeven op zilver (plaqué d'argent) heeft hij zich dus met het gebruik van wit licht tevreden gesteld; echter heeft hij ook metingen op staal, koper [1]) en zink volbragt, na het licht eerst door middel van een rood glas homogeen gemaakt te hebben.

§ 54. Deze handelwijze ter bepaling van φ verdient bijzondere aanbeveling, omdat daarbij slechts één hoek, nml. de invalshoek, behoeft gemeten te worden. Het polarisatie-azimuth komt niet in aanmerking; er moet alleen worden waargenomen of de straal hersteld wordt al dan niet.

Tevens moet nog worden in aanmerking genomen, dat het bij deze wijze niet aan middelen ontbreekt om de juistheid der uitkomsten te toetsen; want daar m en n veranderen, zal voor verschillende aantallen terugkaatsingen de verhouding $\frac{n}{m}$ dikwijls dezelfde waarde b. v. $\frac{1}{2}$, $\frac{2}{4}$, $\frac{3}{6}$ enz. aannemen.

De verkregen uitkomsten worden medegedeeld in Taff. (V—VIII). De anomaliën zijn hierin uitgedrukt in onderdeelen van halve cirkelomtrekken. Ten opzigte van het zink zijn proeven genomen op twee platen die op verschillende wijzen

[1]) De uitkomsten der waarnemingen op koper zijn niet bekend; ten minste zij zijn niet te vinden in het aangehaalde stuk.

gepolijst waren. Hierbij is niet opgegeven op welke wijzen, wat niet van belang ontbloot zou zijn.

---

e. METING VAN $\frac{h}{k}$.

§ 55. Volgens de formule (§ 10.) voor den hoek, dien de vibratie-vlakken der gelijke zamenstellenden met het oorspronkelijke stel maken, hangt die hoek af van de amplituden a en a' der beide loodregt op elkander gepolariseerde stralen, waaruit de elliptiesch-gepolariseerde straal ontstaan is. In het geval der metallieke terugkaatsing worden deze amplituden voorgesteld door $h\, cos.\, \alpha$ en $k\, sin.\, \alpha$ (§ 26.), waardoor bovengenoemde formule wordt:

$$tg.\, 2\,\Omega_1 = -\frac{h^2\, cos.^2\, \alpha - k^2\, sin.^2\, \alpha}{2\,h\,k\, sin.\, \alpha\, cos.\, \alpha\, cos.\, \varphi}$$

en dus:

$$2\, tg.\, 2\,\Omega_1\, cos.\, \varphi = -\frac{\frac{h^2}{k^2} - tg.^2\, \alpha\,.}{\frac{h}{k}\, tg.\, \alpha}$$

Voor eene bepaalde waarde van φ en dus voor een bepaalden invalshoek zal het altijd mogelijk zijn aan α, d. i. aan het azimuth van den oorspronkelijk gepolariseerden lichtstraal eene zoodanige waarde te geven, dat $\Omega_1 = 90°$ wordt, waardoor het eerste lid van bovenstaande formule 0 wordt en men dus heeft:

$$\frac{h}{k} = tg.\, \alpha\,.$$

§ 56. Van bovenstaande redenering uitgaande heeft JAMIN op de volgende wijze $\frac{h}{k}$ gemeten. Op den vroeger beschreven toestel (§ 48) plaatste hij het dubbelbrekend prisma, dat hij als analysator gebruikte met de voorname doorsnede in het vlak van inval en draaide nu het als polarisator gebruikte NICOL's prisma zoolang, totdat de beelden door den analysator waargenomen gelijk van lichtsterkte waren, dan viel dus het vibratie-vlak van een der beide gelijke zamenstellenden met de doorsnede van dezen analysator zamen (§ 15) en was dus $\Omega_1 = 90°$. Door nu den stand van het NICOL's prisma (α) af te lezen, zal $\frac{h}{k}$ bekend zijn uit de zoo even genoemde formule. Deze methode moet om hare bijzondere eenvoudigheid goede uitkomsten opleveren, zoo als ook aan JAMIN is gebleken door de gevonden waarden te vergelijken met die uit de formulen van CAUCHY afgeleid. Zijne waarnemingen, die op spiegelmetaal betrekking hadden, worden in Taf. (IX) medegedeeld.

---

f. GELIJKTIJDIGE BEPALING VAN φ EN $\frac{h}{k}$.

§ 57. Behalve de opgenoemde methoden om de parameters φ en $\frac{h}{k}$ ieder afzonderlijk te bepalen, kan men ook uit waarnemingen genoegzame gegevens trachten af te leiden om de vroeger gevonden vergelijkingen betrekkelijk de metallieke terugkaatsing ten opzigte dezer parameters te kunnen oplossen. Deze methode is op de volgende wijze door de SÉ-

NARMONT ten uitvoer gebragt [1]). Voor de amplituden heeft men: (§ §. 7 en 26.)

$$A^2 = h^2 \cos.^2 \alpha \cos.^2 \omega + k^2 \sin.^2 \alpha \sin.^2 \omega$$
$$+ 2hk \sin. \alpha \cos. \alpha \sin. \omega \cos \omega \cos. \varphi.$$

$$A'^2 = h^2 \cos.^2 \alpha \sin.^2 \omega + k^2 \sin.^2 \alpha \cos.^2 \omega$$
$$- 2hk \sin. \alpha \cos. \alpha \sin. \omega \cos. \omega \cos. \varphi.$$

en voor de anomalie:

$$tg.\Phi = \frac{hk \sin. \alpha \cos. \alpha \sin. \varphi}{hk \sin. \alpha \cos. \alpha \cos 2\omega \cos. \varphi - \frac{1}{2}(h^2 \cos.^2 \alpha - k^2 \sin.^2 \alpha) \sin. 2\omega}$$

of door in de plaats van $h \cos. \alpha$ en $k \sin. \alpha$, $\cos. a$ en $\sin. a$ te stellen:

$$A^2 = \cos.^2 a \cos.^2 \omega + \sin.^2 a \sin.^2 \omega + 2 \sin. a \cos. a \sin. \omega \cos. \omega \cos. \varphi.$$

$$A'^2 = \cos.^2 a \sin.^2 \omega + \sin.^2 a \cos.^2 \omega - 2 \sin. a \cos. a \sin. \omega \cos. \omega \cos. \varphi.$$

$$tg. \Phi = \frac{\sin. a \cos. a \sin. \varphi}{\sin. a \cos. a \cos. 2\omega \cos. \varphi - \frac{1}{2}(\cos.^2 a - \sin.^2 a) \sin. 2\omega}.$$

Voor het voorname stel zamenstellenden zal men dus moeten hebben: (§ 9)

$$tg. 2\omega = \frac{2 (\sin. a \cos. a)}{\cos.^2 a - \sin.^2 a} \cos. \varphi \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (1).$$

§ 58. De SENARMONT liet nu zulk een door metaal teruggekaatsten straal een mikaplaatje, als waarvan in § 17 is melding gemaakt, doorloopen, zoodat de voorname doorsnede hiervan met een der componenten zamenviel. Hierdoor werd de straal hersteld en kon de hoek, dien het vibratie-vlak van dezen herstelden straal met de voorname doorsnede van het krystal maakte, gemeten worden. Vóor de waarde van dezen hoek heeft men echter:

---

[1]) *Ann. de Chimie et de Physique*, 1e série, T. 73, pg. 337.

$$tg.\,\beta = \frac{A}{A'},$$

waaruit wordt afgeleid:

$$sin.\beta = \frac{A}{\sqrt{(A^2 + A'^2)}};\ cos.\,\beta = \frac{A'}{\sqrt{(A^2 + A^2)}};\ cos.\,2\beta = \frac{A'^2 - A^2}{A^2 + A'^2}$$

en dus:

$$cos.\,2\,\beta = cos.\,2\,a\,cos.\,2\,\omega + sin.\,2\,a\,sin.\,2\,\omega\,cos.\,\varphi.$$

of door hierin de waarde van φ uit verg. (1) te substitueren:

$$cos.\,2\,\beta = \frac{cos.\,2\,a}{cos.\,2\,\omega} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2).$$

De grootheden β en ω zijn uitkomsten der waarnemingen. Door haar zal men de waarde van den hulphoek a kunnen berekenen en daarmede dan volgens (1) φ en door voor $sin.\,a$ en $cos.\,a$ de oorspronkelijke waarden $h\,cos.\,\alpha$ en $k\,sin.\,\alpha$ te stellen ook $\frac{h}{k}$.

§ 59. De berekening van φ en $\frac{h}{k}$ kan echter ook van den hulphoek (a) ontdaan worden. Hiertoe heeft men voor de berekening van φ uit verg. (1):

$$sin.\,2\,\omega = cos.\,\varphi\,\frac{tg.\ 2\,a}{\sqrt{(1 + cos.^2\,\varphi\,tg.^2\,2\,a)}},$$

en uit (2):

$$cos.\,2\,\omega = \frac{cos.\,2\,a}{cos.\,2\,\beta}.$$

Door deze vergelijkingen tot de tweede magt te verheffen en op te tellen vindt men:

$$1 = \frac{cos.^2\,2\,a}{cos.^2\,2\,\beta} + cos.^2\,\varphi\,\frac{tg.^2\,2\,a}{1 + cos.^2\,\varphi\,tg.^2\,2\,a},$$

of:

$$cos.^2\,2\,\beta = 1 - sin.^2\,2\,\beta = cos.^2\,2\,a + cos.^2\,\varphi\,sin.\,2\,a =$$
$$= 1 - sin.^2\,2\,a\,(1 - cos.^2\,\varphi)$$

$$sin.\,2\beta = \pm\, sin.\,2\,a\, sin.\,\varphi \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\; (3).$$

Wanneer men nu de overeenkomstige leden der vergg. (1) en (2) met elkander vermenigvuldigt, verkrijgt men:

$$sin.\,2\,\omega\; cos.\,2\,\beta = cos.\,\varphi\; sin.\,2\,a,$$

deelt men nu deze vergelijking in (3), zoo heeft men:

$$tg.\,\varphi = \pm\, \frac{tg.\,2\,\beta}{sin.\,2\,\omega},$$

en dus eene uitdrukking voor φ regtstreeks in β en ω.

Om $\frac{h}{k}$ uit de waargenomen grootheden zonder hulp van den hoek (a) te berekenen heeft men:

$$\frac{k^2}{h^2}\, tg.^2\alpha = tg.^2\, a = \frac{1 - cos.\,2\,a}{1 + cos.\,2\,\omega},$$

of door formule (2):

$$\frac{k^2}{h^2}\, tg.^2\,\alpha = \frac{1 - cos.2\,\beta\; cos.\,2\,\omega}{1 + cos.\,2\,\beta\, cos.2\,\omega} = \frac{sin.^2(\beta+\omega) + sin.^2(\beta-\omega)}{cos.^2(\beta+\omega) + cos.^2(\beta-\omega)}.$$

§ 60. Door de voorname doorsnede eerst in het vibratievlak van den eenen, daarna in dat van den anderen component te brengen, zal de anomalie in het eene geval 0 in het andere π worden en dus telkens de straal hersteld worden. De vibratie in dezen herstelden straal zal in het eene geval een hoek $+\beta$ in het andere $-\beta$ met de groote as der ellips maken; dus heeft men voor den hoek dien deze vibratie met het vlak van inval maakt, in het eerste geval:

$$\gamma_1 = \omega + \beta$$

in het tweede:

$$\gamma_2 = \omega - \beta$$

waaruit:

$$\gamma_1 + \gamma_2 = 2\,\omega \qquad \gamma_1 - \gamma_2 = 2\,\beta$$

en dus:

$$\frac{k^2}{h^2} tg.^2 \alpha = \frac{sin.^2 \gamma_1 + sin.^2 \gamma_2}{cos.^2 \gamma_1 + cos.^2 \gamma_2}.$$

Deze voorwaarden zullen een middel opleveren om de gevonden uitkomsten met elkander te vergelijken. Hetzelfde zal men bereiken door de rigting van het vibratie-vlak van den oorspronkelijk regtlijnig-gepolariseerden straal (α) bij denzelfden invalshoek verschillende waarden te geven. Op deze wijze heeft de SÉNARMONT bij sommige invalshoeken waarnemingen gedaan met 8 verschillende waarden voor α.

In de Taff. (X en XI) zijn zijne uitkomsten, die op spiegelmetaal en staal betrekking hebben, opgegeven.

§ 61. De laatste methode heeft het groote nadeel van te zamengesteld te zijn met alle, die tot dezelfde soort behooren, gemeen. Bij deze moeten namelijk 3 hoeken gemeten worden, terwijl dit bij die, welke dienen om één der parameters afzonderlijk te bepalen, slechts met één hoek het geval was. De onjuistheid dezer metingen zal natuurlijk des te grooter invloed op de uitkomsten hebben, naarmate zij talrijker zijn. De uitkomsten door de SÉNARMONT gevonden verschillen dan ook dikwijls meer dan $\frac{1}{20}$ van hunne waarden; dit verschil stijgt somtijds tot $\frac{1}{10}$. Ook verschillen ze aanmerkelijk met die door JAMIN volgens eene der vroeger gemelde methoden gevonden.

DERDE HOOFDSTUK.

DOORLATING VAN LICHT DOOR METALEN.

§ 62. Door breking door een metaal ondergaat een gepolariseerde lichtstraal even als door terugkaatsing niet dezelfde vertraging en verandering in phase, naar gelang het trillingsvlak zamenvalt met of loodregt staat op het vlak van inval. In de onderstelling van § 26 zal dus een in azimuth α gepolariseerde straal na door een metaalplaatje gegaan te zijn in het algemeen elliptiesch-gepolariseerd zijn, en zullen zijne parameters door H *cos.* α, K *sin.* α en φ kunnen worden voorgesteld. Wordt deze straal door een compensator van BABINET hersteld, dan heeft men voor het azimuth β van den herstelden straal:

$$\frac{K}{H} tg\, \alpha = tg\, \beta$$

terwijl het verschil in vertraging of de anomalie terstond uit den stand van den compensator wordt afgeleid.

§ 63. Op deze wijze heeft QUINCKE [1]) licht onderzocht, dat door een goudblaadje gegaan was. In Taf. (XII) zijn zijne uitkomsten medegedeeld; onder I. vindt men de invalshoeken, onder ϱ_0 en ϱ_{180} het aantal omdraaijingen van den ver-

[1]) MONATSBERICHTE der Berliner Akademie f. 1863 p. 115; POGG. Ann. Bnd. CXIX p. 368.

deelden schroefkop van den compensator voor het geval dat het licht op de eene of op de andere zijde van het goudblaadje viel; β_0 en β_{180} duiden de daarmede overeenkomende waarden van den herstellingshoek aan; ϱ en β zijn middengetallen; δ is het gangverschil der beide componenten in kwart-golflengten uitgedrukt. Naast de uitkomsten voor doorgelaten licht zijn ook die voor het teruggekaatste opgegeven.

Bij deze en de volgende proeven was het azimuth van den oorspronkelijk regtlijnig-gepolariseerden lichtstraal 45°.

§ 64. Quincke merkt op, dat de anomalie voor doorgelaten licht altijd kleiner dan voor teruggekaatst is, en dat door hem nooit eene anomalie grooter dan $\frac{\pi}{2}$ is waargenomen. Ook vond hij nog dat de vermindering van intensiteit bij doorgelaten licht altijd grooter is voor den verticalen component, dus voor dien, waarin de beweging loodregt op het invalsvlak gerigt is, of met andere woorden dat $K > H$ is, juist het tegenovergestelde van hetgeen (§ 23.) voor teruggekaatst licht gevonden is. Ook vond hij uit metingen met den compensator van babinet, dat overeenkomstig de verschijnselen bij teruggekaatst licht de component in het vlak van inval gepolariseerd altijd bij dien loodregt hierop vooruit is; dus dat ook hier het doorgelaten licht regts-gepolariseerd is; de anomalie is bij loodregten inval 0 en vermeerdert bij toenemenden invalshoek.

§ 65. Slechts goud heeft de eigenschap van zoo dun geplet te kunnen worden, dat het licht doorlaat. Om nu van andere metalen toch ook dunne doorschijnende lagen te verkrijgen werden deze op verschillende wijzen in fijn verdeelden toestand op glas aangebragt. Zoo heeft quincke b. v. proeven genomen op zilver, waarmede een stuk spiegel-glas naar de handelwijze van PETITJEAN [1]) bedekt was. Om platina te kunnen gebruiken loste hij een zout van dit metaal op in eene aetherieszche olie, bestreek hiermede een glasplaat en verwarmde dien tot boven 600°; waardoor het metaal als eene dunne laag op het glas achterbleef. Ook goud werd door hem op glas gebragt om de proeven met dit metaal genomen in overeenstemming te brengen met die ten opzigte der genoemde metalen. Het goud werd hiertoe op water gebragt en van hier op een glasplaat overgenomen. De uitkomsten naar deze verschillende wijzen verkregen vindt men in Taff. (XIII, XIV en XV), waarin de kolom onder β_g de waarden der herstellingsazimuthen bevat, wanneer het licht alleen door glas gegaan is. Overigens zijn dezelfde notaties behouden als in Taf. (XII).

§ 66. Uit deze proeven blijkt, dat het verschil in phase en het herstellingsazimuth der beide componenten veel kleiner is, wanneer het licht door metaal en glas, dan wanneer het alleen door metaal is voortgeplant. Dit verschijnsel wordt door QUINCKE voor een gedeelte hieraan toegeschreven, dat de invalshoek voor licht, dat eerst door glas gegaan is, door de hierin te weeg gebragte breking eigenlijk kleiner is dan de onder I. opgegevene.

Deze verklaring kan echter niet gelden voor het geval, waarin het licht aan de metaalzijde intreedt; terwijl hier het opgemerkte verschil evenzeer bestaat. De dikten der zilverlagen bedroegen van $0^{mm}, 000062$ tot $0^{mm}, 0001827$. Het verschil in phase bleek van de dikte der metaallaag onafhankelijk te zijn, het herstellingsazimuth daarentegen wel; dit neemt namelijk af, naarmate het metaal dunner en doorschijnender wordt.

[1]) POGG. Ann. Bnd. CI p. 313.

VIERDE HOOFDSTUK.

KLEUR DER METALEN.

§ 67. De formulen door FRESNEL gegeven voor de intensiteit van het door doorschijnende zelfstandigheden teruggekaatste licht en door ons in § 42 medegedeeld, hebben JAMIN naar de op die plaats uiteengezette wijze aanleiding gegeven die intensiteit ook ten opzigte van metalen te bepalen; waardoor hij tot de overtuiging kwam, dat zij geheel aan de formulen door CAUCHY gevonden beantwoordt. Bepaalt men nu voor iederen invalshoek de intensiteit van het teruggekaatste licht voor elk der voornaamste stralen van het spectrum; dan zal men de verhouding leeren kennen, waarin de intensiteiten der enkelvoudige kleuren voorkomen in een bundel door metalen teruggekaatst oorspronkelijk wit licht. Deze verhouding zal dan volgens den regel van NEWTON [1]) de kleur van het teruggekaatste licht opleveren.

§ 68. De formulen van CAUCHY voor de intensiteit van het door metalen teruggekaatste licht bevatten twee constanten: 1° de grootte van den herstellingshoek na twee terugkaatsingen op evenwijdige spiegels, en 2° het polari-

1) BIOT, Traité de Physique t. III p. 445.

satie-azimuth van een onder dezen hoek teruggekaatsten straal, wanneer het oorspronkelijk azimuth 45° was; of volgens § §. 27. en 38. de voorname invalshoek en het azimuth der herstelde polarisatie. De waarden van deze grootheden moeten dus voor de voornaamste enkelvoudige lichtstralen bepaald worden, hierna in de formulen van CAUCHY voor de intensiteit van het teruggekaatste licht worden gesubstitueerd en uit de op die wijze gevonden verhouding dezer intensiteiten volgens de wet van NEWTON de tint van het teruggekaatste licht berekend worden. JAMIN heeft deze methode gevolgd en ze toegepast op het geval, waarin het licht loodregt op het spiegelend oppervlak valt. De op deze wijze berekende uitkomsten leveren in dit geval dezelfde uitkomsten als de waargenomene op [1]).

§ 69. Volgens § 31. wordt een regtlijnig-gepolariseerde lichtstraal na een even aantal terugkaatsingen onder den voornamen invalshoek ondergaan te hebben hersteld en wel onder een azimuth, waarvan de tangenten na 2, 4, 6 enz. terugkaatsingen worden voorgesteld door:

$$tg\, s_1 = -\frac{k^2}{h^2}\, tg\, \alpha; \quad tg\, s_2 = \left(-\frac{k^2}{h^2}\right)^2 tg\, \alpha$$

$$tg\, s_3 = -\left(\frac{k^2}{h^2}\right)^3 tg\, \alpha$$

wanneer α het azimuth van den oorspronkelijk regtlijnig-gepolariseerden lichtstraal aanduidt. Door dus een lichtstraal onder een bepaald azimuth te polariseren; daarna de invalshoek te zoeken, waaronder hij na een even aantal terugkaatsingen op twee evenwijdige spiegels hersteld wordt, zal men de eerstgenoemde constante gevonden hebben. De tweede

[1]) Ann. de Chim. et de Phys. 3e série t. XXII. p. 311 sqq.

zal uit bovenstaande formulen berekend worden na eerst de herstellingshoeken s_1, s_2, s_3 enz. waargenomen te hebben. JAMIN gebruikte bij deze onderzoekingen den toestel reeds vroeger (§ 48) beschreven.

§ 70. De herstellingshoeken en de azimuthen der herstelde polarisatie werden door JAMIN voor 2, 4 en 6 terugkaatsingen bij een oorspronkelijk azimuth $+ \alpha$ gemeten. Hierbij werden de spiegels eerst regts dan links ten opzigte van den straal gesteld, waardoor de fouten voortvloeijende uit een gebrek in den evenwijdigen stand der spiegels en eene slechte bepaling van het nulpunt der invalshoeken vernietigd werden. Op deze wijze verkrijgt men dus 6 bepalingen voor iedere constante. Door nu nog aan het azimuth van het polariserend Nicol de waarde $— \alpha$ te geven werden ook de fouten in de bepaling van de voorname doorsnede van dit prisma vermeden.

Daar de waarden van $\frac{k}{h}$ (§ 28) voor de meeste metalen veel kleiner dan de eenheid zijn, zullen de azimuthen s_1, s_2, s_3, snel afnemen, naar gelang het aantal terugkaatsingen toeneemt, en eindelijk zouden zij zoo klein worden dat eene waarnemingsfout te veel invloed op hunne gevondene waarden zou uitoefenen. Om dat te vermijden heeft JAMIN aan de hoeken α waarden gegeven die weinig van 90° verschilden.

§ 71. De methode door JAMIN gevolgd om achtereenvolgens de genoemde constanten voor de verschillende kleuren van het spectrum te bepalen was de volgende. Hij vervaardigde een zoo zuiver mogelijk spectrum van zonlicht, waarin verscheidene Fraunhofersche strepen duidelijk te zien waren. De enkelvoudige stralen werden achtereenvolgens op het polariserend Nicol opgevangen, daarna op de spiegels teruggekaatst en eindelijk door het dubbelbrekend krystal doorgelaten. Door de herhaalde terugkaatsingen werd het licht genoeg verzwakt om door het oog te kunnen worden verdragen en toch was het nog sterk genoeg om de grenzen, waarvoor de polarisatie volmaakt schijnt, aanmerkelijk te doen naderen en dus de naauwkeurigheid der metingen te bevorderen. De uitkomsten vindt men in Taf. (XVI).

§ 72. Voor metalen is de voorname invalshoek die, waarbij het meeste licht in het vlak van inval wordt gepolariseerd en komt hierin dus geheel overeen met dien hoek, welke voor doorschijnende ligchamen de polarisatie-hoek genoemd wordt, want ook bij dezen is het teruggekaatste licht nooit uitsluitend in het vlak van inval gepolariseerd, maar bestaat er altijd nog eene componente loodregt hierop. Nu verandert evenals bij de doorschijnende ligchamen ook bij metalen de voorname invalshoek voor de verschillende kleuren van het spectrum; maar, terwijl bij doorschijnende ligchamen de polarisatie-hoek grooter wordt van het rood naar het violet, heeft bij metalen juist het omgekeerde plaats. De voorname invalshoek vermindert hier, naarmate men licht gebruikt, dat meer en meer van het rood in golflengte verschilt. Deze uitkomst is duidelijk uit den medegedeelden Tafel te zien. Het licht verhoudt zich dus ten opzigte der metalen bij terugkaatsing, alsof het uit een sterker in een minder sterk brekend medium overgaat, zooals ook BREWSTER reeds had gevonden. Tevens blijkt uit bovengenoemden Tafel, dat het verschil tusschen de voorname invalshoeken voor de uiterste stralen van het spectrum voor alle metalen niet hetzelfde is, hetgeen aanduidt dat het dispersie-vermogen niet voor alle metalen even groot is.

§ 73. Ten aanzien der azimuthen van herstelde polarisatie voor de verschillende soorten van enkelvoudig licht heeft

JAMIN gevonden, dat de metalen in 3 afdeelingen kunnen gesplitst worden. Die der eerste, waartoe het koper, zilver, geel koper en klokmetaal behooren, onderscheiden zich hierdoor, dat de azimuthen van rood naar violet verminderen, terwijl het verschil tusschen de beide uiterste waarden die deze hoeken voor hetzelfde metaal aannemen, zeer uiteenloopen; zoo is dit b. v. voor zilver 2°50′, voor koper 12°25′. Bij zink en staal heeft juist het omgekeerde plaats; de azimuthen vermeerderen hier nml. van rood naar violet; en eindelijk bestaat er nog eene derde klasse, waar de herstellings-azimuthen van rood tot groen verminderen, maar van hier naar violet vermeerderen. Het eenige metaal, dat JAMIN gevonden heeft tot deze soort te behooren, is het spiegelmetaal.

§ 74. Uit de formulen van CAUCHY, die voor het algemeene geval der terugkaatsing zonder bijzondere omstandigheden in acht te nemen, vrij ingewikkeld zijn, volgen onderstaande wetten:

1°. Bij een invalshoek van 90° zijn alle goed gepolijste metalen volmaakt wit.

2°. Wanneer zij door een in het vlak van inval gepolariseerden lichtstraal verlicht worden, hebben zij eene eigene zeer bleeke kleur met eene zeer groote hoeveelheid wit licht gemengd.

3°. Wanneer het licht loodregt op het vlak van inval gepolariseerd is, wordt deze kleur helderder en minder met wit gemengd.

4°. Bij loodregten inval verandert de eigene kleur van het metaal niet met het polarisatie-azimuth van den invallenden straal.

Onder deze laatste omstandigheden worden de formulen van CAUCHY zeer eenvoudig. Wanneer de intensiteit van den invallenden straal als eenheid wordt aangenomen, heeft men:

$$\mathrm{I} = tg.\,(\varphi - 45^\circ)$$

$$cot.\,\varphi = cos.\,2\,\mathrm{A}\,sin.\,2\left(bg.\ tg.\ \frac{1}{sin.\,i_1\,tg.\,i_1}\right)$$

waarin i_1 de voorname invalshoek is en A het azimuth der herstelde polarisatie.

Hieruit heeft JAMIN met behulp der boven bepaalde constanten de intensiteiten voor de voorname stralen berekend voor eene enkele en voor 10 terugkaatsingen (zie Taf. XVII).

§ 75. Deze formulen leeren ons, dat, wanneer de beide constanten te zamen of wanneer zij een van beide afzonderlijk toe- of afnemen, de intensiteit van het teruggekaatste licht vermeerdert of vermindert. De metalen der eerste klasse, waar beide constanten van rood naar violet afnemen, zullen dus ook meer rood dan violet terugkaatsen. De intensiteit van licht, dat verscheidene terugkaatsingen ondergaan heeft, wordt natuurlijk gevonden door die voor ééne terugkaatsing te verheffen tot eene magt, wier exponent wordt aangeduid door het aantal terugkaatsingen. Deze afname van intensiteit naar gelang der breekbaarheid van de stralen vermeerdert dus bij iedere terugkaatsing, waaruit volgt, dat de metalen der eerste klasse na herhaalde terugkaatsingen altijd een roode tint zullen aannemen, waarvan de aard afhangt van het metaal.

§ 76. Bij de metalen der tweede klasse vermindert de voorname invalshoek met de meerdere breekbaarheid der stralen, terwijl het herstellings-azimuth vermeerdert. De eene constante zal dus de uitwerking hebben, dat de intensiteit der teruggekaatste stralen grooter is voor de minder breekbare stralen dan voor de anderen; terwijl de andere constante juist een tegenovergestelden invloed heeft. De metalen dezer orde, zullen dus zeer verschillende kleuren kunnen hebben of ook ongekleurd zijn, al naarmate de invloed van de eene of de andere constante de overhand heeft of ze elkander opheffen. Door de tegenovergestelde werking der twee constanten zal de tint altijd weinig van wit licht verschillen.

§ 77. In Taf. (XVIII) zijn de kleuren van al de in Taf. (XVI) genoemde metalen opgegeven; U beteekent hier den hoek, dien de berekende kleur in den kleurenschijf van NEWTON met het begin van het rood maakt; terwijl A' en $1-A$ de verhouding van deze kleur en het witte licht in den teruggekaatsten straal aangeven.

Voor koper vindt men in deze Tafels dat U eene waarde van 69° 56′ heeft; het rood beslaat 60°, dus zal de kleur van het teruggekaatste licht hier buiten vallen en oranje zijn, maar zeer sterk naar het rood overhellen. Voor de betrekking van deze tint en wit licht vindt men 0.113 en 0.887, hetgeen aanduidt, dat de kleur door de overmaat van wit licht zeer flaauw is. Beide deze opmerkingen komen met de waarheid overeen. Voor 10 terugkaatsingen vindt men bij dit metaal dat U in het rood valt en dat de verhouding van rood tot wit licht zoo groot is (0.812 en 0.188) dat het bijna als homogeen rood licht kan worden beschouwd. Dit wordt ook weder proefondervindelijk bevestigd, want zulk licht zal blijken door het prisma bijna niet te ontbinden te zijn.

§ 78. De Tafel voor de metalen der tweede klasse bevestigt hetgeen hieromtrent in § 76 gezegd is. De eigen kleuren van het metaal komen nml. in het teruggekaatste licht met betrekking tot het witte licht in zoo geringe hoeveelheid voor, dat zij niet te onderscheiden zijn, en deze metalen dus ongekleurd zullen schijnen. Vooral is dit bij staal sterk op te merken. Na 10 terugkaatsingen is hier de verhouding nog slechts als 0.089 tot 0.971. Dit is ook het eenige der beschouwde metalen, dat deze eigenschap in zoo groote mate bezit. Bij zink b. v. is deze verhouding als 0.188 tot 0.812 en dus de blaauwe kleur bemerkbaar.

Door de laatste der opgegeven Tafels na te gaan zal men zien, dat ook bij spiegelmetaai de theorie geheel aan de ondervinding beantwoordt.

VIJFDE HOOFDSTUK.

BREKINGS-COËFFICIËNT DER METALEN.

§ 79. Reeds meermalen hebben wij gelegenheid gehad te doen opmerken, dat er verschijnselen zijn, waaruit zou volgen, dat de brekings-coëfficiënt bij metalen kleiner dan 1 is, of, wat helzelfde is, dat het licht zich in metalen sneller voortplant dan in de lucht. QUINCKE, dien wij reeds in het Derde Hoofdstuk genoemd hebben, heeft getracht de waarheid hiervan proefondervindelijk aan te toonen [1]). De theorie van CAUCHY nader ontwikkeld door BEER [2]) en EISENLOHR [3]), levert als resultaat op, dat de brekings-coëfficiënt niet voor alle invalshoeken dezelfde is, maar moet worden voorgesteld door:

$$\nu^2 = n^2 + sin^2\, \mathrm{I} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

waarin ν den brekings-coëfficient aanduidt bij een invalshoek I en n den brekings-coëfficient bij loodregten inval. Uit de proeven van JAMIN over de kleur der metalen en

---

[1]) POGG. Ann. Bnd. CXIX pg. 377, en POGG. Ann. Bnd. CXX pg. 599 sqq.
[2]) POGG. Ann. Bnd. XCII pg. 402.
[3]) POGG. Ann. Bnd. XIV pg. 374.

wel bepaaldelijk uit zijne bepalingen van voornamen invalshoek en herstellings-azimuth voor de verschillende kleuren hebben BEER en EISENLOHR afgeleid, dat de constante n in deze formule voor zilver kleiner dan 1 zou zijn; en dus, dat het licht, dat loodregt op een zilverplaat valt, zich hierin sneller voortplant dan in de lucht. Voor dit metaal zou dus de theorie overeenkomen met de vroeger gemelde waarnemingen.

§ 80. Om proefondervindelijk de waarheid van deze uitkomst na te gaan, heeft QUINCKE op de volgende wijs onderzoekingen hieromtrent in het werk gesteld. Tusschen de twee Interferentie-glasplaten van JAMIN [1]) werden de te onderzoeken metaalplaten zoodanig geplaatst, dat een der beide interfererende stralen gedeeltelijk door metaal en voor het overige gedeelte door lucht ging, terwijl de tweede straal alleen door lucht ging. Hierdoor werd dus het gevormde interferentie-spectrum door eene horizontale lijn in twee gedeelten verdeeld, waarvan het eene ontstond door de interferentie van twee stralen, waarvan de eene door lucht, de andere door metaal was gegaan, terwijl het andere gedeelte gevormd werd door twee stralen, die zich alleen door lucht hadden voortgeplant. Hierdoor was eene vertraging of versnelling van het licht door het metaal dadelijk aan eene verschuiving der strepen van het eene spectrum bemerkbaar. Door een compensator van DUBOSQ en SOLEIL was het nu gemakkelijk uit te maken, of de voortplantingssnelheid van het licht door het metaal vergroot of verkleind werd. Bij deze proeven werd het metaal loodregt op de rigting der stralen geplaatst. De doorschijnende metaallagen waren naar een der in Hoofdstuk III. aangegeven methoden op glas aan-

---

[1]) BILLET, Traité d'Optique physique.

gebragt; goud alleen werd ook zonder eenige onderlaag gebruikt. De interferentie-spectra werden door een prisma van flintglas beschouwd, zoodat in iedere streep de voornaamste Fraunhofersche strepen konden gezien worden.

§ 81. De resultaten dezer waarnemingen waren, dat door sommige soorten van goud en zilver het licht zich sneller, door andere het zich langzamer dan in de lucht voortplantte. In zilver, dat in het doorgelaten licht blaauw of violet gekleurd was en in goud, dat bruin of blaauwgroen was, plantte het licht zich sneller voort dan in de lucht. Daarentegen bewoog het zich in zilver, dat geel of graauw licht doorliet en in andere soorten van goud langzamer dan in de lucht. Quincke merkte op, dat deze metalen door enkel aan de lucht blootgesteld te worden zich zoodanig veranderen kunnen, dat, wanneer het licht er zich eerst met grootere snelheid dan in de lucht voortplantte, het er zich later langzamer in beweegt.

§ 82. Daar ook door drukking de variëteiten van zilver met gele en van goud met roode of oranje kleuren zich veranderen in die, welke blaauw of blaauwgroen licht doorlaten en deze laatste soorten het licht sneller doorlaten dan de lucht, moet ook voor gepolijst zilver en goud de constante n kleiner dan 1 zijn. Hierin dus komen de resultaten der onderzoekingen van Quincke overeen met de uitkomsten waartoe Eisenlohr en Beer gekomen zijn door de formulen van Cauchy toe te passen op de waarnemingen van Jamin, waarvan in § 78 is melding gemaakt.

§ 83. Voor zilver heeft Quincke uit de verschuiving der interferentie-strepen den brekings-coëfficiënt n bepaald. Deze verschuiving geeft nml. de versnelling of vertraging dadelijk in golflengten uitgedrukt; weet men nu nog de dikte der doorloopen zilverlaag ook in golflengten, dan zal het gemakkelijk zijn hieruit $\frac{\lambda}{\lambda_m}$ af te leiden. Op deze wijze is voor n 0.5 gevonden, terwijl de uitkomsten door BEER verkregen 0.2581 voor het gemiddelde licht geven. Deze uitkomsten komen dus niet zeer juist met elkander overeen. De oorzaak hiervan is misschien te zoeken in eene slechte bepaling der dikte van het zilver.

Voor platina werd door bovengenoemd interferentie-toestel gevonden, dat zich het licht hierin langzamer dan in de lucht voortplant. Hiermede overeenkomende werd ook uit voorname invalshoek en herstellingsazimuth voor n 1.9493 berekend.

§ 84. De verschuiving der interferentie-strepen zou volgens QUINCKE door sommigen toegeschreven kunnen worden aan eene absorptie van lucht aan de oppervlakte der metalen. Om deze bedenking te weerleggen herhaalde hij zijne proeven in het luchtledige. De glasplaat, die het metaallaagje droeg of het vrijhangende metaalblaadje werd hiertoe in een geelkoperen kastje gehangen, dat aan twee tegenoverstaande zijden door planparallele glasplaten gesloten was. In dit kastje werd de luchtdrukking tot op 4.5$^{\text{mm.}}$ kwikzilver gereduceerd en de verschijnselen bleven dezelfde als bij de gewone dampkringsdrukking, waaruit QUINCKE afleidt, dat de waargenomen verschijnselen onafhankelijk zijn van bovengenoemde absorptie. Hij schijnt dus van oordeel te zijn, dat de lucht aan de oppervlakte van een metaal geabsorbeerd, hiervan zal worden losgelaten, zoodra de omringende dampkringsdrukking ophoudt te bestaan. Onzes inziens mag men dit niet aannemen; immers de oorzaak dezer absorptie, de moleculaire aantrekking tusschen het metaal en de lucht zal door die vermindering van drukking volstrekt niet ophouden te bestaan. Misschien zal de absorptie eenigzins verminderen, maar zij zal volstrekt niet opgeheven worden.

§ 85. Wanneer men daarentegen aanneemt, dat de metalen wel een sterk absorberend vermogen aan hunne oppervlakten bezitten, dan laten zich verscheidene der voornoemde verschijnselen verklaren. B. v. dat zilver of goud, dat het licht met grooter snelheid doorlaat dan de lucht, zich door enkel aan de lucht liggen zoodanig verandert, dat het het licht langzamer doorlaat dan de lucht, laat zich zeer gemakkelijk aldus ophelderen. Wanneer een metaallaag kort geleden op glas aangebragt is, zal op hare oppervlakte nog weinig lucht geabsorbeerd zijn. Het licht moet dus in dit geval alleen metaal doorloopen. Is het metaal echter reeds eenigen tijd aan de lucht blootgesteld geweest, waardoor eene dikkere laag lucht op het metaal geabsorbeerd zal zijn, dan moet te gelijk met het metaal ook nog deze geabsorbeerde lucht doorloopen worden. Hierin zal, omdat de densiteit dezer lucht natuurlijk grooter is dan van lucht onder gewone omstandigheden, de voortplantingssnelheid kleiner zijn dan in de omringende lucht. Terwijl dus het metaal de snelheid van het licht vergroot, de aan zijne oppervlakte geabsorbeerde lucht haar verkleint, zal het van de hoeveelheid dezer geabsorbeerde lucht afhangen, of de gezamenlijke werking van lucht en metaal de voortplanting van het licht zal vertragen of versnellen. Is de metaallaag nu voor korten tijd daargesteld en dus de geabsorbeerde luchtlaag nog dun, dan zal het licht zich hierin sneller dan in de lucht voortplanten. Na eenigen tijd, wanneer er zich meer lucht op het metaal heeft neergezet, zal de werking hiervan die van het metaal overtreffen en dus het licht vertraagd worden.

§ 86. Uit formule (1.) volgt [1]), dat bij toenemenden invalshoek de verhouding ν tusschen de golflengten in de lucht

[1]) POGG. *Ann.* Bnd. CXX, p. 600.

en in het metaal aangroeit en dus voor stoffen, waarvoor $n < 1$ is, b. v. zooals boven gevonden is, voor sommige soorten van zilver, eene waarde gelijk aan of grooter dan 1 zal kunnen verkrijgen. Bij den invalshoek η, waarvoor ν juist 1 is heeft men naar form. (1):

$$1 = n^2 + \sin.^2 \eta$$

of:

$$n = \cos. \eta.$$

Hieruit is eene methode af te leiden om de constante n te bepalen. Onder dezen invalshoek is nml. de voortplantingssnelheid in het metaal even groot als in de lucht, en dus zal er geen verschuiving der interferentie-strepen plaats hebben. Draait men dus het metaalplaatje in den beschreven toestal zoolang, totdat de strepen van het spectrum onder en boven zamenvallen, dan heeft men voor de gezochte constante, den cosinus van den hoek, waaronder op dat oogenblik het licht op het metaal valt. Voor den hoek η vond QUINCKE 70°, waaruit dus voor n de waarde 0.342 volgt.

§ 87. Voor ditzelfde plaatje heeft QUINCKE nog op de volgende wijze de waarde van n bepaald. Wanneer de dikte D van het metaalplaatje bekend is en a de afstand der interferentie-strepen, λ en λ_m de golflengten voor licht van eene bepaalde kleur in de lucht en in het metaal voorstellen, dan heeft men blijkbaar voor de verschuiving der interferentie-strepen:

$$\Delta = a. \mathrm{D} \left(\frac{1}{\lambda_m} - \frac{1}{\lambda}\right),$$

of door voor $\frac{\lambda}{\lambda_m}$ hare waarde n te zetten:

$$\Delta = a. \frac{\mathrm{D}}{\lambda} (n - 1),$$

waaruit:

$$n = 1 + \frac{\lambda}{D} \cdot \frac{\Delta}{a}.$$

Voor $\frac{\Delta}{a}$ d. i. dus voor de verschuiving der strepen uitgedrukt in den afstand dezer strepen werd gevonden — 0.25, uit welke negatieve waarde dus volgt, dat het licht zich in het metaal met grootere snelheid dan in de lucht voortplantte. De verschuiving werd in de nabijheid van den Fraunhoferschen streep F waargenomen, dus moet voor λ de waarde $0.^{mm}0005$ genomen worden.

§ 88. Om de dikte van het zilverplaatje te bepalen werd op die plaats, waar het licht was doorgegaan een jodkorreltje gelegd, waardoor een zilverlaag ontstond, die bij doorgaand licht geel was en door 3 donkere ringen omgeven, hetgeen dus voor lucht eene dikte van $0.^{mm}001652$ aanduidt. Noemt men deze dikte ε en neemt men in aanmerking, dat

het aequivalent van	zilver is . .	$Ag =$	107,9
„ „ „	jodzilver „ . .	$JAg =$	234,9
de densiteit van jodzilver is		$d_1 =$	5,602
„ „ „	zilver „	$d_2 =$	10,55
„ brekingscoëfficiënt van jodzilver is		$n_1 =$	1,246

dan is:

$$D = \frac{Ag}{JAg} \cdot \frac{d_1}{d_2} \cdot \frac{1}{n_1}\, \varepsilon = 0.1086\, \varepsilon,$$

en dus hier:

$$D = 0.1086 \times 0.^{mm}001652 = 0.^{mm}0001788$$

waardoor:

$$n = 1 + \frac{0.0005}{0.0001788} \times -0.25 = 0.323.$$

Op dezelfde wijze werd bij een ander zilverplaatje voor n 0.6 gevonden.

§ 89. De uitkomsten, waartoe EISENLOHR uit JAMIN's waarnemingen gekomen is, geven voor n 0.4971. QUINCKE merkt op, dat zulke verschillen geene bevreemding moeten opwekken, wanneer men slechts nagaat, dat, zooals vroeger is aangetoond, de waarde van n zelfs grooter dan 1 kan worden. Is onze onderstelling juist, dat deze verschillende uitkomsten toe te schrijven zijn aan geabsorbeerde lucht, dan zijn ook om dezelfde reden de nu medegedeelde proeven niet te vertrouwen. Over het algemeen gelooven wij het er voor te moeten houden, dat de verschijnselen bij de doorlating van licht door metalen nog op verre na niet genoeg verklaard zijn; en om tot meer helderheid omtrent dit punt te komen zal het in de eerste plaats noodig zijn te onderzoeken, of de metalen werkelijk een sterk absorberend vermogen voor de lucht hebben en dan na te gaan welken invloed die absorptie op hunne doorlating van het licht uitoefent.

TAFEL I.

De coëfficiënt h bij verschillende invalshoeken voor *Staal.*

Invalshoeken.	Hoeken β.	Coëfficient h.		Verschillen.
		Waargenomen.	Berekend.	
85°	48° 2′	0,951	0,977	— 0,026
80	52 9	0,945	0,954	— 0,009
75	56 15	0,946	0,932	+ 0,014
70	59 40	0,915	0,910	+ 0,005
65	61 56	0,898	0,892	+ 0,006
60	64 52	0,897	0,874	+ 0,023
55	66 45	0,869	0,856	+ 0,013
50	67 57	0,828	0,842	— 0,014
45	69 37	0,818	0,827	— 0,009
40	71 7	0,780	0,815	— 0,035
35	72 10	0,800	0,804	— 0,004
30	73 3	0,790	0,795	— 0,005
25	73 56	0,791	0,787	+ 0,004
20	74 26	0,780	0,781	— 0,001

TAFEL II.

De coëfficiënt k voor *Staal* bij verschillende invalshoeken.

Invalshoeken.	Hoeken β.	Coëfficient k.		Verschillen.
		Waargenomen.	Berekend.	
85°	45° 42′	0,719	0,709	+ 0,010
80	48 21	0,547	0,583	— 0,037
75	60 00	0,566	0,563	+ 0,003
70	69 15	0,545	0,569	— 0,024
65	79 44	0,627	0,599	+ 0,028
60	86 10	0,630	0,630	0,000
55				
50	85 4	0,666	0,681	— 0,015
45	82 22	0,689	0,701	— 0,012
40	80 32	0,688	0,717	— 0,029
35	79 10	0,741	0,730	+ 0,011
30	78 10	0,760	0,742	+ 0,018
25	77 20	0,769	0,751	+ 0,018
20	76 36	0,770	0,758	+ 0,012

TAFEL III.

De coëfficiënt *h* voor *Spiegelmetaal* bij verschillende invalshoeken.

Invalshoeken.	Waargenomen hoeken β.	Coëfficient h.		Verschillen.
		Waargenomen.	Berekend.	
86°	47° 38′	0,968	0,984	— 0,016
84	48 53	0,929	0,976	— 0,047
82	50 13	0,937	0,969	— 0,032
80	52 33	0,959	0,961	— 0,002
78	53 47	0,944	0,954	— 0,010
76	55 35	0,950	0,948	+ 0,002
74	56 50	0,940	0,934	+ 0,006
72	57 58	0,926	0,932	— 0,006
70	58 51	0,869	0,925	— 0,056
68	60 13	0,906	0,919	— 0,013
66	62 40	0,950	0,912	+ 0,038
64	63 39	0,940	0,905	+ 0,035
62	64 10	0,914	0,900	+ 0,014
60	64 41	0,890	0,894	— 0,004
58	65 46	0,902	0,888	+ 0,014
56	66 8	0,850	0,882	— 0,032
54	66 53	0,859	9,876	— 0,017
52	68 16	0,877	0,872	+ 0,005
50	69 9	0,880	0,866	+ 0,014
48	69 40	0,869	0,861	+ 0,008
46	70 23	0,869	0,857	+ 0,012
44	71 8	0,873	0,852	+ 0,021
42	71 53	0,841	0,848	— 0,007
40	72 00	0,832	0,844	— 0,012
38	72 40	0,833	0,840	— 0,007
36	73 3	0,823	0,836	— 0,013
34	73 5	0,835	0,833	+ 0,002
32	73 48	0,850	0,830	+ 0,020
30	74 5	0,845	0,827	+ 0,018
28	75 18	0,837	0,824	+ 0,013
26	74 55	0,854	0,821	+ 0,033
24	75 27	0,868	0,819	+ 0,049
22	75 32	0,857	0,816	+ 0,041
20	75 45	0,858	0,814	+ 0,044

TAFEL IV.

De coëfficiënt *k* voor *Spiegelmetaal* bij verschillende invalshoeken.

Invalshoeken.	Waargenomen hoeken β.	Coëfficient *k*.		Verschillen.
		Waargenomen.	Berekend.	
86°	46° 36′	0,754	0,800	— 0,046
84	47 33	0,715	0,736	— 0,021
82	50 58	0,697	0,683	+ 0,014
80	53 18	0,655	0,651	+ 0,004
78	56 32	0,631	0,633	— 0,002
76	60 6	0,623	0,626	— 0,003
74	64 47	0,666	0,626	+ 0,040
72	69 18	0,678	0,630	+ 0,048
70	73 18	0,688	0,637	+ 0,051
68	76 3	0,666	0,646	+ 0,020
66	79 44	0,654	0,659	— 0,005
64	82 21	0,729	0,666	+ 0,063
62	84 24	0,701	0,677	+ 0,024
50	85 59	0,819	0,730	+ 0,089
48	85 11	0,760	0,737	+ 0,023
46	83 52	0,801	0,744	+ 0,057
44	82 15	0,723	0,749	— 0,026
42	82 00	0,747	0,755	— 0,008
40	81 46	0,793	0,761	+ 0,032
38	80 23	0,764	0,765	— 0,001
36	80 34	0,794	0,770	+ 0,024
34	80 12	0,824	0,774	+ 0,050
32	79 56	0,860	0,778	+ 0,082
30	79 7	0,828	0,781	+ 0,047

TAFEL V.

De anomalie φ bij verschillende invalshoeken voor *Zilver* (*Plaqué d'Argent.*)

n/m.	Herstellingshoeken.		Anomaliën.		Verschillen.
	Waargenomen.	Middengetallen.	Waargenomen.	Berekend.	
5/6	84° 30′	84° 30′	0,833	0,829	+ 0,004
8/10	83 50	83 50	0,800	0,809	— 0,009
4/5	83 50				
5/7	81 37	81 37	0,750	0,746	+ 0,004
3/4	81 30	81 20	0,714	0,736	— 0,022
6/8	81 10				
7/10	80 20	80 20	0,700	0,709	— 0,009
2/3	79 00	79 3	0,666	0,674	-- 0,008
6/9	79 00				
4/6	79 10				
5/8	77 38	77 38	0,626	0,637	— 0,011
3/5	77 00	76 62	0,600	0,614	— 0,014
6/10	76 25				
4/7	75 57	75 57	0,572	0,595	— 0,023
5/9	74 45	74 45	0,575	0,567	+ 0,008
6/11	74 5	74 5	0,545	0,552	— 0,007
1/2	72 10	72 00	0,500	0,500	0,000
2/4	72 00				
3/6	71 25				
4/8	72 15				
5/10	72 15				
6/12	72 00				
5/11	70 30	70 30	0,454	0,476	— 0,022
4/9	69 15	69 15	0,444	0,451	— 0,007
3/7	69 00	69 00	0,429	0,447	— 0,018
5/12	67 25	67 25	0,416	0,423	— 0,007
2/5	66 38	66 29	0,400	0,402	— 0,002
4/10	66 20				

n/m.	Herstellingshoeken.		Anomaliën.		Verschillen.
	Waargenomen.	Middengetallen.	Waargenomen.	Berekend.	
3/8	64° 40′	64° 40′	0,375	0,375	0,000
4/11	64 00	64 00	0,363	0,362	+ 0,001
1/3	63 00	62 31	0,333	0,334	— 0,001
2/6	62 20				
3/9	62 20				
4/12	62 25				
3/10	60 10	60 10	0,300	0,307	— 0,007
2/7	59 35	59 35	0,286	0,298	— 0,012
3/11	57 40	57 40	0,272	0,277	— 0,005
1/4	55 20	55 26	0,250	0,250	0,000
2/8	55 45				
3/12	55 15				
2/9	53 30	53 30	0,222	0,224	— 0,002
1/5	50 30	50 37	0,200	0,200	0,000
2/10	50 45				
2/11	48 00	48 00	0,181	0,177	+ 0,004
1/6	46 35	46 36	0,167	0,165	+ 0,002
2/12	46 38				
1/7	43 50	43 50	0,143	0,143	0,000
1/8	41 15	41 15	0,125	0,125	0,000
1/9	39 10	39 10	0,111	0,112	— 0,001
1/10	37 10	37 10	0,100	0,100	0,000
1/11	35 40	35 40	0,091	0,091	0,000
1/12	34 15	34 15	0,083	0,082	+ 0,001

TAFEL VI.

De anomalie φ voor verschillende invalshoeken bij *Staal.*

Herstellingshoeken.	Anomaliën.		Verschillen.
	Waargenomen.	Berekend.	
84° 00′	0,800	0,796	+ 0,004
83 20	0,750	0,753	— 0,003
80 46	0,666	0,641	+ 0,025
79 00	0,600	0,596	+ 0,004
76 00	0,500	0,500	0,000
73 00	0,429	0,419	+ 0,010
71 50	0,400	0,392	+ 0,008
70 39	0,375	0,365	+ 0,010
68 16	0,333	0,320	+ 0,013
65 25	0,286	0,271	+ 0,015
63 38	0,250	0,250	0,000
61 39	0,222	0,226	— 0,004
58 37	0,200	0,194	+ 0,006
55 00	0,180	0,162	+ 0,018
51 00	0,143	0,133	+ 0,010
49 57	0,125	0,127	— 0,002
46 24	0,111	0,105	+ 0,006
45 27	0,100	0,100	0,000
41 53	0,091	0,083	+ 0,008
41 13	0,080	0,080	0,000
38 59	0,071	0,071	0,000

TAFEL VII.

De anomalie φ bij verschillende invalshoeken voor *Zink*. (Eerste reeks waarnemingen).

Invalshoeken.	Anomaliën.		Verschillen.
	Waargenomen.	Berekend.	
87° 5′	0,800	0,865	— 0,065
84 10	0,750	0,740	+ 0,010
82 7	0,666	0,661	+ 0,005
80 7	0,600	0,592	+ 0,008
77 00	0,500	0,500	0,000
72 34	0,400	0,397	+ 0,003
69 00	0,333	0,332	+ 0,001
66 00	0,286	0,288	— 0,002
62 45	0,250	0,246	+ 0,004
61 55	0,222	0,237	— 0,015
58 30	0,200	0,201	— 0,001
55 9	0,180	0,172	+ 0,008
52 15	0,143	0,149	— 0,006
49 57	0,125	0,134	— 0,009
47 10	0,111	0,117	— 0,006

TAFEL VIII.

De anomalie φ voor verschillende invalshoeken bij *Zink*. (Tweede reeks waarnemingen.)

Invalshoeken.	Anomaliën.		Verschillen.
	Waargenomen.	Berekend.	
87° 00′	0,833	0,829	+ 0,004
86 40	0,800	0,813	— 0,013
86 00	0,750	0,778	— 0,028
85 00	0,714	0,727	— 0,013
82 30	0,666	0,617	+ 0,049
81 40	0,572	0,584	— 0,012
82 20	0,600	0,611	— 0,011
82 15	0,626	0,608	+ 0,018
79 13	0,500	0,500	0,000
76 40	0,429	0,433	— 0,004
76 00	0,444	0,412	+ 0,032
75 00	0,400	0,390	+ 0,010
73 5	0,375	0,349	+ 0,026
71 40	0,333	0,325	+ 0,008
69 35	0,286	0,288	— 0,002
69 5	0,300	0,281	+ 0,019
66 48	0,250	0,250	0,000
66 7	0,222	0,241	— 0,019
60 49	0,200	0,215	— 0,015
58 28	0,180	0,166	+ 0,014
56 15	0,143	0,149	— 0,006
52 40	0,125	0,128	— 0,003
51 15	0,111	0,117	— 0,006
48 47	0,100	0,104	— 0,004

TAFEL IX.

$\frac{h}{k}$ voor verschillende invalshoeken bij *Spiegelmetaal.*

Invalshoeken	Hoeken α.	$\frac{h}{k}$ Waargenomen.	$\frac{h}{k}$ Berekend.	Verschillen.
86°	50° 20′	1,206	1,230	— 0,024
84	52 37	1,357	1,327	+ 0,030
82	54 43	1,413	1,419	— 0,006
80	55 41	1,465	1,476	— 0,011
78	56 1	1,483	1,507	— 0,024
76	56 40	1,520	1,515	+ 0,005
74	56 15	1,497	1,502	— 0,005
72	55 37	1,461	1,463	— 0,002
70	55 23	1,448	1,451	— 0,003
68	54 50	1,419	1,421	— 0,002
66	54 22	1,395	1,402	— 0,007
64	53 45	1,364	1,357	+ 0,007
62	53 22	1,344	1,329	+ 0,015
60	52 24	1,298	1,301	— 0,003
58	52 00	1,280	1,275	+ 0,005
56	51 36	1,261	1,236	+ 0,025
54	50 45	1,224	1,228	— 0,004
52	50 20	1,206	1,206	0,000
50	49 52	1,186	1,187	— 0,001
48	49 29	1,170	1,169	+ 0,001
46	49 5	1,154	1,152	+ 0,002
44	48 48	1,142	1,150	— 0,008
42	48 20	1,123	1,123	0,000
40	48 10	1,117	1,110	+ 0,007
38	47 35	1,094	1,097	— 0,003
36	47 22	1,088	1,086	+ 0,002
34	47 6	1,076	1,076	0,000
32	47 00	1,072	1,066	+ 0,006
30	46 48	1,065	1,058	+ 0,007

TAFEL X.

Gelijktijdige bepaling van φ en $\frac{h}{k}$ voor *Staal.*

Invalshoeken.	Vibratie-azimuth (α).	Waargenomen waarden van:			Waarden van:		Berekende waarden van:		
		γ_1	γ_2	2ω	$2\omega = \gamma_1 + \gamma_2$	$2\beta = \gamma_1 - \gamma_2$	φ	$2a$	$\frac{h}{k}$
25°	45°	135° 18′	131° 12′	266° 34′	266° 30′	3° 56′	3° 56′	93° 25′	1,062
30	30	151 8	145 11	295 56	296 19	5 57	6 36	64 13	1,087
	40	141 1	134 44	275 56	275 45	6 17	6 19	84 6	1,075
	45	135 57	129 24	265 30	265 21	6 33	6 34	94 28	1,081
	50	130 37	124 49	255 44	255 26	5 48	5 59	104 11	1,077
35	30	151 21	143 29	294 30	294 50	7 52	8 22	65 45	1,119
	40	141 21	132 27	273 28	273 48	8 54	8 55	86 34	1,122
	45	136 10	127 27	263 33	263 37	8 43	8 46	96 22	1,118
	50	131 11	122 44	253 24	253 55	8 27	8 49	106 25	1,122
	60	121 1	113 34	233 56	234 35	7 27	9 11	125 43	1,125
40	30	151 48	140 51	292 48	292 39	10 57	11 51	67 38	1,160
	35	147 10	134 59	281 38	282 9	12 11	12 26	78 38	1,169
	40	142 4	129 52	271 34	271 56	12 12	12 12	88 28	1,160
	45	136 56	124 42	261 6	261 38	12 14	12 22	98 42	1,164
	50	131 13	120 25	251 22	251 38	10 48	11 23	108 17	1,161
	55	125 57	115 34	241 8	241 31	10 23	11 47	118 21	1,173
	60	120 34	111 10	231 24	231 44	9 24	11 57	127 59	1,183

Invalshoeken.	Vibratie-azimuth (α)	Waargenomen waarden van:			Waarden van:		Berekende waarden van:		
		γ_1	γ_2	$2\,\omega$	$2\,\omega = \gamma_1 + \gamma_2$	$2\,\beta = \gamma_1 - \gamma_2$	φ	$2\,a$	$\frac{h}{k}$
45°	30°	152° 44′	137° 48′	290° 40′	290° 32′	14° 56′	15° 54′	70° 4′	1,216
	40	141 48	126 39	268 54	268 27	15 9	15 9	91 4	1,214
	45	136 54	121 18	258 26	258 12	15 36	15 52	101 8	1,216
	50	131 25	116 36	248 40	248 1	14 39	15 36	110 36	1,212
	70	110 12	101 39	213 0	211 51	8 33	15 54	147 8	1,233
50	30	154 4	134 30	288 30	288 34	19 34	20 33	72, 36	1,290
	35	148 11	128 13	276 2	276 24	19 58	20 4	84 20	1,293
	40	142 54	122 3	264 52	264 57	20 51	20 56	94 48	1,296
	45	137 21	117 32	254 42	254 53	19 49	20 29	104 22	1,288
	50	131 47	112 56	244 14	244 43	18 51	20 46	114 17	1,300
	55	125 45	108 48	234 32	234 33	16 47	20 19	123 45	1,309
	60	121 3	105 20	226 6	226 23	15 43	21 20	131 52	1,293
55	30	155 24	129 54	285 8	285 18	25 30	25 46	76 22	1,362
	40	143 13	117 41	260 34	260 54	25 32	25 50	98 30	1,383
	45	137 52	112 28	249 58	250 20	25 24	26 49	108 2	1,377
	50	131 31	108 37	239 42	240 8	22 54	26 4	117 42	1,388
	60	120 30	102 0	222 18	222 30	18 30	26 26	134 32	1,378
	70	109 57	97 6	206 22	207 3	12 51	27 11	150 52	1,400
60	30	156 34	125 11	282 30	281 45	31 23	32 0	79 21	1,436
	35	149 43	118 20	268 6	268 3	31 23	31 24	91 37	1,469
	40	142 42	112 41	254 54	255 23	30 1	30 54	103 3	1,499
	45	136 33	107 52	244 6	244 25	28 41	31 20	112 32	1,497
	50	130 21	103 11	233 32	233 32	27 10	32 36	122 4	1,511
	55	124 46	100 14	224 42	225 0	24 32	32 58	130 17	1,511
	60	119 10	97 49	217 4	216 59	21 21	32 58	138 0	1,504
	65	113 36	96 2	209 34	209 38	17 34	32 41	146 59	1,574

Invalshoeken.	Vibratie-azimuth (α).	Waargenomen waarden van:			Waarden van:		Berekende waarden van:		
		γ_1	γ_2	$2\,\omega$	$2\,\omega = \gamma_1 + \gamma_2$	$2\,\beta = \gamma_1 - \gamma_2$	φ	$2\,a$	$\frac{h}{k}$
65°	40°	142° 28′	103° 54′	246° 28′	246 21	38° 34′	41° 1′	108° 12′	1,646
	45	135 36	99 28	234 36	235 4	36 8	41 50	117 54	1,661
	50	128 55	96 2	225 10	224 57	32 53	42 21	126 18	1,658
	55	122 27	94 6	216 42	216 33	28 21	42 4	134 53	1,684
	60	116 59	92 25	209 48	209 24	24 34	42 36	142 6	1,682
	65	112 12	91 49	203 42	204 1	20 23	42 45	149 8	1,689
	70	107 24	91 33	198 22	198 57	15 51	42 1	155 55	1,702
70	45	131 16	88 4	219 14	219 20	43 12	56 2	124 22	1,895
	50	125 5	86 54	211 50	211 59	38 11	56 9	131 54	1,885
	55	119 0	86 20	205 22	205 20	32 40	56 15	139 32	1,900
	60	114 14	86 8	199 38	200 22	28 6	57 49	146 11	1,898
	65	109 36	86 17	195 42	195 53	23 19	57 52	152 8	1,880
	70	105 11	87 6	191 52	192 17	18 5	57 48	158 29	1,914
72½	45	127 5	80 9	206 56	207 24	46 46	66 56	127 38	2,034
	50	120 44	79 56	200 54	200 50	40 48	67 32	135 0	2,026
	55	116 5	80 58	197 30	197 3	35 7	66 51	141 16	1,992
	60	111 43	82 6	193 48	193 49	29 37	67 14	147 35	1,987
	65	107 14	83 10	190 42	190 24	24 4	67 26	153 47	2,002
	70	103 29	84 1	187 32	187 28	19 28	69 39	159 11	1,980
75	45	119 59	71 18	190 26	190 59	48 23	80 52	130 47	2,182
	50	116 3	73 1	188 32	189 4	43 2	80 57	136 18	2,093
	55	111 57	75 30	187 10	187 27	36 27	80 25	142 57	2,089
	60	108 2	77 16	185 6	185 18	30 46	81 30	148 51	2,070
	65	104 53	79 53	184 30	184 46	25 0	80 27	154 38	2,072
	70	101 33	81 50	183 28	183 23	19 43	80 25	159 59	2,064

Invalshoeken.	Vibratie-azimuth (α).	Waargenomen waarden van:			Waarden van:		Berekende waarden van:		
		γ_1	γ_2	$2\,\omega$	$2\,\omega = \gamma_1 + \gamma_2$	$2\,\beta = \gamma_1 - \gamma_2$	φ	$2\,a$	$\frac{h}{k}$
	45°	110° 37′	59° 57′	171° 56′	170 °34′	50° 40′	96° 16′	128° 52′	2,090
	50	108 11	64 46	173 4	172 57	43 25	96 58	135 41	2,064
	55	106 28	69 11	175 56	175 39	37 17	95 19	142 30	2,063
77½°	60	103 33	72 29	176 22	176 2	31 4	96 0	148 44	2,063
	65	100 57	75 46	177 12	176 43	25 11	95 56	154 40	2,074
	70	98 26	78 55	177 50	177 21	19 31	96 5	160 22	2,100
	45	97 5	52 21	149 32	149 26	44 44	117 6	127 45	2,039
	50	97 12	57 16	154 30	154 28	39 56	117 13	133 48	1,967
	55	97 22	63 18	160 20	160 40	34 4	116 27	141 44	1,972
80	60	96 40	67 38	163 50	164 18	29 2	116 38	147 6	1,955
	65	95 0	71 10	166 44	166 10	23 50	116 27	152 55	1,936
	70	94 24	75 7	170 0	169 31	19 17	116 23	158 22	1,905
	30	68 30	21 1	88 44	88 31	48 29	131 31	89 10	1,705
	35	76 52	30 25	166 34	107 17	46 27	132 20	101 20	1,741
	40	81 54	37 24	119 44	119 18	44 30	131 28	110 43	1,725
	45	85 49	46 36	132 20	132 26	39 12	132 11	121 28	1,784
82½	50	88 27	52 23	141 6	140 50	36 4	130 46	128 59	1,752
	55	90 6	58 49	148 30	148 55	31 17	130 42	136 46	1,767
	60	90 31	64 2	154 42	154 33	26 29	130 37	144 1	1,777
	65	90 40	68 56	159 56	159 36	21 44	130 33	150 45	1,784
	70	91 3	74 5	164 54	165 8	16 58	130 29	157 26	1,824
	30	52 23	24 16	76 28	76 39	28 7	151 14	78 5	1,405
	35	58 21	30 40	88 58	89 1	27 41	152 19	89 55	1,425
	40	64 42	36 14	101 26	100 56	28 28	151 3	100 2	1,421
	45	69 39	42 36	112 28	112 15	27 3	151 5	109 54	1,424
85	50	73 29	48 47	122 8	122 16	24 42	151 30	118 54	1,421
	55	76 43	54 26	131 45	131 9	22 17	151 13	128 2	1,437
	60	79 51	59 58	140 0	139 49	19 53	150 38	136 5	1,432
	65	81 45	65 26	147 14	147 11	16 19	151 35	143 48	1,427
	70	83 55	70 24	154 28	154 19	13 31	150 51	151 19	1,408

TAFEL XI.

Gelijktijdige bepaling van φ en $\frac{h}{k}$ voor *Spiegelmetaal.*

Invals-hoeken.	Vibratie-azimuth (α).	Waargenomen waarden van:			Waarden van:		Berekende waarden van:	
		γ_1	γ_2	2ω	$2\omega = \gamma_1 + \gamma_2$	$2\beta = \gamma_1 - \gamma_2$	φ	$\frac{h}{k}$
	30°	153° 12′	141° 47′	295° 30′	294° 59′	11° 27′	12° 39′	1,104
	40	143 6	130 48	274 42	273 54	12 18	12 18	1,099
35°	50	132 35	120 36	254 4	253 11	11 59	11 59	1,104
	60	121 39	112 8	234 31	233 47	9 31	11 38	1,106
	70	110 59	104 9	215 28	215 8	6 50	11 40	1,113
	30	153 35	140 51	294 36	294 26	12 44	13 58	1,124
	35	149 8	135 26	284 36	284 34	13 42	14 8	1,111
	40	143 47	129 36	273 29	273 23	14 11	14 12	1,129
40	45	138 33	124 25	263 10	262 58	14 8	14 14	1,116
	50	133 11	119 39	252 51	252 50	13 32	14 14	1,124
	60	122 16	111 0	233 33	233 16	11 16	13 55	1,122
	65	116 52	107 6	223 46	223 58	9 46	13 58	1,117
	70	111 45	103 6	214 50	214 51	8 39	14 54	1,137
	30	156 48	135 56	293 52	292 44	20 52	22 37	1,163
	35	151 57	130 19	282 56	282 16	21 38	22 19	1,158
	40	146 32	124 1	271 6	270 33	22 31	22 31	1,165
45	45	141 3	118 46	260 47	259 49	22 17	22 23	1,181
	50	134 56	113 53	249 24	258 49	21 3	22 21	1,179
	60	123 50	105 55	230 5	229 45	17 55	22 51	1,174
	65	118 14	103 5	221 30	221 19	15 9	22 33	1,161
	70	112 31	100 12	212 37	212 43	12 19	22 3	1,167

Invals-hoeken.	Vibratie-azimuth (α).	Waargenomen waarden van:			Waarden van:		Berekende waarden van:	
		γ_1	γ_2	$2\,\omega$	$2\,\omega = \gamma_1 + \gamma_2$	$2\,\beta = \gamma_1 - \gamma_2$	φ	$\frac{h}{k}$
50°	30°	159° 25′	133° 34′	293° 9′	292° 59′	25° 51′	27° 47′	1,196
	35	153 31	126 59	280 56	280 30	26 32	26 57	1,199
	40	148 13	120 44	269 0	268 57	27 29	27 29	1,174
	45	141 45	115 13	257 28	256 58	26 32	27 5	1,216
	55	129 54	106 12	236 41	236 6	23 42	27 43	1,217
	60	124 6	103 7	226 51	227 13	20 59	27 44	1,227
	65	118 4	99 53	218 20	217 57	18 11	27 55	1,219
55	30	162 34	129 53	292 34	292 27	32 41	34 47	1,238
	35	156 18	122 1	288 46	288 19	34 17	34 36	1,258
	40	149 40	115 7	265 10	264 47	34 33	34 39	1,277
	45	143 8	110 14	253 26	253 22	32 54	34 1	1,275
	50	136 17	104 19	240 48	240 36	31 58	35 34	1,303
	55	129 25	100 51	230 24	230 16	28 34	35 15	1,318
	60	122 47	97 55	220 46	220 42	24 52	35 22	1,340
	65	117 20	96 32	213 48	213 52	20 48	34 16	1,312
60	30	165 54	126 3	292 14	291 57	39 51	42 2	1,284
	35	159 3	118 7	277 21	277 10	40 56	41 7	1,313
	40	151 23	110 46	261 22	262 10	40 37	40 56	1,478
	45	143 51	104 28	248 19	248 19	39 23	41 23	1,334
	50	137 7	99 8	236 8	236 15	37 59	43 14	1,344
	55	129 14	95 52	224 37	225 6	33 22	43 9	1,388

TAFEL XII.

Parameters van licht door een vrijhangend goudblaadje gegaan.

I.	Doorgelaten licht.							Teruggekaatst licht.		
	ϱ_0	ϱ_{180}	ϱ	δ	β_0	β_{180}	β	ϱ	δ	β
	r	r	r							
0°	0	0	0	0	46° 32′	44° 30′	45° 31′			
10	0,038		0,038	0,0054	44 34	45 48	45 11			
20	0,222	0,236	0,229	0,0330	48 35	46 6	47 20	0,656	0,0945	45° 50′
30	0,548	0,664	0,606	0,0873	49 31	49 52	49 41	1,438	0,2070	46 45
40	1,444	1,218	1,331	0,1917	54 15	54 24	54 19	2,124	0,3059	43 15
50	2,382	2,400	2,391	0,3443	59 40	58 57	59 18	3,140	0,4522	42 37
60	3,230	4,144	3,687	0,5309	63 17	65 22	64 19	5,576	0,8024	40 23
70	5,562	5,324	5,442	0,7838	68 37	67 36	68 6	6,800	0,9792	41 11
75	6,840	6,783	6,811	0,9808	70 27	66 39	68 33	8,124	1,1700	43 2
80								10,226	1,4730	42 21
85								11,622	1,6740	43 27

TAFEL XIII.

Parameters van licht, dat door een goudblaadje op glas aangebragt, gegaan is.

	Doorgelaten licht.								Teruggekaatst licht.		
I.	ϱ_0	ϱ_{180}	ϱ	δ	β_0	β_{180}	β	β_g	ϱ	δ	β
0°	r 0	r 0	r 0	0	45° 20′	46° 44′	46° 2′	45° 20′			
10	0,054	0,058	0,056	0,0074	46 5	45 20	45 42	46 5			
20	0,224	0,176	0,200	0,0263	46 20	46 47	46 33	46 7	0,430	0,0566	45° 32′
30	0,466	0,496	0,481	0,0632	46 53	47 53	47 23	46 33	1,060	0,1394	40 58
40	0,858	0,858	0,858	0,1128	49 3	49 57	49 30	47 30	2,102	0,2765	39 9
50	1,466	1,514	1,490	0,1960	52 12	51 15	51 43	48 8	3,556	0,4677	34 55
60	2,044	1,712	1,878	0,2470	55 18	54 36	54 57	50 12	5,700	0,7498	31 51
70	2,912	2,484	2,698	0,3550	62 20	59 25	60 52	56 18	8,860	1,068	29 45
80	3,784	3,146	3,465	0,4557	66 55	64 31	65 43	60 47	11,938	1,570	33 28
85	3,968		3,968	0,5219	67 25		67 25	63 39	13,498	1,775	38 23

TAFEL XIV.

Parameters van licht door *zilver* gegaan.

	Doorgelaten licht.								Teruggekaatst licht.		
I.	ϱ_0	ϱ_{180}	ϱ	δ	β_0	β_{180}	β	β_g	ϱ	δ	β
0°	$\overset{r}{0}$	$\overset{r}{0}$	$\overset{r}{0}$		45° 54′	45° 42′	45° 48′	45° 10′			
10	0				46 4	46 31	46 18	46 16			
20	0,098	0,156	0,127	0,0167	46 36	47 26	47 1	46 39	0,088	0,0116	44° 18′
30	0,386	0,508	0,447	0,0588	48 47	48 47	48 47	46 50	0,756	0,0994	41 54
40	0,770	0,788	0,779	0,1024	50 0	50 53	50 26	47 14	1,764	0,2320	40 29
50	1,296	1,320	1,308	0,1731	55 6	54 3	54 34	48 48	2,874	0,3780	36 9
60	1,636	1,984	1,810	0,2381	57 49	57 36	57 42	49 59	4,728	0,6218	33 1
70	2,324	2,350	2,337	0,3074	62 44	61 5	61 54	53 57	7,814	1,028	31 17
80	3,128	3,108	3,118	0,4101	68 39	67 21	68 0	59 28	11,146	1,467	33 23
85	3,386	3,960	3,673	0,4832	71 18	72 35	71 56	61 32	13,166	1,732	36 34

TAFEL XV.

Parameters van licht door *Platina* gegaan.

Doorgelaten licht.					Teruggekaatst licht.		
I.	ϱ	δ	β_0	β_g	ϱ	δ	β
0°	0^r	0	45° 35′	45° 35′	0^r	0	
20	0,522	0,0732	46 49	45 27	0,374	0,0492	44° 41′
30	0,904	0,1269	51 20	46 15	0,760	0,1000	43 46
40	1,178	0,1653	56 27	45 59	1,094	0,1439	42 49
50	1,484	0,2082	63 10	49 25	1,774	0,2333	39 51
60	2,086	0,2927	69 59	50 50	2,892	0,3804	35 20
70	2,386	0,3321	77 45	51 40	4,842	0,6368	32 5
75	2,766	0,3880	80 24	54 50	6,444	0,8476	28 17
80	3,728	0,5230	83 2	55 10	8,782	1,155	27 29

TAFEL XVI.

Voorname invalshoeken en herstellings-azimuth voor verschillende kleuren bij eenige metalen.

	Zilver.		Klokmetaal.		Staal.		Zink.		Spiegelmetaal.		Koper.		Geelkoper.	
	I.	A.	I.	A.	I.	A.	I.	A.	I.	A.	I.	A.	I.	A.
Uiterst rood.....	75° 45′	41° 37′	75° 16′	29° 25′	77° 52′	16° 20′	75° 45	15° 50′	76° 45′	29° 15′				
Middelst rood...	75 0	40 59	74 15	28 46	77 4	16 29	75 11	17 9	76 14	28 37	71° 21′	28° 22′	71° 31′	29° 40′
Oranje.........	72 48	40 23	74 5	28 38	76 37	16 33	74 54	18 16	74 36	27 15	70 0	26 0	70 27	29 3
Streep D.......	72 30	40 9	73 28	28 24	76 40	16 48	74 27	18 45	74 7	27 21				
Geel...........	72 15	40 17	73 22	28 5	76 26	16 50	73 43	20 0	73 36	27 10	69 3	21 57	69 38	28 25
Streep E.......	71 30	40 19	72 20	25 31	75 47	17 30	73 28	21 13	73 35	25 52	*) 68 44	18 7	68 19	27 0
Streep Eb......			71 33	25 7	75 41	17 31	73 14	21 46	73 27	26 0				
Streep F.......	69 34	39 46	71 21	23 55	75 8	18 29	72 32	22 44	73 4	26 15				
Blaauw.........	68 11	39 55	70 47	23 26	75 23	19 10	71 45	23 36	72 1	27 15	67 44	16 57	66 11	23 23
Indigo..........	67 30	39 55	70 1	23 21	74 51	19 38	71 24	24 49	71 22	27 56	67 30	16 30	65 35	19 57
Streep H.......	66 12	39 50	70 2	23 21	74 32	20 7	71 18	25 18	71 56	28 0				
Violet..........			70 11	22 31	74 3	20 26	70 49	25 50	71 22	27 56	66 56	15 57	64 16	17 38
Grens v. h. violet.	65 0	39 47	69 31	22 13	73 19	21 12	70 4	26 26	70 42	28 30				

*) Groen.

TAFEL XVII.

Intensiteit van licht door verschillende metalen bij loodregten inval teruggekaatst.

	Zilver.		Klokmetaal.		Geelkoper.		Koper.		Spiegelmetaal.		Staal.		Zink.	
	1 Terugkaatsing.	10 Terugkaatsingen.	1 Terugkaatsing.	10 Terugkaatsingen.	1 Terugkaatsing.	10 Terugkaatsingen.	1 Terugkaatsing.	10 Terugkaatsingen.	1 Terugkaatsing.	10 Terugkaatsingen.	1 Terugkaatsing.	10 Terugkaatsingen.	1 Terugkaatsing.	10 Terugkaatsingen
Rood	0,929	0,478	0,747	0,054	0,720	0,037	0,682	0,022	0,692	0,035	0,609	0,007	0,576	0,004
Oranje	0,909	0,388	0,724	0,039	0,682	0,022	0,623	0,009	0,654	0,014	0,600	0,006	0,594	0,005
Geel	0,905	0,369	0,705	0,030	0,662	0,016	0,540	0,002	0,632	0,010	0,599	0,006	0,602	0,006
Groen	0,902	0,357	0,630	0,010	0,619	0,008	0,470	0,000	0,625	0,009	0,593	0,005	0,616	0,008
Blaauw	0,878	0,273	0,591	0,005	0,528	0,001	0,434	0,000	0,606	0,006	0,608	0,007	0,628	0,009
Indigo	0,875	0,264	0,578	0,004	0,456	0,000	0,423	0,000	0,599	0,005	0,604	0,006	0,635	0,010
Violet	0,867	0,242	0,566	0,003	0,498	0,000	0,405	0,000	0,599	0,006	0,599	0,006	0,636	0,011

TAFEL XVIII.

Kleur der Metalen.

METALEN.	Eene terugkaatsing.			Tien terugkaatsingen.		
	U.	Δ'.	$1-\Delta$.	U.	Δ'.	$1-\Delta$.
1ste reeks.						
Koper.......	69° 56′ Zeer rood Oranje.	0,113	0,887	43° 29′ Rood.	0,812	0,188
Klokmetaal...	83° 10′ Geel Oranje.	0,065	0,935	40° 40′ Rood.	0,767	0,233
Geelkoper....	103° 13′ Geel.	0,112	0,888	62° 50′ Zeer rood Oranje.	0,349	0,650
Zilver.......	89° 0′ Zeer geel Oranje.	0,013	0,987	84° 32′ Geel Oranje.	0,124	0,876
2de reeks.						
Zink........	180° 67′ Blaauw.	0,021	0,978	264° 58′ Indigo blaauw.	0,188	0,812
Staal........	74° 33′ Rood Oranje.	0,017	0,928	22° 50′ Violet.	0,089	0,971
3de reeks.						
Spiegelmetaal.	67° 25′ Zeer rood Oranje	0,028	0,972	53° 59′ Oranje Rood.	0,292	0,707

STELLINGEN.

I.

BREWSTER had geen regt de door hem ontdekte toestand van het licht *„Elliptiesche Polarisatie"* te noemen.

II.

Ten onregte zegt Dr. BOSSCHA in zijn Leerboek der Natuurkunde pag. 7, § 15:... en de wrijving die als eene uiting van moleculaire krachten kunnen beschouwd worden.

III.

Eene doelmatige ventilatie kan alleen door het werktuigelijk invoeren van versche lucht verkregen worden.

IV.

Het rollen van den donder moet voornamelijk aan echo's worden toegeschreven.

V.

De tot nu toe gebruikte éénheid voor het meten van licht-intensiteit is onvoldoende.

VI.

De verklaring door DU MONCEL gegeven van de sterke werking van electromagneten met onomwoeld koperdraad is onaannemelijk. (Institut Ns 1619, 1621 en 1622.)

VII.

Ten onregte beweert BILLET (Traité d'Optique Physique t. II. pag. 132), dat het door metalen teruggekaatste licht links-gepolariseerd is.

VIII.

De door bovengenoemde op pag. 22 van zijn Traité t. I. opgemaakte formules worden verkeerdelijk in het geval op pag. 96 toegepast.

IX.

Onjuist is de gevolgtrekking van TYNDALL (Heat considered as a mode of motion. 1863. pag. 314), dat het smeltpunt van ijs niet voor alle deelen van een blok van die stof hetzelfde is.

X.

De naam „oneindig klein" moet door een beteren vervangen worden.

XI.

Hetzelfde is het geval met „gelijk en gelijkvormig."

XII.

Wanneer eene wiskundige waarheid bewezen is, is het volstrekt van belang ontbloot, die nog op eene andere wijze aan te toonen.

XIII.

De rondheid der aarde mag niet bewezen worden uit het verschijnsel, dat men van ver verwijderde schepen eerst alleen het bovengedeelte en, naarmate zij naderen, ook het overige gedeelte ziet.

XIV.

Het bestaan van sprongsgewijze overgangen van de eene diersoort in de andere kan niet als argument tegen de theorie van DARWIN over het ontstaan der diersoorten worden aangevoerd.

XV.

Het onderwijs in de Wiskunde moet aan Gymnasiën zoo theoretiesch mogelijk zijn.

XVI.

Bij het onderwijs in de Natuurkunde moeten het Magnetisme, de Electriciteit en het Galvanisme niet afzonderlijk, maar als een geheel uitmakende behandeld worden.

XVII.

Het ware te wenschen, dat onder de leervakken van Middelbaar Onderwijs ook de gezondheidsleer had kunnen worden opgenomen.

XVIII.

Het is wenschelijk, dat, bij eene aanstaande wettelijke regeling van het Hooger Onderwijs, op Gymnasiën het onderwijs in de Natuurkundige wetenschappen worde uitgebreid.