## Bijdrage tot de kennis van de gezwarte photographische plaat

https://hdl.handle.net/1874/301717









BIJDRAGE TOT DE KENNIS VAN DE GEZWARTE PHOTOGRAPHISCHE PLAAT



## BIJDRAGE TOT DE KENNIS VAN DE GEZWARTE PHOTOGRAPHISCHE PLAAT

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN DEN GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS-EN NATUURKUNDE AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT, OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS DR. A. NOORDTZIJ, HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER GODGELEERDHEID, VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAT DER UNIVERSITEIT TEGEN DE BEDEN-KINGEN VAN DE FACULTEIT DER WIS-EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN OP MAANDAG 23 MEI 1927, DES NAMIDDAGS 4 UUR, DOOR

JOHANNA CLASINA VAN SELMS GEBOREN TE AMSTERDAM

DRUKKERIJ ZUIDAM - UTRECHT

ETTOR EST TOT ESAMOTE FESSIONE DE STATUTE

L D T RE C H

A. S. T. F. Malerica

1044.5

Bij het eindigen van mijn academische studie is het mij een aangename taak mijn hartelijken dank te betuigen aan allen, die tot mijn wetenschappelijke vorming hebben bijgedragen.

In de eerste plaats breng ik mijn hartelijken dank aan U, Hooggeleerde Ornstein, Hooggeachte Promotor, voor de hulp en steun, die Gij mij verleend hebt. De prettige jaren, die ik op Uw laboratorium heb doorgebracht, zullen steeds in mijn herinnering blijven.

U, Hooggeleerde Heeren de Vries, Nijland en Wolff dank ik voor het onderwijs, dat ik van U genoten heb.

Zeer geleerde Minnaert, ten zeerste voel ik mij jegens U verplicht. Altijd vond ik U dadelijk bereid mij met woord en daad terzijde te staan. Ik ben heel dankbaar, dat ik onder Uw leiding heb mogen werken.

Verder, U allen uit mijn omgeving op het Physisch Laboratorium, dank ik voor de prettige omgang, die ik steeds met U had. Fig ber etalitete tran seite arademissio onadie in har end est anaroname terk eige handligtet deriv is bringers one elles die fot eige waarehored on the instants is been resized. In de contre plants broug it night is welighten dust est the inde contre plants broug it night is welighten dust est the information of an eller is and a second of the instant second of all endered is and a second of the instant second is independent in the second of the instant is in the probability of the second of the second bar and and the second of the instant is in the probability of the second of the second bar and the second of the second of the second bar and the second of the second of the second bar and the second of the second second of the second of the second of the second of the second second of the second of

plief a fairfe eens it is indeler beend an een een hoers andrast bevijde te need bij is heef as shown in to eedge tite i aldely beb teogramers.

Verden II elles interajo e que alegande particular l'Anyaiteri d'alla districtori situati dank la verso de presidere rengante d'o transcelle moi El Inado

## INHOUD.

Inleiding	and the same start	· ····································	-	henre de la	1
Literatuur	nar sum and a sum a se	e sector a			 1

## EERSTE GEDEELTE

Metingen over extinctie, verstrooiing en absorptie in de	81
photographische plaat	5
I. De bepaling van de extinctie	6
Meetmethode	6
Uitkomsten	7
II. De bepaling van de verstrooiing	. 10
Het beginsel der methode	10
Het vergelijken van het verstrooide licht met het licht van	
de intensiteitsschaal	12
Het meten van het verstrooide licht bij kleine hoeken	18
Valsch licht	20
Omrekening van de waarnemingen, met de kist verricht op	
die, met de doos gedaan	21
Invloed van de golflengte op het verstrooide licht	22
Uitkomsten van de metingen	.23
Wijze, waarop de verstrooiing van den hoek afhangt	26
III. De betrekking tusschen absorptie en verstrooiing	28
De verstrooiing in haar afhankelijkheid van de extinctie bij	
verschillende hoeken	28
De verhouding van de absorptie en de verstrooiing bij de	
extinctie	30

### TWEEDE GEDEELTE

Oorzaken van de lichtuitspreiding in de photographische	- *
plaat	33
IV. De verstrooiing door de oneffenheden van het oppervlak	33
Qualitatieve metingen over den invloed van het oppervlak	33
Quantitatieve metingen over den invloed van het oppervlak	37
Bepaling van de hoeveelheid licht, die door het oppervlak	
naar achteren verstrooid wordt	40
Berekening van de intensiteit van het licht, dat door het	
oppervlak naar voren verstrooid wordt	41
Over den aard van de oneffenheden in het oppervlak	43
V. De buiging om de zilverkorreltjes in de gelatine	44
Nauwkeuriger onderzoek omtrent de golflengte-afhankelijk-	1
heid van het verstrooide licht	45
VI. De breking in de gelatine om de zilverkorrels a. de oppervlakken van gelijke brekingsindices zijn cylinder-	47
vlakken evenwijdig aan den invallenden bundel	47
b. de oppervlakken van gelijke brekingsindices zijn concen-	
trische bolschalen om iederen korrel	52
Onderzoek betreffende de brekingsindex van de gelatine	
van een photographische plaat	57
Berekening van de brekingsexponent in de omgeving van de	
korrels met juistere waarde der constanten	58
Verschil tusschen de verstrooiing van den voor- en achterkant	
van een photographische plaat	61
Samenvatting	66

30

Bijdrage tot de kennis van de gezwarte photographische plaat.

and a province of the second of the second of the second second of

And a second a second second and a second second

#### Inleiding.

De absorptie en verstrooiing eenerzijds en de grootte van haar korrels en haar aantal aan den anderen kant zijn voor een gezwarte photographische plaat direct te bepalen.

Door deze vier grootheden nader te bestudeeren, kan men tot een dieper inzicht komen in den bouw van deze platen.

Vooral is het hierdoor mogelijk bij de toepassing van deze platen verschillende fouten te elimineeren.

Verder is er verband met andere verschijnselen, waarin het licht op analoge wijze geabsorbeerd en verstrooid wordt. Dergelijke gevallen zijn bijv.:

in de meteorologie: de lichtverstrooiing door wolken, nevels, enz.;

in de belichtingstechniek: de lichtverstrooiing door verschillende glassoorten.

Hierop wordt in dit proefschrift echter niet ingegaan.

#### Literatuur.

Het vraagstuk van de absorptie en de verstrooiing in de photographische plaat is het eerst onder de aandacht gebracht door de ervaringen bij het photometrisch onderzoek van de zwarting van photogrammen. Deze verschijnselen werden nader onderzocht door:

Caillier. Ztschr. f. wiss. Phot. Bd. 7, blz. 257, 1909.

Hij bepaalde de zwarting in diffuus licht (uit allerlei richtingen invallend) met een photometer van Martens. (Als zwarting definieert hij de logarithme van het omgekeerde van het doorlatingsvermogen). Bij de door hem gebruikte opstelling krijgt de photographische plaat licht van een gloeilamp, die voorzien is van melkglas; naarmate de afstand van de lichtbron tot de plaat grooter of kleiner is, krijgt ieder punt van de plaat een wijderen of smalleren lichtkegel. Voor de zwarting vindt hij dan bij verschillend groote afstanden van plaat tot lichtbron verschillende waarden. Ook merkt hij op, dat de verhouding van de waarden der zwarting, die hij vindt, als deze afstand zoo klein mogelijk is, en diezelfde grootheid bij vrij grooten afstand, afhangt van de korrelgrootte.

Eberhard. (Publ. der Astrophysik. Observ. zu Potsdam 1926).

Hij heeft een groote reeks bepalingen uitgevoerd over het doorlatingsvermogen van photographische platen, maar wijst er zelf op, dat zijn uitkomsten alleen gelden voor die bepaalde omstandigheden.

Bij zijn proeven is als lichtbron gebruikt een plaat melkglas, welke van achteren verlicht wordt door een lamp; een photographische plaat, die als "meetplaat" dient, wordt op eenigen afstand van deze plaat melkglas gebracht. Op deze meetplaat worden opnamen gemaakt met en zonder een tusschengeschakelde te onderzoeken plaat. De hierdoor verkregen zwartingen van de meetplaat worden omgerekend in intensiteit en daaruit het doorlatingsvermogen van de onderzochte plaat berekend.

Eberhard vindt, dat dit doorlatingsvermogen van een photographische plaat verandert, als deze plaat in goed optisch contact gebracht wordt met de verlichte plaat melkglas. Het is dus noodzakelijk, dat men bij het bepalen van extinctie, verstrooiing en absorptie goed gedefinieerde omstandigheden heeft. Het is uiteraard van essentieel belang te zorgen niet een of andere ingewikkelde integraal van de intensiteit te meten, maar de proeven zoo in te richten, dat ze zich rechtstreeks tot theoretische behandeling leenen.

Hier kan ook aangehaald worden het werk van:

Eggert en Archenhold. Zs. f. phys. Chem. Bd. 110 bldz. 498, 1924.

Bij dit onderzoek wordt een rooster van donkere staven van achteren diffuus belicht. Voor het rooster worden achtereenvolgens verschillende te onderzoeken gezwarte photographische platen geplaatst. In van dit rooster gemaakte photographieën hangt het contrast tusschen de lichte en de donkere gedeelten af van de plaats en de eigenschappen van de aanwezige gezwarte photographische plaat. De verandering van dit contrast is nagegaan door onder een microscoop korreltellingen uit te voeren.

Hoewel dit werk opzichzelf natuurlijk van belang is, kan men ook hier door de moeilijk scherp te definieeren omstandigheden nauwelijks een dieper inzicht in het wezen van de verstrooiing door de photographische platen verwachten.

In nauw verband hiermede staan ook de onderzoekingen over den invloed van de golflengte van het licht op het doorlatingsvermogen van gezwarte photographische platen. In de laatste jaren zijn dergelijke onderzoekingen verricht door:

A. Deumens. Extinctie door een gezwarte photographische plaat als functie van golflengte, hoeveelheid zilver en korrelgrootte. Diss. Utrecht 1922.

Deze vindt, dat bij zeer kleine korrels ( $< 0.2 \mu$ ) de extinctie van ultrarood naar violet toeneemt, maar dat bij grootere korrels de extinctie haar minimum bereikt in het geel.

Eberhard. (Publ. der Astrophysik. Observ. zu Potsdam

1926) vindt, dat de extinctie volgens de onderzochte platen en volgens de wijze van belichten toe- of afneemt van het ultraviolet naar het ultrarood, of, dat ze een minimum in het geel vertoont. Hij verklaart deze verschillen qualitatief door aan te nemen, dat de echte absorptie vrijwel onafhankelijk van de golflengte is, maar dat de verstrooiing door het oppervlak afneemt naar violet.

Wil men de lichtuitspreiding door de photographische plaat vergelijken met die in andere verstrooiende media, dan komen vooral in aanmerking de uitgebreide reeksen onderzoekingen, die verricht zijn door:

Pokrowsky. Zeitschr. f. Phys. 1923-1926.

Deze onderzoekt verschillende stoffen als roet, magnesia usta, wit Alexandrietpapier, zijdepapier, zwartpapier, matglas, melkglas, koper, gips. Soms kleurt hij zijn stoffen, bijv. met fuchsine of kristalviolet. Hij onderzoekt het doorgelaten en het naar de lichtbron terugverstrooide licht en leidt verschillende formules af om de intensiteit te beschrijven.

De verschillende uitkomsten zullen nog later met de in het hier volgende onderzoek bereikte vergeleken worden.

#### EERSTE GEDEELTE.

# Metingen over extinctie, verstrooiing en absorptie in de photographische plaat.

Gewoonlijk wordt opgegeven voor gezwarte photographische platen (bijv. voor het gebruik als verzwakker) de z.g. extinctie, d.i. de hoeveelheid licht, die uit een evenwijdigen lichtbundel, welke op een dergelijke plaat valt, door die plaat wordt weggenomen; hierbij wordt als eenheid van lichtsterkte voor de weggenomen lichthoeveelheid gebruikt de lichtsterkte van den opvallenden lichtbundel.

Het wegnemen van het licht gebeurt door twee geheel in aard verschillende verschijnselen:

a. een deel van het licht wordt weggenomen door absorptie in een plaat. Onder geabsorbeerd licht is te verstaan: licht, dat door de middenstof omgezet wordt in warmte;

b. een ander deel wordt uit den bundel weggenomen, doordat het licht door **verstrooiing** van richting veranderd is. Dit is dus het licht, dat vallend op een middenstof door de deeltjes van die middenstof in alle richtingen wordt verspreid.

Het zal blijken, dat de verstrooide lichthoeveelheid voor een plaats, beschouwd als functie van den afwijkingshoek, snel toeneemt, naarmate de afwijkingshoek kleiner wordt. Hierdoor is het begrip "verstrooiing" moeilijk scherp te omschrijven. Ook is hierdoor het begrip "extinctie" niet scherp omlijnd. Men dient steeds aan te geven vanaf welken afwijkingshoek de stralen beschouwd worden als afgeweken.

In dit proefschrift worden extinctie, absorptie en verstrooiing in

absolute maat bepaald voor gezwarte photographische platen met verschillend korrelaantal en korrelgrootte. Bovendien wordt voor de verstrooiing bepaald op welke wijze zij van den hoek afhangt.

Verder wordt getracht een qualitatieve verklaring van de resultaten te geven.

#### I. De bepaling van de extinctie.

#### Meetmethode.

Een lichtbron, waarvoor een gloeilampje, brandend op een spanning, die tot een duizendste van haar waarde constant blijft. gebruikt wordt, werpt haar licht door een monochromator. Dit licht wordt vervolgens door een lens geconcentreerd op een thermozuil, welke verbonden is met een galvanometer, waarvan de uitslag (nadat deze volgens de methode van Moll en Burger versterkt is) geregistreerd kan worden. Plaatst men nu een photographische plaat in den lichtweg, dan verandert de bestralingsintensiteit van de thermozuil en dus de uitslag van den galvanometer; deze is dus als maat voor de extinctie te beschouwen. Bij de uitgevoerde metingen is steeds de extinctie van de te onderzoeken plaat vergeleken met die van een glazen plaatje. De extinctie is te berekenen, door de te onderzoeken plaat en de glazen plaat afwisselend in den lichtweg te houden en het quotient op te maken van de galvanometeruitslagen, die daarbij verkregen worden. Hierdoor is de invloed van het glas van de photographische plaat op den lichtbundel (bijv. door reflecties of brekingen) geëlimineerd.

Het is duidelijk, dat de galvanometer een uitslag verkrijgt, waarvan de grootte bepaald wordt door al het licht, dat op de thermozuil valt. Op deze thermozuil wordt met een lens geconcentreerd het licht, dat door de photographische plaat doorgelaten wordt, maar ook een gedeelte van het licht, dat deze plaat verstrooit. Uit de afmetingen van de gebruikte opstelling volgt, dat al het licht, dat verstrooid wordt tusschen 0° en 2,°5 nog op de thermozuil valt. De, in den lichtbundel geplaatste, photographische plaat veroorzaakt dus, dat niet meer op de thermozuil terecht komt het licht, dat door de plaat geabsorbeerd wordt en het licht, dat er door verstrooid wordt over hoeken van 2,°5 tot 180°. De extinctie is nu de verhouding van deze hoeveelheid licht tot de totale hoeveelheid licht, die op de plaat valt.

Uitkomsten. (Vgl. de tabel blz. 8).

Allereerst moest nagegaan worden, welke rol de gelatine, waarin de zilverdeeltjes voorkomen, speelt, terwijl ook de rol van het glas moest bepaald worden. Hiertoe werden doorgemeten:

1a een schoone glazen plaat (spiegelglas van Zeiss).

1*b* een photographische plaat, welke zonder vooraf te belichten of te ontwikkelen gefixeerd was.

De extincties hiervan vertoonen pas ver in 't ultrarood eenige golflengte-afhankelijkheid (vanaf  $\lambda = 2.25 \mu$ ).

Vervolgens werden eenige gezwarte platen doorgemeten. De extinctie bleek voor de gebruikte platen onafhankelijk van de golflengte te zijn.

Gebruikt werden platen, op de volgende wijze gemaakt:

- 2a Wellington Speed 100 belicht gedurende 1 seconde, op een afstand van 2 Meter verwijderd van een lamp van 25 kaars; ontwikkeld werd gedurende ruim 2 minuten met metholhydrochinon, dat verdund is met water in de verhouding 1 tegen 1.
- b een zelfde plaat, minder sterk belicht, ontwikkeld ruim 4 minuten met metholhydrochinon 1 deel tegen 5 deelen water.
- c een zelfde plaat, eveneens zwak belicht, ontwikkeld ruim  $2\frac{1}{2}$  minuut met metholhydrochinon 1 deel tegen 2 deelen water.

	4 I a 1 b 3 4 II a 25 4 II a 3 c 600 4 III a 2 c 4 d 5	2	6 6 A A C C
,	sec. sec. sec. sec. sec. sec. sec. min. min.	helicht	0,16 0,705 0,265
	0,09 0,16 0,26 0,19 0,24 0,34 0,34 0,075 0,075 0,14 0,14	0,470	0,26 0,165 0,705 0,285 0,295
	0,085 0,14 0,255 0,17 0,24 0,34 0,34 0,065 0,155 0,155 0,28	0,483	0,25 0,145 0,67 0,15 0,24 0,315
	0,08 0,16 0,26 0,155 0,235 0,325 0,325 0,325 0,325 0,325 0,325 0,325 0,325 0,325 0,325 0,325	4,506	0,26 0,14 0,28
	0,085 0,125 0,205 0,13 0,135 0,255 0,255 0,255 0,255 0,255 0,255 0,255	0,569	0,24 0,15 0,71 0,21 0,255
		0,600	0,305 0,705 0,065 0,17 0,225
	0,04 0,08 0,105 0,115 0,115 0,115 0,115 0,115 0,115 0,115 0,105 0,105 0,185 0,185	0,664	0,21 0,16 0,05 0,145 0,145
		0,723	0,28 0,71 0,05 0,13 0,175
	$\substack{0,025\\0,125\\0,06\\0,105\\0,145\\0,145\\0,015\\0,005\\0$	0,810	0,255 0,16 0,71 0,12 0,13
	0,065 0,135	0,825	0,16 0,16 0,745 0,065 0,135 0,135
	0,05	0,917	0,175 0,175 0,06 0,105 0,105 0,175
	0,05	1,00	0,16 0,705 0,135 0,135 0,135
	0,025 0,055 0,105	1,10	0,17 0,69 0,135 0,135 0,135
		1,24	0,165 0,69 0,12 0,12 0,12
	0,015 0,06 0,11	1,35	0,30 0,175 0,71 0,12 0,15
	0,12 (	1,64	0,30 0,175 0,72 0,05 0,115 0,115
	0,05 zeer on	1,80	0,345 0,725 0,095 0,14
	0,05 nauwke	2,25	0,17 0,17 0,73 0,03 0,095 0,125
	·urig !)	2,75	
		3,25	
		2	

L

Deze extincties zijn met twee verschillende toestellen bepaald. Het eene werd gebruikt voor  $\lambda$  : 0,470—0,810  $\mu$ Het andere voor  $\lambda$  : 0,825—3,25  $\mu$ .

plaat in een van beide gevallen niet volkomen loodrecht op de richting van den lichtbundel gezet was. De kleine verschillen tusschen de extincties bij 0,810  $\mu$  en 0,825  $\mu$  zijn dus niet wezenlijk, maar zijn veroorzaakt bijv. doordat de

0,470 0,483 0,506 0,534 0,569 0,600 0,664 0,723 0,810 0.825 0,14 0,11 0,345 0,07 0,15 0,36 0,917 0,11 0,14 0,345 1,00 0,10 0,105 0,13 0,125 0,315 0,375 1,10 1,24 0,10 0,17 0,30 1,35 0,105 0,125 0,36 1,64 0,09 0,10 0,16 0,13 0,345 0,36 1,80 2,25 0,36 0,545 2,75

0,485

3,25 µ

1 a 2 a 2 b

2

Extincties van de onderzochte platen voor de verschillende golflengten.

d een plaat volkomen op dezelfde wijze behandeld als de plaat onder c beschreven. Alleen was 7,5 keer zoo lang belicht. (eigenlijk vormden c en d één plaat, waarvan de deelen verschillend lang belicht waren).

3. In tegenstelling met de gebruikelijke wijze van behandelen der platen werd een aantal platen op andere wijze vervaardigd, n.l. door buitengewoon kort te ontwikkelen. (Dit is slechts mogelijk met verdunden ontwikkelaar, daar anders de ontwikkelaar te ongelijkmatig inwerkt). Ten einde toch voldoende zwarting te verkrijgen moest nu zeer sterk belicht worden.

De hierdoor verkregen platen waren niet grijs, zooals de vorige, maar hadden een rood-oranje of gele tint.

Bij onderzoek bleek, gelijk te verwachten is, dat de zwartingen van deze platen wel afhankelijk van de golflengte waren.

a en b waren Ilford Process platen, b is ongeveer 4 keer zoo sterk belicht als a. Ze werden ontwikkeld in 10 cM<sup>3</sup> metholhydrochinon, verdund met 40 cM<sup>3</sup> water.

c een Wellington plaat (ortho-process) ontwikkeld gedurende 4 minuten bij kamertemperatuur in een mengsel van 5 cM<sup>3</sup> Hydrochinon A, 5 cM<sup>3</sup> Hydrochinon B en 60 cM<sup>3</sup> water.

De zilverkorrels in een ontwikkelde plaat zijn des te kleiner, naarmate men korter ontwikkelt (verdund ontwikkelen heeft dezelfde uitwerking als kort ontwikkelen). Hieruit volgt, dat de extinctie door kleine korrels veroorzaakt, kleurafhankelijkheid vertoont. Inderdaad waren de zilverkorrels van de platen onder 3 genoemd zoo klein, dat zij met de grootste vergrooting (2500) van een Zeiss microscoop (Immersie objectief <sup>1</sup>/12") nauwelijks waar te nemen waren.

Laatstgenoemde platen verschillen van de normale platen zoowel door het aantal als door de grootte der korrels. Om den invloed van ieder van de genoemde factoren afzonderlijk te bepalen werden gezwarte platen onder de hieronder beschreven omstandigheden vervaardigd.

4 I a, b, c. Eenige stukken van een zelfde plaat werden verschillend lang belicht, maar volkomen gelijk ontwikkeld. Hierdoor kreeg men dus platen met verschillende aantal korrels. Deze korrels waren echter even groot.

II a, b, c. Dit zelfde is ook gebeurd voor een plaat van een andere soort.

III a, b, c, d. Eenige stukken van een zelfde plaat werden volkomen gelijk belicht, maar verschillend lang ontwikkeld. Hierdoor verkreeg men dus platen met per cM<sup>2</sup> evenveel korrels; de gemiddelde korrelgrootte was echter voor ieder plaatje verschillend.

Voor de op deze wijze vervaardigde platen krijgt men stellen krommen, waarin de extinctie een functie van de golflengte is. Het eerste en het tweede stel laten toe den invloed van den belichtingstijd na te gaan, het derde stel geeft den invloed van den ontwikkeltijd weer.

#### II. De bepaling van de verstrooiing.

#### Het beginsel der methode.

De verstrooiing is, als steeds gewerkt wordt met evenwijdig licht, dat loodrecht op een plaat invalt, symmetrisch om de richting van den invallenden bundel, zoodat bij de proeven slechts de verstrooiing in een plat vlak gaande door die richting bepaald behoeft te worden.

In verband hiermede is nu de volgende opstelling gebruikt: Het licht van een op constante spanning (1% constant) brandend gloeilampje wordt door middel van een lens evenwijdig gemaakt. Door een in een volgend gedeelte te beschrijven inrichting (zie kubus) kan deze lichtbundel over twee verschillende richtingen verdeeld worden.





Het eene deel valt op een te onderzoeken plaat; deze plaat verstrooit het licht gedeeltelijk naar alle richtingen. Het verstrooide licht wordt op een op eenigen afstand aanwezige cirkelvormig gebogen film opgevangen.

Het andere aan den kubus gevormde deel van den evenwijdigen lichtbundel valt door een trapverzwakker op een andere photographische film, waarop op deze wijze een intensiteitsschaal verkregen wordt.

De beide filmen worden met den microphotometer van Moll doorgemeten. De opgenomen intensiteitsschaal maakt het mogelijk de intensiteit van het verstrooide licht uit te drukken in die van den opvallenden lichtbundel.

De trapverzwakker werd geijkt in de reeds beschreven opstelling voor extinctiemetingen, volgens de methoden, welke in gebruik zijn bij het Utrechtsche laboratorium.

Voor de photographisch werkzame golflengten van het lampje, dat bij de verstrooiingsmetingen dienst deed, was het doorlatingsvermogen der verzwakkers:

110-75-39-19-13-100.

Het vergelijken van het verstrooide licht met het licht van de intensiteitsschaal.

Laat men een evenwijdigen bundel vallen op een gezwarte photographische plaat, dan merkt men reeds door visueele waarneming, dat de intensiteit van het verstrooide licht zeer gering is, vergeleken met die van den invallenden bundel. 't Is onmogelijk het verstrooide licht photographisch te vergelijken met het licht van den invallenden bundel, wanneer men dezen bundel niet eerst zeer sterk verzwakt. Daar dit verzwakken op zoodanige wijze moet geschieden, dat de verhouding van de verkregen intensiteit tot de oorspronkelijke nauwkeurig bekend is, zijn de gewone verzwakkers (rookglaasjes of photographische verzwakkers) niet geschikt om den bundel voldoende sterk in intensiteit te verminderen, want zeer kleine doorlatingsvermogens zijn moeilijk rechtstreeks te bepalen.

Om nu toch de sterke verzwakking te verkrijgen, werd de volgende methode gebruikt:

In een hollen glazen kubus werd een rechthoekig gelijkbeenig prisma geplaatst zoodanig, dat de ribben van het prisma vertikaal zijn en de vlakken, welke den rechten prismahoek vormen, evenwijdig loopen met de vlakken van de kubus. Deze kubus werd verder gevuld met een vloeistof, waarvan de brekingsindex iets kleiner is dan die van het glazen prisma. Men laat nu den bundel evenwijdig licht zoo op de kubus vallen, dat hij het hypothenusavlak van het prisma treft. Het grootste gedeelte van dit licht gaat door het prisma heen, maar een klein gedeelte van het licht wordt tegen het schuine vlak teruggekaatst in een richting loodrecht op de richting van den oorspronkelijken bundel, zoodat men een sterk verzwakten lichtbundel heeft, waarvan de intensiteit nauwkeurig bepaald kan worden. De voordeelen van deze methode boven die van de gewone verzwakkers zijn aanzienlijk. Zij stelt in staat een lichtbundel onmiddellijk in een vrijwel willekeurige mate sterk te verzwakken; daarenboven is op deze manier de bepaling van den verzwakkingscoëfficient herleid tot het meten van de brekingsexponent.

Bij het bepalen van de brekingsindex eener vloeistof kan men allicht een nauwkeurigheid bereiken van een eenheid van de vierde decimaal, mits men rekening houdt met de temperatuur. Dit beteekent, zooals uit de verder mede te deelen formules blijkt, een fout van 0,3% in een reflectiecoëfficient van 0,0013; een fout van 2% in een reflectiecoëfficient van 0,00005.

De intensiteit van den teruggekaatsten bundel is met behulp van de bekende formule van Fresnel

$$I = \frac{1}{2} I_0 \left[ \frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{tg^2(i-r)}{tg^2(i+r)} \right]$$

uit de brekingsindices van glas en vloeifstof nauwkeurig te be rekenen.



De brekingsindex van het prisma wordt bepaald met een spektrometer. Voor deze grootheid is gevonden:

De vloeistof kan nu zoodanig gekozen worden, dat het licht van den verzwakten bundel een intensiteit heeft, waarmede de intensiteit van het verstrooide licht vergeleken kan worden. Hiertoe werden uit de bekende waarde van den brekingsindex van het glas en willekeurige, slechts weinig kleinere waarden voor dien van de vloeistof met de formule van Fresnel de intensiteitsverhoudingen tusschen den oorspronkelijken en den teruggekaatsten lichtbundel berekend en als functie van den brekingsindex voor de te kiezen vloeistof uitgezet (zie fig. II).

Daar in dit geval een invalshoek van 45° optreedt, kan men de intensiteit van het teruggekaatste licht door een zeer eenvoudige benaderde formule uitdrukken.

De hoek van breking, r, is hier bepaald door de formule:

sin  $r = \frac{n'}{n} \sin 45^{\circ}$ ; *n'* en *n* zijn brekingsindices resp. van de vloeistof en het glas.

Daar nu n' ongeveer gelijk is aan n kan men stellen n' = n =  $\delta n$ , dus is, tot op grootheden van de eerste orde, sin r =  $\left(1 - \frac{\delta n}{n}\right) \sin 45^{\circ}$ en dientengevolge :

$$r = bg \sin \left\{ \left(1 - \frac{\delta n}{n}\right) \sin 45^{\circ} \right\} = bg \sin \left(\sin 45^{\circ} - \frac{\delta n}{n} \sin 45^{\circ}\right) =$$
$$= 45^{\circ} + \frac{\delta n}{n \sqrt{1 - \sin^2 45^{\circ}}} = 45^{\circ} + \frac{\delta n}{n}.$$

Ingevuld in de formule van Fresnel wordt deze (daar men  $\frac{tg^2 (i-r)}{tg^2 (i+r)}$  tot de orde van nauwkeurigheid, die gebruikt is, mag verwaarloozen):  $I_t = \frac{1}{2} \frac{\sin^2 (i-r)}{\sin^2 (i+r)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\delta n}{n}\right)^2$ .

Voor n = 1,525 vindt men op deze wijze een verschil in  $I_t$  dat bedraagt:

n'	Verschil in intensiteit	
1,49	0	
1,47	0,00005	
1,45	0,00010	

Uit de kromme (fig. II) werd besloten een vloeistof te gebruiken, waarvan de brekingsindex ongeveer 1,483 bedraagt. Een voorname eisch, die ook nog aan de vloeistof gesteld moet worden, is, dat ze geen slieren mocht vormen. Overigens kon men ook een mengsel van vloeistoffen gebruiken.

Na eenig zoeken werd een geschikte vloeistof verkregen door paraffineolie ( $n_D = 1.475$ ) te vermengen met een beetje a-monobroomnaphtaline ( $n_D = 1.66$ ) en wel 1 cM<sup>3</sup> a-monobroomnaphtaline tegen 20 cM<sup>3</sup> paraffineolie. Dit mengsel bleek weken-lang den zelfden brekingsindex te behouden. De **brekingsindices** van de vloeistoffen (ook van 't mengsel) waren voor Na-licht nauwkeurig te bepalen met een refractometer van Abbe<sup>\*</sup>), later werd een bolrefractometer van Pulfrich gebruikt. Omdat de vloeistoffen steeds bij kamertemperatuur gebruikt zijn, zijn ook deze metingen steeds bij kamertemperatuur uitgevoerd. Daar nauwkeurige temperatuurbepalingen van de vloeistof zelf niet gemakkelijk uit te voeren waren en de temperatuur van de kamer zeer gelijkmatig was, was het voldoende de luchttemperatuur in de kamer te bepalen.

De dispersie van de vloeistof is bepaald met een spektrometer, omdat de bepaling hiervan met een refractometer te onnauwkeurig is. Men mag aannemen, dat de dispersie constant blijft bij de geringe variaties van den brekingsindex, welke ten gevolge van de verandering van de temperatuur nog voorkwamen.

Gevonden werd:

Om te controleeren of de bepalingen, die gediend hebben om den reflectie-coëfficient te berekenen wel de juiste waarde hiervoor opgeleverd hebben, zijn photographische opnamen met de trapverzwakkers voor vloeistoffen met verschillende brekingsindices gemaakt. Het doel was hoofdzakelijk om na te gaan of de bre-

\*) Voor de bereidwilligheid, waarmede mij dit toestel eenigen tijd in bruikleen gegeven werd, bedank ik Prof. Schoorl nog zeer.

kingsindex van het glas, welke met den spektrometer bepaald wordt, wel de zelfde is als die van het buitenste laagje van het prisma, dat bij de terugkaatsing een rol speelt.

Achtereenvolgens werden op stukjes van eenzelfde film opnamen gemaakt met de volgende vloeistoffen:

het gewoonlijk gebruikte vloeistofmengsel zie blz. 16) (n = 1,4850); een vloeistofmengsel, dat meer *a*-monobroomnaphtaline bevatte (n = 1,5053); petroleum (n = 1,4540).

Bij elke opname werd gedurende 10 minuten belicht. De verschillende opnamen werden gelijktijdig ontwikkeld en daarna doorgemeten.

Daar steeds de stand van den thermometer voor de verschillende vloeistoffen zoowel in den kubus als in het cuvetje van den refractometer, afgelezen zijn, kan men den invloed van den temperatuur elimineeren. Volgens de tabellen van Landolt veranderen de brekingsindices van *a*-monobroomnaphtaline en heptadekaan elk afzonderlijk resp. 0,00045 en 0.00041 per graad. Voor het mengsel is daarom toegepast een correctie van 0,000 41 per graad temperatuursverhooging.

Uit de verkregen opnamen kan men bij iederen brekingsindex een zwartingskromme construeeren. Hieruit kan men direct de verhoudingen van de lichtsterkten, ontstaan door het gebruik van de verschillende vloeistoffen, bepalen.

	n	1,4850	1,5053	1,4540
intensiteiten	waargenomen	66	6,6	165
	berekende	66	16	203

Stel den brekingsindex van het glas voor door *n*. De eenvoudigste formule van Fresnel, 2  $I_t = \left(\frac{\delta n}{n}\right)^2$  levert dan de vergelijkingen  $\left(\frac{n-n_k}{n}\right)^2 = 2 I_k$ .  $n_k$  kan zijn  $n_1$ ,  $n_2$  en  $n_3$  en stelt voor den brekingindex van de vloeistof; evenzoo  $I_k$  de intensiteiten van het teruggekaatste licht in elk der drie gevallen.

2

Door twee dergelijke vergelijkingen op elkaar te deelen vindt men:

$$\left(\frac{\mathbf{n}-\mathbf{n}_{k}}{\mathbf{n}-\mathbf{n}_{k'}}\right)^{2} = \frac{\mathbf{I}_{k}}{\mathbf{I}_{k'}} \text{ of } \frac{\mathbf{n}-\mathbf{n}_{k}}{\mathbf{n}-\mathbf{n}_{k'}} = \frac{\mathbf{V} - \mathbf{I}_{k'}}{\mathbf{V} - \mathbf{I}_{k'}}$$

Hieruit volgt dus, dat de wortel uit de intensiteit evenredig is met het verschil in brekingsindex tusschen het glas en de vloeistof.

Zet men dus op gewoon millimeterpapier uit de waarden van  $n - n_k$  t.o.v. die van  $\sqrt{I_k}$ , dan moet men vinden, dat de drie verkregen punten op een rechte door den oorsprong liggen.

Aan deze eisch is vrij goed voldaan. Hieruit volgt, dat de waarde van de brekingsindex van het prisma, die met den spektrometer bepaald is overeenkomt met die, welke bij de terugkaatsing een rol speelt. Deze waarde mag dus gebruikt worden voor het berekenen van de intensiteit van het teruggekaatste licht.

## Het meten van het verstrooide licht bij kleine hoeken.

De straal van de doos, tegen welker binnenkant de film, waar het verstrooide licht op valt, geplaatst wordt, is slechts 6 cM. Daar de bundel ongeveer 0,5 cM. breed moet zijn, wil het verstrooide licht voldoende sterk zijn, en bovendien de film nooit dicht bij den rechtstreekschen bundel mag komen, kan men slechts tot op een afstand van 10 à 15° vanaf de richting van den invallenden bundel meten.

De waarnemingen leeren, dat naarmate men dichter bij den invallenden bundel komt, het verstrooide licht steeds sneller toeneemt, zoodat het van groot belang is, een andere opstelling te maken, waarmee het verstrooide licht in het bizonder voor kleine hoeken bepaald kan worden.

In plaats van de doos met straal 6 cM. werd nu een kist gemaakt met straal 1 Meter, zoodat men nu gemakkelijk het verstrooide licht tot hoeken van 1° kan meten. Daar het licht hiermede slechts



bepaald behoeft te worden voor hoeken kleiner dan 10° heeft men voldoende aan een kist met afmetingen van 100  $\times$  60 cM<sup>2</sup>. Hierin werd een gebogen reep koper met een straal van 100 cM. geplaatst, waarin gaatjes aangebracht zijn en waar achter de filmen, die door het verstrooide licht belicht worden, met elastiekjes bevestigd kunnen worden.

Overigens werden hier de zelfde kubus, de zelfde verzwakkers en een zelfde lamp als in de oorspronkelijke opstelling gebruikt.

#### Valsch licht.

Uit de waarnemingen bleek al spoedig, dat men veel last had van diffuus licht. Dit licht was afkomstig van reflecties tegen de glazen omhulling van de lamp en tegen de diaphragma's en bleef nog bestaan, nadat alles zwart gemaakt was met matzwarte lak.

Om daarenboven zeker te zijn, dat de lichtbundel, die op de gezwarte plaat valt, voldoende evenwijdig is, moet men zorg dragen, dat de lichtbron zuiver "puntvormig" is.

Ten einde nu dergelijk gereflecteerd licht in den lichtbundel te vermijden en tevens de lichtbron meer tot een punt te doen naderen, werd de gloeidraad van de lamp met behulp van een lens afgebeeld op een scherm, dat in 't midden een zoo kleine opening heeft, dat slechts 't licht van de gloeidraad afkomstig door deze opening kan passeeren. Het licht wordt dan door een volgende lens weer evenwijdig gemaakt.

Toch viel nog, ondanks deze voorzorgen, waarmede het verstrooide licht gephotographeerd werd, valsch licht op de filmen. Bij nadere beschouwing bleek, dat dit van de filmen zelf afkomstig is, die, daar ze wit zijn, een gedeelte van het ontvangen verstrooide licht weer verstrooien naar alle richtingen. Het gevolg is, dat daardoor het verstrooide licht overal te sterk werd. Om de fouten, door dit licht veroorzaakt, te vermijden, werden in 't vervolg de filmen bevestigd aan de buitenzijde van een gebogen stuk koper, dat in de doos tegen den binnenkant vastgemaakt kan worden. In dit stuk koper werden gaatjes geboord (schuin naar buiten uitgefraisd) zoodanig, dat het te meten verstrooide licht nu slechts door de gaatjes op de film kan vallen. Om te vermijden, dat het licht, verstrooid door een film achter een van de gaatjes, op die achter een ander gaatje zou vallen, werden van afstand tot afstand radiale schermpjes aangebracht. Een ander schermpje verhindert, dat licht op de film zou vallen, dat uit den oorspronkelijken bundel komt, door terugkaatsing tegen de randen van die opening van de doos, waardoor de lichtbundel de doos verlaat. Ten slotte werd nog door het aanbrengen van een horizontaal scherm bereikt, dat geen herhaaldelijk verstrooid licht via den bodem van de doos de gaatjes treffen kan; dit laatste scherm werd slechts aangebracht voor die gaatjes, waar weinig rechtstreeks verstrooid licht verwacht werd, daar de lichthoeveelheid van den bodem komend zeer gering is.

Daar het feit, dat de lichtbundel door de kubus gaat, ook tot valsch licht aanleiding geeft, werd gedurende een opname van het verstrooide licht de kubus steeds weggenomen.

Ook bij de opstelling met de kist werd een dergelijk stelsel schermen aangebracht. Met het doel den lichtbundel hier nog beter evenwijdig te maken, werden lenzen met grooten brandpuntsafstand gebruikt om de lamp op 't scherm met de kleine opening af te beelden en om den lichtbundel vervolgens weer evenwijdig te maken.

Omrekening van de waarnemingen, met de kist verricht, op die, met de doos gedaan.

Daar de metingen met de kist moeten dienen om de metingen met de doos aan te vullen, werden in de eerste plaats de metingen, met de kist verricht, tot die, met de doos gedaan, herleid.

Hierbij moet in rekening gebracht worden:

a) de doorsnede van den lichtbundel, die valt op de photographische plaat,

b) de afstand van de verstrooiende photographische plaat tot de plaatsen, waar het verstrooide licht gemeten wordt.

De intensiteit van het verstrooide licht, *i*, is evenredig met de doorsnede van den opvallenden lichtbundel, *s*, en omgekeerd evenredig met het quadraat van den afstand van de photographische plaat tot de plaats, waar gemeten wordt, *r*, dus  $i = \frac{ks}{r^2}$ , waarin k een evenredigheidsfactor is.

Om dus de intensiteit, bepaald in de opstelling met de kist, i', te herleiden tot die, welke verkregen zou worden met de doos, moet men de gevonden waarde, i', vermenigvuldigen met k s r'<sup>2</sup>

#### k's'r<sup>2</sup>

Invloed van de golflengte op het verstrooide licht. (vergelijk ook blz. 45).

Met behulp van eenige kleurenfilters als "safranine", "filtergrün" werden enkele metingen gedaan met licht van verschillende golflengte. ( $\lambda_{max.}$ : 590, 510, 450).

Zette men voor verschillende golflengte de intensiteit van het verstrooide licht (logarithmisch) uit tegen den hoek, waarbij de waarneming verricht was, dan kreeg men krommen, die evenwijdig zijn. Dit is in overeenstemming met het feit, dat de photographische plaat, beschouwd met het oog (dat toch altijd zeer gevoelig is voor kleurverschillen), geen gekleurd verstrooid licht te zien geeft: de plaat ziet er dan grijs uit.

In 't vervolg is daarom de invloed van gekleurd licht niet verder nagegaan, maar is steeds gewerkt met wit licht, waaruit het ultraviolette gedeelte weggenomen wordt met een ultravioletabsorbeerend glas. Wat betreft de film, waarmee de intensiteiten bepaald worden moet nog opgemerkt worden, dat deze zeer veel gevoeliger is in het violetblauw dan in een ander golflengte gebied.

#### Uitkomsten van de metingen.

Onderzocht werden 7 platen.

De platen I, II, III, IV, V, VI zijn Ilford platen (Speed 400); ze zijn ontwikkeld gedurende 4 minuten met metholhydrochinon, verdund met water (1 op 2). De verkregen korrels zijn dus vrij groot; onder de microscoop gemeten bleek de gemiddelde korrelgrootte 2.10<sup>-4</sup> cM. te zijn.

Plaat IV was zonder voorafgaand belichten of ontwikkelen gefixeerd, ze bevatte dus geen zilverkorrels meer.

De extinctie van de platen bedroeg resp. 0,518-0,925-0,996-0,094-0,988-0,847.

Plaat VIII was een Ilford plaat van dezelfde soort, ze was echter korter ontwikkeld, zoodat de zilverkorrels van deze plaat gemiddeld kleiner zijn.

Deze plaat leverde echter het zelfde type kromme op.

Als eenheid van intensiteit voor het verstrooide licht is steeds genomen  $^{1}/_{100}$  van de intensiteit van het licht, dat door het prisma werd teruggekaatst; dit was 0,00019 I<sub>0</sub>, als J<sub>0</sub> de intensiteit per cM<sup>2</sup>. is van den evenwijdigen lichtbundel, die op de kubus valt.

Voor alle platen zijn opnamen met de doos (zie blz. 12) uitgevoerd.

Op de volgende bladzijde vindt men een tabel, die een overzicht geeft van de verkregen uitkomsten.

Door de wijze, waarop de intensiteiten bepaald werden, konden voor sommige hoeken twee onafhankelijk gevonden waarden opgegeven worden.
			The second second	and the second second			1			-
	φ	13°,8	22°,2	31°,8	41°,0	49°,3	59°,0	67°,1	76°,7	85°,7
	I	5200	375	97	40 36	18 16	10	5,6	3,5	1,9
	II	1600	375 280	106 98	56 42	32 20	16,0 13,6	8,3	4,25	2,15
	III	100	66 50,5	33,0	18,5 17,5	7,7	4,0	2,25	0,9	~*
	IV	53,5	23,0 17,6	11,5 10,4	6,25	3,65	2,05	-	-	-
	v	380	160 94	60 59 52	25 22	14 12	10	4,1	1,76	-
	vi	-	470	160	75 68	30,5	17 14,8	8,8	4,3	1,8
1		4000	1920 1500	880 760	544 410	190	136 134	94 87	45	12,4
	1	0.00	T	T						
_	φ	940,3	103°,3	112°,9	121°,0	130°,7	139°,0	148°,2	157°,8	166°,2
	I	-	2,4	3,4	4,5	6,1	11 8,2	22,5 15	<b>4</b> 4 40	295
	II	-	4,72	8,0	10,4	13,2	16,8	22,4	33,2	60
				a state of the second				-		

Voor kleine hoeken (zie blz. 18) zijn slechts opnamen gemaakt voor de eerste drie platen.

De hierdoor verkregen resultaten werden omgerekend op dezelfde eenheden, welke gebruikt zijn bij de andere uitkomsten.

Men verkrijgt dan de volgende waarden:

24

174°34'	985	l	ι *
176°17'	1330	ι	l
178°5′	2360	l	l
179°12'	3960	1041	1
10°55′	21,1.102	18,2.102	l
8°15'	32,1.10*	22,8.102	l
5°26'	65,4.102	33,8.102	140
3°43'	135.102	57.102	160
1°55'	591.10 <sup>2</sup> 403.	135.10 <sup>2</sup> 129.	575 319
0°48'	1507.102	460.10 <sup>2</sup> 265.10 <sup>2</sup>	970 824
8	I	II	Ш

Wijze, waarop de verstrooiing van den hoek afhangt.

Hiervoor is in hoofdzaak plaatje I gebruikt.

Allereerst werd onderzocht of de met de doos voor 't gedeelte van  $0^{\circ}$ —90° verkregen intensiteiten door een eenvoudige functie van den hoek waren voor te stellen. Achtereenvolgens werd verondersteld:

## $i = ce\varphi, cee\varphi, ce^{tg\varphi}, a + ce^{b\varphi}.$

Het resultaat was steeds negatief.

Tenslotte werd nog geprobeerd a  $\varphi$  b. Hiertoe werd op dubbellogarithmisch papier *i* tegen  $\varphi$  uitgezet. Inderdaad kan men zeggen, dat op deze wijze een rechte lijn ontstaat: de afwijkingen zijn vrij gering, maar men krijgt den indruk, dat die afwijkingen stelselmatig zijn.

Het zelfde bleek te gelden voor 't licht, dat verstrooid wordt in richtingen, die met den invallenden bundel hoeken van 90° tot 180° maken. (Dit wordt het naar achteren verstrooide licht genoemd.)

Het snijpunt van de beide rechte lijnen valt hier slechts weinig afwijkend van 90° (n.l. bij 91°,5); dit is dus in overeenstemming met hetgeen te verwachten is.

Berekent men nu uit de analytische voorstelling van de kromme, welke met behulp van deze rechte lijn te geven is, de totale hoe-

veelheid verstrooid licht, door op te maken  $\int i \sin \varphi \, d\varphi$ , dan vindt

men, daar de integraal oneindig wordt, een oneindige hoeveelheid verstrooid licht. Dit is uiteraard onmogelijk. De gevonden voorstelling moet dus niet juist zijn, of, scherper uitgedrukt: de extrapolatie voor 't gedeelte van de kromme naar 0° toe, leidt hier tot verkeerde uitkomsten.

Dit is ook gebleken, toen later de waarden, die met behulp van de kist-opstelling verkregen waren, uitgezet werden: de lijn vertoont een richtingsverandering. Deze verandering ligt weliswaar 27

voor de plaatjes I en II op de overgang van de waarnemingen van de doos naar die van de kist, maar voor het plaatje III valt het ombuigen midden in de waarnemingen met de doos, zoodat de vrees, dat deze richtingsverandering niet reëel zou zijn, hierdoor wel verdwijnt. Ook zijn de fouten, die men in de waarnemingen zou moeten onderstellen om dit resultaat te verklaren, veel te groot in verband met de bereikte nauwkeurigheid.

Pokrowski beschrijft bij de door hem onderzochte stoffen de intensiteit van het verstrooide licht door de functie

#### $H = K e^{-p\gamma} + M^*)$

Hierin is  $\varphi$  de hoek, waarover het licht verstrooid wordt. K, p en M zijn constanten.

De vorm van de kurven voor enkele weinig verstrooiende stoffen in bepaalde omstandigheden (zooals matglas in water of in kruidnagelolie en zijdepapier in water of in ricinusolie) vertoont hetzelfde type als de verstrooiingskromme van de gezwarte photographische platen. Daarom wordt bovenstaande formule getoetst aan de verstrooiingskromme, welke voor het plaatje I verkregen is.

De constanten worden aangepast voor de intensiteiten, die gevonden worden bij 5°, 20° en 35°, resp. 7500, 490 en 67. Hierdoor komt men tot de formule i = 40 + 19010 e<sup>-0,187  $\varphi$ </sup>, waarmede men *i* voor eenige hoeken berekenen kan.

φ	i(berekend)	i(waargenomen)
10	16.820	120.000
50	7.500	7.500
100	2.900	2.450
200	489	490
30°	109.7	120
350	68.3	67
50°	41,6	18

\*) Zeitschr. f. Phys. Bd. 35. Heft 8-9, 1926.

Hieruit blijkt, dat de waargenomen kromme voldoende beschreven kan worden met behulp van deze formule van 5° tot 35°. Groote afwijkingen treden op bij 1<sup>c</sup> en 50°. De uitdrukking van Pokrowski is dus niets meer dan een interpolatieformule, die voor extreme waarden in dit geval sterke afwijkingen kan vertoonen.

### III. De betrekking tusschen absorptie en verstrooiing.

De verstrooiing in haar afhankelijkheid van de extinctie bij verschillende hoeken. (zie fig. IV).

Daar de intensiteit van het verstrooide licht niet alleen afhankelijk is van den afwijkingshoek, maar ook van de zwarting, werd besloten de betrekking tusschen de intensiteiten en de extincties nader te onderzoeken. Hiertoe werd bij constanten hoek de logarithme van de intensiteit uitgezet tegen de extinctie.

Door dit bij verschillende hoeken te doen kreeg men een stel krommen, dat een goed overzicht van het verschijnsel geeft. In de eerste plaats treft, dat deze krommen een continu verloopende schaar vormen.

Wat de krommen zelf betreft, moet men aannemen, dat bij beide uiteinden ( dus bij volkomen zwarte en bij ideaal blanke plaat) de intensiteiten naderen tot nul, dus dat de krommen daar loopen naar  $-\infty$ .

Overigens zijn de krommen typisch asymmetrisch. Het maximum, dat voorkomt, verplaatst zich bij kleinere hoeken langzaam naar den kant van de grootere extincties, terwijl het tevens ook steeds vlakker wordt. Dit laatste is in goede overeenstemming met directe waarnemingen. Plaatst men een negatief in een evenwijdigen lichtbundel en kijkt men hiernaar onder verschillende hoeken tegen een donkeren achtergrond, dan ziet men onder groote hoeken (gemeten vanaf den invallenden bundel) opvallend weinig contrast; alleen de gedeelten, waar slechts de volkomen blanke plaat ligt, ziet





men duidelijk zwart afsteken tegen die gedeelten, waar zich zilverkorrels bevinden. (De krommen vertoonen hier inderdaad een sterk verloop van de intensiteit met de extinctie). Worden de hoeken, waaronder men kijkt, kleiner, dan nemen de contrasten steeds toe. Ze zijn het grootst, wanneer men kijkt in de richting van den invallenden bundel.

Deze rechtstreeksche qualitatieve waarnemingen kloppen volkomen met hetgeen quantitatief uit de kurven af te lezen is.

De verhouding van de absorptie en de verstrooiing bij de extinctie.

Uit de metingen van de extinctie en de verstrooiing van een plaat is nu de ware absorptie van die plaat te berekenen.

De in het eerste gedeelte bepaalde extinctie (E) is n.l. gelijk aan de som van het geabsorbeerde licht (A) en het licht, dat verstrooid is onder hoeken van  $2^{\circ},5$ — $180^{\circ}$  ( $V_{2,5}^{180}$ ): E = A +  $V_{2,5}^{180}$ .

Daar nu het verstrooide licht als functie van den afwijkingshoek bekend is, is dus  $V_{2,5}^{180}$  te berekenen.

Door het totaal gebruikte plaatoppervlak is verstrooid een hoeveelheid licht I =  $\int_{2,5}^{180} 2 \pi i r^2 \sin \varphi d \varphi$ ; hierin is r de straal van de doos.

Stel, dat dit verlichte oppervlak s cM<sup>2</sup> groot is, dan valt hierop een hoeveelheid licht  $I_0$  s, uitgedrukt in de zelfde eenheden als boven. Er is dus verstrooid  $\frac{2 \pi r^2 f i \sin \varphi d \varphi}{I_0 s}$  van den ingevallen bundel.

 $\int i \sin \varphi \, d \varphi$  wordt bepaald door i  $\sin \varphi$  tegen  $\varphi$  uit te zetten op millimeterpapier en deze kromme met een planimeter te integreeren. Heeft men hieruit  $V_{2,5}^{180}$  berekend, dan volgt hieruit de absorptie A als verschil van de extinctie E en  $V_{2,5}^{180}$ . Deze berekening is uitgevoerd voor de platen I, II en III.

	E.	V <sup>90</sup> <sub>2.5</sub>	V <sub>90</sub> <sup>180</sup>	V <sup>180</sup> <sub>2,5</sub>	$A = E - V_{2.5}^{180}$
I	51,8	28,6	4,6	33,2	18,6
п	92,5	20,8	2,2	23,-	69.5
III	99,6	2,6	1	1	< 97,0

31

Deze metingen geven dus een antwoord op de vraag, die aanvankelijk was gesteld: in hoeverre is de zwarting van de photographische plaat toe te schrijven aan absorptie, in hoeverre aan verstrooiing?

Uit bovenstaande tabel ziet men, dat bij weinig gezwarte platen de verstrooiing de hoofdrol speelt en dat deze zelfs verscheidene malen sterker kan zijn dan de ware absorptie; bij zwartere platen keert de verhouding om en gaat de absorptie overwegen.

Ter vergelijking diene, dat Steubing aan goudsolen insgelijks de extinctie, de verstrooiing en de absorptie gemeten heeft, en dat zijn uitkomsten met de hier gevondene overeenstemmen, in zooverre, dat hij ook vond, dat de ware absorptie een vrij groot bedrag bereikt.

De absorptie van een photographische plaat zal in de eerste plaats afhangen van de hoeveelheid zilver, die in die plaat aanwezig is, daar zoowel het glas als de gelatine slechts weinig absorbeeren. In eerste benadering zal dus de absorptie evenredig zijn met de aanwezige hoeveelheid zilver. Men kan dit toetsen door de gebruikte platen te microphotographeeren en uit de zoo verkregen opnamen het oppervlak van de korrels te berekenen.

Bij een dergelijke methode treden groote moeilijkheden op, daar de zilverkorrels in de gelatinelaag niet op dezelfde diepte liggen en men dus niet op alle tegelijk scherp kan instellen. Ook moet men zoo ontwikkelen, dat de korrels zwart tegen een heldere plaat afsteken; men moet dus ontwikkelen totdat de plaat voldoende zwart, maar nog niet gesluierd is. Dit levert eveneens moeilijkheden.

Uit de kromme *i* als functie van  $\varphi$ , den afwijkingshoek, kan men ook een schatting wagen voor de hoeveelheid licht, die een plaat tusschen 0 en 2°,5 verstrooit. Deze leek in de beschouwde gevallen even groot te zijn als de hoeveelheid licht, die bij de extinctiemetingen door de plaat op de thermozuil valt. Dit zou er op wijzen, dat al het opvallende licht door de plaat geabsorbeerd of verstrooid wordt, en dat er dus geen scherpe grens te trekken is tusschen den rechtdoorgaanden lichtbundel en het over zeer kleine hoeken afgeweken licht.

### TWEEDE GEDEELTE.

### De oorzaken der lichtuitspreiding in de photographische plaat.

Door welke oorzaken wordt het licht van een photographische plaat naar alle zijden verstrooid?

Men beschouwe een lichtbundel, op de gelatinezijde invallend. en volge hem op zijn weg door de plaat; de achtereenvolgende splitsingen van dien bundel worden nu door het hierachter aangegeven schema voorgesteld.

In de volgende paragrafen zullen nu de verschillende oorzaken, die tot de verstrooiing van het licht bijdragen, achtereenvolgens besproken worden.

### IV. De verstrooiing door de oneffenheden van het oppervlak.

### Qualitatieve metingen over den invloed van het oppervlak.

Onder gewone omstandigheden zijn de werkingen van het oppervlak en van de korrels niet gescheiden. Om deze beide werkingen te scheiden zijn de platen onder verschillende omstandigheden bekeken tegen een zwarten achtergrond, terwijl ze belicht werden door een op afstand geplaatste lamp, waarvan de stralen dus als evenwijdig beschouwd mogen worden. Beoordeeld werd nu de oppervlakte-helderheid van de plaat, zooals men die waarnam met het oog uit verschillende richtingen.

1. Op een gezwarte photographische plaat werd aan de gelatinezijde met immersieolie een dekglaasje bevestigd.

2. De gelatine van de plaat werd gekleurd met een fuchsine oplossing en vervolgens weer gedroogd.

3



3. De gelatine van de plaat werd vochtig gemaakt, door haar gedurende vijf minuten in water te laten liggen.

Hieronder volgt nu eerst een overzicht over deze waarnemingen; daaruit is men dan in staat eenige conclusies over de werking van het oppervlak te trekken.

I. Eerst werd het terugverstrooide licht nagegaan.

a. de gelatine werd naar de lichtbron toegekeerd.

Geval *1*: de oppervlakte-helderheid van de plaat veranderde slechts weinig met den hoek van waarneming.

Geval 2: men zag de purperen kleur van de gekleurde gelatine; onder kleine hoeken verdween deze kleur echter en had het terugverstrooide licht meer en meer de kleur van de lichtbron zelf.

Geval 3: Waar de gelatine droog is, zag men een duidelijk beeld van de lichtbron, dit was omgeven door een zwakke aureool; waar de gelatine vochtig is, is dat centrale beeld verdwenen, maar de aureool is voor kleine hoeken helderder geworden.

b. de gelatine werd van de lichtbron afgewend.

De normale plaat verstrooit in dit geval onder alle hoeken evenveel als in geval I a 1, alleen is de intensiteit steeds iets grooter.

1: het glazen plaatje heeft hierop geen invloed.

2: men ziet gekleurd licht onder alle hoeken.

3: men ziet onder kleine hoeken minder verstrooid licht dan bij de droge plaat.

II. Vervolgens werd het naar voren verstrooide licht onderzocht.

a. de gelatine naar de lamp toegekeerd.

1: het glazen plaatje heeft weinig invloed; bij zeer kleine hoeken wordt minder verstrooid, bij groote hoeken iets meer dan bij de droge plaat.

2: men ziet onder alle hoeken gekleurd licht.

3: men ziet onder alle hoeken iets meer licht dan bij de droge plaat.

b. gelatine van de lamp afgewend.

1: alleen bij zeer kleine hoeken ziet men minder verstrooid licht dan in 't normale geval.

2: onder alle hoeken ziet men gekleurd licht.

3: men ziet overal iets meer licht dan bij de droge plaat.

Uit deze proeven zijn de volgende conclusies te trekken:

uit I a 1 en I a 2 volgt, dat het oppervlak het licht uitspreidt, doordat het dit terugkaatst tegen zijn oneffenheden, maar dat dit slechts gebeurt over kleine hoeken;

uit I a 3 volgt, dat men zich voorstellen moet, dat het oppervlak bestaat uit oneffenheden, die gescheiden zijn door vlakke tusschenruimten; als de gelatine zwelt, zwellen ook die oneffenheden en sluiten daardoor beter aaneen: de vlakke tusschenruimten verdwijnen, en de oneffenheden zijn minder scherp.





Uit de proeven onder I b volgt, dat het oppervlak in dit geval slechts voor een zeer gering gedeelte bijdraagt tot de intensiteit van het verstrooide licht; dit licht wordt in hoofdzaak door de korrels teruggeworpen.

Bij de proeven onder II blijkt, dat het oppervlak ook hier slechts weinig invloed heeft; bij zeer kleine hoeken veroorzaakt het een vermeerdering van het licht, bij groote hoeken een vermindering. Verder beinvloedt de vochtigheid de verstrooiing van de plaat.

In al de gevallen II is de lichtverstrooiing zoowel een gevolg van de verstrooiing door de korrels als van die door het oppervlak; het is heel goed te begrijpen, dat het vrijwel op 't zelfde neerkomt in welke volgorde de twee factoren werken, en dat dus de proeven a en b dergelijke uitkomsten geven.

1

Quantitatieve metingen over den invloed van het oppervlak.

Naast deze qualitatieve proeven werden ook een reeks **quan**titatieve proeven uitgevoerd met verschillende deelen van een gelijkmatig gezwarte plaat, welke onder verschillende omstandigheden werden onderzocht.

In de eerst beschreven opstelling (blz. 10) werden hiertoe achtereenvolgens opnamen gemaakt met:

1 een stukje plaat, dat met den gelatine kant naar de lamp gekeerd was;

2 een stukje plaat, waarbij op den gelatine kant met cederolie een dekglaasje bevestigd is, eveneens met dien kant naar de lamp gekeerd;

3 een stukje plaat in de omstandigheden 2, maar tevens werd hierbij een stuk zwartglas tegen den achterkant bevestigd;

4 een stukje plaat met den glaskant naar de lamp gekeerd;

5 een stukje plaat, waarbij tegen het gelatine oppervlak zwartglas was bevestigd, eveneens met den glaskant naar de lamp toegekeerd.

Hieruit kan men voor ieder van de vijf gevallen  $i = f(\varphi)$ opmaken. Dit is gebeurd voor twee verschillende stukjes plaat. Er blijken slechts kleine verschillen in lichtsterkte tusschen de verschillende plaatjes te bestaan. Daar nu vermoedelijk de vorm van de krommen  $i = f(\varphi)$  wel juist is, maar de **absolute waarde** van de intensiteiten niet voldoende nauwkeurig bekend is, werd een andere methode gevolgd, waardoor voor een paar hoeken de verhouding van de lichtsterkten nauwkeuriger direct vergeleken kan worden.

De plaatjes werden hiertoe dicht bij elkaar op een koperen ring bevestigd. Ten einde de intensiteit van het verstrooide licht voor alle plaatjes bij den zelfden hoek te bepalen, moesten deze plaatjes nauwkeurig in het zelfde vlak liggen. Of dit het geval is, kan zeer scherp beoordeeld worden aan de spiegelbeeldjes, die deze plaatjes van een lamp vormen.

Door een lichtbron (gelijk aan die, welke in de verstrooiingsopstellingen gebruikt werd) werden de stukjes plaat vanaf een grooten afstand goed homogeen verlicht, zonder tusschenschakeling van lenzen.

Met een gewone camera werd nu onder een hoek, die uit de afstanden lamp-plaatjes en camera-lamp direct te bepalen is, een photo van die stukjes plaat gemaakt. Op een dergelijke photo ziet men onmiddellijk, welk stukje onder dien bepaalden hoek het meest verstrooit.

Door een geschikte intensiteitsschaal aan te brengen, kan men de verhouding der verstrooide intensiteiten bepalen.

Een dergelijke schaal werd verkregen door de verstrooiende plaatjes te vervangen door een stukje gelijkmatig zwart papier, waarvoor een trapverzwakker geplaatst was. Dit zwarte papier verstrooit slechts een klein breukdeel van het licht, zoodat de onder een bepaalden hoek verkregen intensiteit van de zelfde orde was als die, welke de plaatjes in die richting verstrooien. Hierdoor was het mogelijk, steeds dezelfden belichtingstijd te kiezen.

De photo van het zwarte papier (met de trapverzwakker) werd op een zelfde plaat opgenomen met die van de te onderzoeken stukjes. Hierdoor wordt bereikt, dat de beide opnamen (de eigenlijke plaatopname en de intensiteitsschaal) op volkomen gelijke wijze ontwikkeld konden worden.

Men is daardoor in staat het verstrooide licht van elk stukje plaat uit te drukken in eenzelfde (overigens willekeurige) eenheid.

Er werden photographiën gemaakt van de beide gebruikte platen en wel voor twee verschillende hoeken  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$ . Uit de waarnemingen voor een hoek  $\varphi_1$  kan men reeds de onderlinge intensiteitsverhoudingen voor verschillende gevallen bij dien hoek vaststellen. De vroeger verkregen krommen, die log i voorstellen als functie van  $\varphi$ , (verg. blz. 37), kan men verschuiven evenwijdig aan de ordinatenas tot de intensiteiten voor dien bepaalden hoek  $\varphi_1$ , de juiste waarde hebben. Veronderstelt men nu, dat één van de krommen voor dezen hoek de juiste waarde aangeeft, dan geven de krommen na de verschuiving de intensiteiten voor alle hoeken aan. Deze veronderstelling is zeker geoorloofd, daar het bleek, dat de krommen slechts weinig verschoven moesten worden.



Fig. VII. Sterkte van het terugverstrooide licht als functie van den hoek, in verschillende omstandigheden.

Daar de photo's voor twee hoeken genomen zijn, kan men dus voor twee hoeken berekenen over welken afstand ten opzichte van de zelfde, als uitgangspunt dienende, kurve, de krommen verschoven moeten worden. In beide gevallen werd met goede benadering hetzelfde bedrag gevonden. Dit is een bewijs, dat de helling van de

39

verschillende krommen tusschen de beide punten, welke nu bepaald is en die, welke met de doos-opstelling gevonden is, dezelfde zijn. Hieruit volgt dus, dat men door de toegepaste verschuiving (welke nog uit de twee hoeken gemiddeld kan worden) de gewenschte krommen in absolute maat verkregen heeft. (fig. VII).

Bepaling van de hoeveelheid licht, die door het oppervlak naar achteren verstrooid wordt.

Het voornaamste doel van de voorafgaande bepaling was nu, na te gaan, welke gedeelte van het verstrooide licht verstrooid wordt door het oneffen gelatine oppervlak. Deze hoeveelheid licht is uit de verkregen krommen af te leiden door de metingen met de plaatjes A en B voor de gevallen 1 en 2 onderling te vergelijken. Beide gevallen verschillen daarin, dat de eerste keer het oppervlak verstrooiend werkt en de tweede keer niet. Men kan aannemen, dat de door het oppervlak verstrooide straling gevonden wordt door voor elken hoek de lichtsterkte, verstrooid in geval 1, af te trekken van die, verstrooid in geval 2.

Maakt men voor de beide plaatjes deze verschillen op, dan vindt men 't volgende:

	plaat A.	plaat B = plaat II (zie blz 23)
20°	55	111
30°	36	40.4
40°	5,7	17.2
50°	1,5	9
60°	0,37	4 8
70°	0	3.6

De eenheden zijn hier natuurlijk dezelfde als op blz. 23.

Zet men de gevonden waarden uit tegen de hoeken, waarbij ze gevonden zijn, dan verkrijgt men kurven, die zeer veel lijken op de gewoonlijk voorkomende waarschijnlijkheidskrommen, wat aannemelijk is. Men ziet hieruit, evenals uit de proeven op blz. 35, dat het oppervlak alleen bij kleine hoeken merkbaren invloed heeft.

Berekeningen van de intensiteit van het licht, dat door het oppervlak naar voren wordt verstrooid.

Nu de werking van het oppervlak voor het terugverstrooide licht bekend is, moet ook onderzocht worden, welken invloed het oppervlak heeft op het doorgelaten licht.

De proeven onder II blz. 35 geven algemeen het resultaat, dat die invloed zeer klein is.

Om dit te begrijpen, moet men bedenken, dat een deel van de gelatine, dat helt onder een kleinen hoek  $\varphi$ , aan de teruggekaatste lichtstraal een afwijking van 2  $\varphi$  t.o.v. de normaal geeft; terwijl men gemakkelijk bewijst, dat de doorgelaten lichtstraal een afwijking  $\frac{\varphi}{3}$  ondergaat. De verstrooiing van den lichtstraal door de zilverlaag gebeurt nu verder vrijwel op dezelfde wijze, als wanneer deze straal was ingevallen op een glad oppervlak, maar onder een hoek van  $\frac{\varphi}{3} \times \frac{3}{2} = \frac{\varphi}{2}$  in lucht.

Nu mag aangenomen worden, dat de verstrooiingsfiguur van een evenwijdigen bundel weinig gewijzigd wordt, als men de verstrooide plaat een weinig schuin t.o.v. den invallenden bundel plaatst. Als een invallende straal dus een hoek  $\frac{\varphi}{2}$  maakt met de normaal, is daarvan het eenige gevolg, dat de verstrooiing niet wordt waargenomen onder een hoek  $\varphi_0$  met den invallenden bundel del, maar onder een hoek  $\varphi_0 + \frac{\varphi}{2}$ .

De oneffenheden van het oppervlak hebben dus tot gevolg, dat de verstrooiingskromme van een ideaal evenwijdigen bundel een weinig verwazigd wordt. Met een bepaalde waarnemingsrichting komen allerlei verstrooiingshoeken  $\left(\varphi_{o} + \frac{\varphi}{2}\right)$  overeen. Deze invloed van het oppervlak is nu op de volgende wijze quantitatief te schatten. Uit de waarden op blz. 40 blijkt, dat de invallende . lichtbundel in hoofdzaak uitgespreid wordt over terugkaatsingshoeken van 2  $\varphi = \pm 40^{\circ}$ .; de hoek  $\frac{\varphi}{2}$  schommelt dus in hoofdzaak tusschen —  $10^{\circ}$  en  $\pm 10^{\circ}$ .

Ga nu uit van de waargenomen verstrooiingskromme  $i = f(\varphi)$ en beschouw die als weinig verschillend van de ideale kromme voor volkomen evenwijdig invallend licht. Het verschil, dat ontstaat door de hoekuitspreiding van den invallenden bundel, kan men vinden, door gebruik te maken van een belangrijke formule, welke door Rayleigh is afgeleid<sup>\*</sup>). Deze geeft aan, hoe de energieverdeeling in een spectrum verandert, als de spleet van den spectrograaf te wijd wordt gemaakt; hoe de lichtverdeeling in een spectraallijn gemeten wordt door een microphotometer met eindige spleetbreedte; in het algemeen, hoe een functie verandert, wanneer ze gemeten wordt met een instrument, dat de functie integreert over een klein, scherp begrensd gebied. Deze formule moet hier worden toegepast op een interval van 20°.

Hiermee kan men berekenen, hoe de intensiteiten zouden zijn bij hoeken van 60°, 40° en 20°, indien geen verstrooiing aan het eerste oppervlak was opgetreden.

φ	Gemeten intensiteit.	Intensiteit zonder oppervlaktewerking
60°	9,5	8,8
40°	40	30
20°	<b>49</b> 0	240

Men verkrijgt hierdoor:

\*) Rayleigh. Phil. Mag. 42, 441, 1871.

Hieruit volgt dus, dat bij groote hoeken het oppervlak weinig bijdraagt tot de intensiteit van het naar voren verstrooide licht. Alleen bij kleine hoeken wordt dit bedrag, evenals voor het naar achteren verstrooide licht, vrij aanzienlijk.

#### Over den aard van de oneffenheden in het oppervlak.

De oneffenheden in het vrije oppervlak zijn aanwezig, doordat er zilverkorrels in de gelatine liggen, want op onbelichte plaatsen van een gezwarte plaat (waar dus geen zilverkorrels aanwezig zijn) is het gelatineoppervlak spiegelend. Vermoedelijk zal het gelatine oppervlak, daar waar het tegen het glas aan ligt, wel vlak zijn. Dit werd nader onderzocht. Hiertoe werd een gezwarte photographische plaat eenige minuten gelegd in een oplossing van N H<sub>4</sub> H F<sub>2</sub>, zoodat het gelatinelaagje in zijn geheel losliet van de glazen plaat. Nadat men dit vliesje opnieuw gespoeld had, liet men het onder geringe spanning eenigszins horizontaal drogen. Na dit drogen bleek het aan den oorspronkelijken voorkant dof en aan den oorspronkelijken achterkant glimmend te zijn; de eene kant was dus glad en de andere kant oneffen. Hierop scheen dus het opnemen of onttrekken van water geen invloed gehad te hebben.

Daarentegen werd ook een gelatinelaagje opnieuw vloeibaar gemaakt door het op te lossen in warm water en het daarna opnieuw op glas uit te gieten; maakte men het van de glazen plaat los, dan bleek het gelatine oppervlak te glimmen daar, waar het stevig tegen het glas bevestigd was geweest. Op deze plaatsen was de gelatine slechts met moeite in kleine stukjes met een mes los te krijgen.

Legde men op de nog vloeibare gelatine een tweede glazen plaat, dan bereikte men daardoor, dat de gelatine op sommige plaatsen zich aan beide kanten vasthechtte aan het glas. Op dergelijke plaatsen vertoonde het gelatinelaagje inderdaad twee glimmende kanten. Hierdoor is dus gebleken, dat het vrije oppervlak van de gelatine oneffen en het aan glas grenzende effen is en dat de oppervlakken zelfs door het opnemen en weer afstaan van water weinig veranderen. Verandering van het oppervlak is slechts mogelijk door de gelatine vloeibaar te maken.

# V. De buiging om de zilverkorreltjes in de gelatine.

Cm het probleem te vereenvoudigen denke men zich de korrels vervangen door schijfjes. Nu is de intensiteit van het licht, dat om een schijfje van willekeurigen vorm gebogen wordt in een richting bepaald door een hoek  $\underline{\psi}$  met den invallenden bundel gegeven door

I 
$$(\psi, \lambda) = \frac{(1 + \cos \psi)^2}{\lambda^2} f\left(\frac{\sin \psi}{\lambda}\right)$$

Dus is de intensiteit van het licht van een golflengte  $\lambda'$ , voor voor een hoek  $\psi'$  te berekenen, als de intensiteit van het licht van de golflengte  $\lambda$  voor elken hoek  $\psi$  bekend is. Hiertoe ga men uit van een willekeurig punt van de kromme  $I_{\lambda}(\psi)$  en verandere  $\psi$ zoo, dat  $\frac{\sin \psi'}{\lambda'} = \frac{\sin \psi}{\lambda} = \text{constant is.}$ 

Dan blijft dus ook f  $\left(\frac{\sin \psi}{\lambda}\right)$  het zelfde.

De intensiteit voor deze hoek  $\psi'$ , is voor de golflengte,  $\lambda'$ , dus veranderd in de verhouding  $\frac{\lambda^2}{\lambda'^2} \frac{(1 + \cos \psi')^2}{(1 + \cos \psi)^2}$ .

Hierdoor is men dus in staat een nieuwe kromme  $I_{\lambda'}(\psi)$ te construeeren uit de bekende kromme  $I_{\lambda}(\psi)$ .

In deze redeneering speelt het aantal en de grootte van de zilverdeeltjes van de photographische plaat geen rol en haar resultaat is dus onafhankelijk van deze grootheden.

Daar de kromme  $I_{\lambda}(\psi)$  voor de plaat I bekend is, is voor dit plaatje ook  $I_{\lambda}'(\psi)$ opgemaakt. (Natuurlijk moest de kromme  $I_{\lambda}(\varphi)$ hiertoe eerst herleid worden tot de kromme  $I_{\lambda}(\psi)$ , die men gevonden zou hebben, wanneer het licht na de buiging niet meer uit de gelatine in de lucht overgegaan was).

Hierbij is  $\lambda = 430 \ \mu \ \mu$ : daar de filmen het gevoeligst zijn voor blauw licht, kan men aannemen, dat in plaats van met wit licht met blauw licht gewerkt is.

### Stel verder $\lambda' = 600 \ \mu \ \mu$ , dan vindt men:

ų.	10°	15°	20°	25°	30°	35°
$I_{\lambda} = 430$	1600	470	170	67	33	23
$I_{\lambda'} = 600$	1800	670	280	130	65	34

### Nauwkeuriger onderzoek omtrent de golflengte-afhankelijkheid van het verstrooide licht.

Daar volgens de berekening de intensiteiten van twee golflengten bij een zelfden hoek slechts weinig verschillen, was het zeer gewenscht, hierover proeven te doen, waarmee een nauwkeurigheid bereikt kan worden, welke grooter is, dan die van de proeven, welke tot nu toe beschreven zijn. (vgl. blz. 22).

Hiertoe werd gebruik gemaakt van gips, dat als vrijwel wit beschouwd kan worden en dus van een opvallenden rooden lichtbundel evenveel verstrooit als van een opvallenden blauwen bundel.

Achtereenvolgens werden nu opnamen gemaakt met de doos op de gewone manier voor het naar voren verstrooide licht bij plaatje I, eerst met blauw en dan met rood licht. Dan werd op de plaats van plaatje I een plaatje gips geplaatst. Dit plaatje verstrooit licht naar achteren; met dit licht kan men een ijkingsschaal verkrijgen, door in dit verstrooide licht direct voor de film een trapverzwakker te plaatsen. Van de ijkingschaal werden eveneens opnamen gemaakt voor blauw en rood. De vier verkregen opnamen werden gelijktijdig met dezelfde ontwikkeloplossing behandeld en met den microphotometer doorgemeten.

Men vond nu:

φ	20°,8	25°,4
Iblauw	75	26
I <sub>rood</sub>	53	20

Terwijl nu voor blauw de intensiteit het grootst blijkt te zijn, moest, volgens de buigingstheorie, die van rood licht het grootst zijn. Hieruit volgt dus, dat de buigingstheorie het verschijnsel niet verklaren kan. Het was al vooruit te zeggen, dat de buigingstheorie niet voldoende de lichtuitspreiding aan een photographische plaat zou kunnen verklaren. De waargenomen vorm van de intensiteitskromme voor het verstrooide licht heeft n.l. een geheel ander uitzicht dan de kurven, welke de buigingstheorie levert voor de gegebruikelijke gevallen van buiging door schijfjes of bolletjes, wanneer althans deze deeltjes geen àl te sterke spreiding in hun afmetingen vertoonen.

De proef over de golflengte-afhankelijkheid levert dus een nieuw argument tegen de onderstelling, dat buiging de hoofdrol zou spelen.

Niettemin moet in het oog gehouden worden, dat deze laatste beweegreden niet geheel beslissend is. Het zou kunnen zijn, dat het gebrek aan overeenstemming tusschen theorie en waarneming afkomstig is van het feit, dat de sterkte van het verstrooide licht

Een blauwen bundel werd verkregen, door wit licht te laten vallen door achtereenvolgende oplossingen van kopersulfaat, safranine en kristalviolet en bovendien nog door een ultraviolet absorbeerend glas.

Den rooden bundel verkreeg men, door voor de lamp rood glas en ultraviolet

evenredig met  $\frac{1}{\lambda^4}$  gesteld is; dit zou gelden voor oneindig kleine deeltjes, hetzij diëlectrisch (Rayleigh), hetzij oneindig goed geleidend (J. J. Thomson).

De theorie van de verstrooiing door deeltjes van willekeurige grootte en eindig geleidingsvermogen is algemeen gegeven door  $M i e^1$ ). Voor zilverdeeltjes, kleiner dan de golflengte van het licht, is die theorie uitgewerkt door  $M \ddot{u} l l e r^2$ ). De deeltjes in de gebruikte photographische platen zijn echter grooter dan de golflengte en dus zouden de formules van Mie nog met een aantal termen van hoogere orde uitgerekend moeten worden, om het verband tusschen golflengte en verstrooiing te kunnen aangeven. Deze berekening wordt daardoor zoo buitengewoon ingewikkeld. dat ze praktisch niet uitvoerbaar is.

#### VI. De breking in de gelatine om de zilverkorrels.

a. De oppervlakken van gelijke brekingsindices zijn cylindervlakken evenwijdig aan den invallenden bundel.

Waar omtrent de buiging geen zekere conclusie te trekken is, is het goed ook een andere mogelijke opvatting te overwegen.

't Ligt voor de hand nu aan een brekingseffect te denken.

Men moet zich dan voorstellen, dat een gedeelte van het licht van den invallenden bundel door de photographische plaat zoodanig gebroken wordt, dat het zich voortplant in een richting, die afwijkt van de richting, die de oorspronkelijke lichtbundel had. Men moet aannemen, dat de breking geschiedt in de gelatine, die zich zoo dicht bij een zilverkorrel bevindt, dat zij onder invloed van dien korrel, wat betreft de brekingsindex, veranderd is. De

<sup>1)</sup> Mie. Ann. der Phys. 25, 377, 1908.

<sup>2)</sup> Müller. Ann. der Phys. 35, 500, 1911.

gelatine kan veranderd zijn door chemische invloeden looiingseffecten). Ook is het mogelijk, dat ze veranderd is door spanningen, welke de korrels veroorzaken.

Fig. VIII. Vereenvoudigd schema van de wijziging der gelatine nabij een zilverkorrel.

Er zal dus ondersteld worden, dat men te doen heeft met een laagje gelatine, waarin zich willekeurig verdeeld zilverdeeltjes bevinden, om dewelke de brekingsindex van de gelatine vergroot is; bij toenemenden afstand van het deeltje wordt hij kleiner, totdat hij, op eenigen afstand van den korrel, de normale waarde verkrijgt.

Veronderstel nu voorloopig, ter vereenvoudiging van het probleem, dat de brekingsexponent van de gelatine veranderd is in dunne, vlakke schijfjes, om ieder van de korrels, evenwijdig aan het vlak der plaat; en dat de lichtstraal ineens gekromd wordt, bij het doorloopen van zulk een schijfje.

Valt er nu licht op een ringetje om een dergelijk zilverkorreltje, dan wordt dit licht van de normaal afgebogen. Is het verschil tusschen de normale gelatine en de gelatine vlak bij een zilverdeeltje vrij groot, dan kan men hierdoor een aanzienlijke uitspreiding van den invallenden lichtbundel verkrijgen. Men kan nu nagaan, hoe de brekingsindex van de gelatine om den korrel verloopen moet, om de waargenomen lichtuitspreiding te verklaren.

Uitgedrukt in de hoeveelheid licht, die per cM<sup>2</sup> invalt als eenheid, valt op een ringetje met stralen  $\varrho$  en  $\varrho + d\varrho$  een hoeveelheid licht  $2 \pi \varrho d \varrho$ . Heeft men per cM<sup>2</sup> plaatoppervlak N dergelijke ringetjes, dan valt hierop een hoeveelheid licht  $2 \pi N \varrho d \varrho$ . Dit licht wordt nu afgebogen, doordat het dringt door een laagje, waarin de brekingsindex een gradient vertoont loodrecht op de richting van den invallenden bundel. De intensiteit van het licht wordt, nadat dit licht bij de overgang van gelatine naar lucht nog een verandering in richting ondergaan heeft, bepaald uit de zwarting van de film, welke zich bevindt aan den binnenkant van de doos. Het oppervlak van de film, waarop dit zelfde licht valt, is dus grooter dan het beschouwde plaatoppervlak. Uitgedrukt in de afwijkingshoek Q en de straal r van de doos is dit oppervlak gelijk aan:

 $2 \pi r \sin \varphi$ . r d  $\varphi = 2 \pi r^2 \sin \varphi$  d  $\varphi$ . De film krijgt op die plaats dientengevolge dus een intensiteit

$$\frac{2 \pi \varrho \operatorname{N} \mathrm{d} \varrho}{2 \pi r^2 \sin \varphi \cdot \mathrm{d} \varphi} = \frac{\varrho \operatorname{N} \mathrm{d} \varrho}{r^2 \sin \varphi \, \mathrm{d} \varphi}.$$

Stel deze intensiteit voor door F ( $\varphi$ ), dan is dus:

 $\operatorname{N} \varrho \operatorname{d} \varrho = r^2 F(\varphi) \sin \varphi \operatorname{d} \varphi.$ 

Integratie hiervan levert nu:  $\frac{N \varrho^2}{r^2} = r \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} F(\varphi) \sin \varphi \, d\varphi + C.$ 

Uit deze vergelijkingen kan men  $\varrho$  als functie van  $\varphi$  berekenen: de integraal is grafisch te bepalen, omdat F ( $\varphi$ ) experimenteel gemeten is; ook weet men, dat wanneer  $\varrho$  boven een bepaalde waarde stijgt, het medium geen merkbare afwijking meer veroorzaakt.

Stel, dat de afbuiging niet meer merkbaar is, wanneer  $\varrho$  de waarde  $10^{-4}$  cM bereikt; dan moet dus de kromme, welke  $\varrho$  als functie van  $\varphi$  voorstelt, naderen tot deze waarde, als  $\varphi$  nadert tot  $\frac{\pi}{2}$ . N, het aantal zilverdeeltjes per cM<sup>2</sup>, is geschat op  $10^{6}$ . r is hier weer de straal van de doos, 6 cM.

Nu moet bepaald worden het verband tusschen den afwijkingshoek  $\varphi$  en het verloop van den brekingsindex.

Beschouw hiertoe twee stralen van een evenwijdigen bundel, welke loodrecht op de plaat invalt.

4

Stel dat de brekingsindices van de gelatine op de plaats, waar de straal 1 in de gelatine binnentreedt n en die, waar de straal 2 de gelatine treft, n + dn zijn. (zie fig. IX).



Fig. IX. Richtingsverandering van een lichtbundel in een middenstof met veranderlijken brekingsindex,

In den tijd, dat de straal 1 den afstand D doorloopt, legt de straal 2 af  $\frac{Dn}{n+dn}$ .

De straal 2 moet dus nog doorloopen den afstand D-D  $\frac{n}{n+dn}$ In dien tijd doorloopt de straal 1 (buiten de gelatine) den afstand  $(D - D \frac{n}{n+dn})(n+dn)$ . Is de afstand van de punten, waar de beide stralen het gelatine oppervlak treffen, dr, dan is dus sin  $\varphi = \frac{D(n+dn) - Dn}{dr} = \frac{D}{dn} \frac{dn}{dr}$ . Men vindt dus:  $D(n - n_0) = \int_{0}^{\infty} \sin \varphi \, dr + E$ .

D is hier de dikte van het schijfje, waarin de brekingsindex van de gelatine gewijzigd is. Deze wordt geschat op 10<sup>-4</sup> cM.

n<sub>0</sub> is de brekingsindex van de gelatine; zij deze 1,45. 't Verschil

tusschen de brekingsindices is dus als functie van  $\varrho$  te berekenen door grafische integratie van sin  $\varphi$  naar  $\varrho$ ; hiertoe behoeft men de kromme  $\varrho = g(\varphi)$  slechts opnieuw uit te zetten als  $\varrho = h$  (sin  $\varphi$ ) en te integreeren.

E is te bepalen, doordat de grootheid  $n-n_0$  nadert tot o als  $\varrho$  nadert tot  $\varrho_{max}$ . De gevonden kromme nadert dus asymptotisch tot de lijn  $n-n_0=0$  en is hierdoor dus volkomen bepaald.



Fig. X. Berekende brekingsindex van de gelatine in de nabijheid van een zilverkorrel.

4\*

Men verkrijgt dan het verloop, dat in fig. X is aangegeven. Dit is een zeer aannemelijk resultaat.

Wanneer de wijziging in de gelatine het gevolg was van een elastische vervorming en de daardoor veroorzaakte dichtheidsverandering, dan zou nun- $n_0 = \frac{b}{r^2}$  moeten zijn.

Toetst men dit aan de gegeven kromme, dan verkrijgt men:

r	$n-n_0$	$\mathbf{r}^2$	Ь
0,5 µ	0,20	$0,25 \mu^2$	0,05
0,7	0,12	0,49	0,06
1,~	0,06	1,00	0,06
1,3 .	0,026	1,69	0,045
1,7	0,005	2,86	0,014

Behalve de waarde gevonden uit r = 1,7, is b hier vrij constant.

De factoren, die hier een rol spelen (looiing, chemische wijzigingen, diffusie), zijn echter stellig veel ingewikkelder dan door de elasticiteitstheorie wordt beschreven.

a. De oppervlakken van gelijke brekingsindices zijn concentrische bolschalen om iederen korrel.

Waarschijnlijk zijn de wijzigingen in de gelatine beter te benaderen door aan te nemen, dat ze in concentrische lagen om de zilverkorrels optreden. Daarom wordt een zelfde behandeling uitgevoerd voor gelatine, waarvan de brekingsindex constant is op boloppervlakken. Men veronderstelt nu, dat de brekingsindex van de gelatine alleen afhangt van den afstand tot het zilverdeeltje en dat hij eerst op eenigen afstand gelijk is aan dien van de normale gelatine.

De theoretische behandeling van dit probleem is reeds herhaaldelijk geschied met het oog op de verschijnselen der straalbreking in de aardsche dampkring. Een overzicht vindt men bij Pernter-Esner. Meteorologische Optik 1922, blz. 64. Het is doelmatig, eerst den loop der lichtstralen te volgen, alsof ze geheel in gelatine verliepen, en pas daarna de breking in rekening te brengen, welke zij ondergaan, als ze aan het eind der gelatinelaag door de glasplaat dringen en daarna in lucht uitkomen.



Fig. XI. Baan van een lichtstraal in de omgeving van een zilverkorrel.

In fig. XI is de loop van een lichtstraal door een middenstof van den beschouwden bouw geschetst. De beschreven kurve is symmetrisch t.o.v. de straal O S. Een punt P van de kromme wordt gekenmerkt door den hoek  $\vartheta$  van zijn voerstraal met de straal O S en door de lengte *t* van den voerstraal O P;  $\vartheta$  verandert eerst van  $\vartheta_{M}$  tot 0 en doorloopt daarna weer dezelfde reeks waarden met het negatieve teeken.

De afwijkingshoek  $\psi$  van den lichtstraal in de gelatine wordt dan  $\psi = 2 \ \vartheta_{M} - \pi$ .

Men kan nu aantoonen, dat in een middenstof, zooals de hier

beschouwde, de hoek  $\vartheta$  gegeven is door  $\vartheta = \int \frac{dt}{t \sqrt{\frac{n^2 t^2}{t^2} - 1}}$ 

In fig. is de loop van een lichtstraal door een middenstof van

waarbij k een constante is voor de baan van elk der mogelijke lichtstralen.

Het is hier zeer moeilijk uit de functie  $i = f(\varphi)$  de verandering van den brekingsindex om de zilverkorrel,  $n=F(\varrho)$ , te berekenen. Eenvoudiger is het voor dit verloop een bepaalde functie aan te nemen, en daarvan de constanten bij de waarnemingen te laten aansluiten. Geleid door de vorige bevindingen (blz. 52) wordt hiertoe gesteld:  $n=\frac{A}{t^2} + n_0$ , waarin A geschat wordt op 5.10<sup>-10</sup>. Substitutie in de gewenden formule 1

Substitutie in de gevonden formules levert:

t

$$\vartheta = \int \frac{dt}{\sqrt{at^4 + bt^2 + c}}$$
  
Hierin is:  $a = \frac{n_0^2}{k^2} = \frac{2.1}{k^2}$ .  
 $b = \frac{2 An_0}{k^2} - 1 = \frac{1.45 \cdot 10^{-9}}{k^2} - 1$ .  
 $c = \frac{A^2}{k^2} = \frac{25 \cdot 10^{-20}}{k^2}$ .

Stel at<sup>4</sup> + bt<sup>2</sup> + c = a (t<sup>2</sup> -  $\lambda$ ) (t<sup>2</sup> -  $\mu$ ), dan zijn  $\frac{\lambda}{\mu} = -\frac{b}{2a} \pm \frac{\sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}$ 

Uit de berekening blijkt, dat  $\mu$  steeds zoo klein is, dat ze gerust verwaarloosd mag worden.

Men vindt dan: 
$$\vartheta = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{t_0}^{t} \frac{dt}{t \sqrt{t^2 - \lambda}}$$

Men moet kennen de afwijking, die de lichtstraal ondergaat, wanneer t verandert van 0 tot  $\infty$ , dus moet men integreeren tusschen t<sub>0</sub> en t $\infty$ . Dit levert :

$$\vartheta_{t=\infty} - \vartheta_{t=0} = \frac{1}{\nu_{a}} \frac{1}{\nu_{\lambda}} \text{ bg sec t } \nu_{\lambda} = \frac{\pi}{2\nu_{a\lambda}}$$

Ten slotte wordt dus de afwijkingshoek:

$$\psi = 2 \vartheta_{\mathsf{M}} - \pi = \left(\frac{1}{\sqrt{a \lambda}} - 1\right) \pi.$$

Voor verschillende waarden van k2 vindt men nu:

k <sup>2</sup>	а	Ь	с	V b <sup>2</sup> -4ac	λ	$\frac{1}{Va}$	ψ
0,7.10-8	3.00.108	-0,793	35,7.10-12	0,766	0,260.10-8	5,77.10-5	0,131 π
0,9	2.33	839	27,8	0,823	0,357	6,55	0,094
1,1	1.91	868	22,7	0,858	0,451	7,24	0,077
1,5	1.33	903	16.7	0,898	0,677	8,67	0,051
2	1,05	927	12,5	0,925	0,882	9,76	0,039
3	0.70	952	8,3	0,952	1,359	11,93	0,023
4	0,525	964	6,25	0,963	1,837	13,79	0,017

Zij nu  $\varrho$  de afstand van een punt Q van een lichtstraal tot de lijn, getrokken door het midden van de korrel evenwijdig aan de asymptotische raaklijn aan de lichtstraal (zie fig. XI), dan is:

$$\varrho = t \sin \left( \vartheta_{\max} - \vartheta \right) = t \sin \left( \frac{\frac{\pi}{2}}{\sqrt{a\lambda}} - \frac{1}{\sqrt{a\lambda}} \log \sec \frac{t}{\sqrt{\lambda}} \right) = \frac{t}{\sqrt{a\lambda}} \left( \frac{\pi}{2} - \log \sec \frac{t}{\sqrt{\lambda}} \right).$$

Nu is voor kleine hoeken  $\vartheta$ :

$$\operatorname{sec}\left(\frac{\pi}{2}-\delta\right) = \operatorname{cosec} \,\vartheta = \frac{1}{\sin\vartheta} = \frac{1}{\vartheta}, \,\operatorname{dus}\frac{\pi}{2} = \vartheta = \operatorname{bg\,sec}\frac{1}{\vartheta}.$$

Als limiet krijgt men dus:

$$\varrho = \lim_{t = \infty} \frac{t}{\sqrt{a\lambda}} \left[ \frac{\pi}{2} \left( \frac{\pi}{2} - \frac{\sqrt{\lambda}}{t} \right) \right] = \lim_{t = \infty} \frac{t}{\sqrt{a\lambda}} \frac{\sqrt{\lambda}}{t} = \frac{1}{\sqrt{a}}$$

Deze  $\varrho$  heeft dezelfde beteekenis als de  $\varrho$  vroeger (blz. 48):

de afstand van den invallenden straal in de oorspronkelijke richting tot de projectie van het middelpunt van het zilverdeeltje op een vlak loodrecht op den invallenden lichtbundel. Om nu den loop der lichtstralen in de gelatine in verband te brengen met de intensiteit in lucht, kan men het glas van de photographische plaat buiten beschouwing laten, daar dit alleen een kleine zijwaartsche verschuiving aan de stralen geeft: de afwijkingshoek in lucht,  $\varphi$ , is verbonden met dien in gelatine  $\psi$  door de betrekking

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = n$$

Nu is weer:  $2 \pi \varrho d \varrho N = 2 \pi r^2 t \sin \varphi d \varphi$ dus:  $i = \frac{N}{r^2} \frac{\varrho}{\sin \varphi} \frac{d \varrho}{d \varphi} = \frac{10^6}{36} \frac{\varrho}{\sin \varphi} \frac{d \varrho}{d \varphi}$ . of:  $i = \frac{10^6}{36} \frac{\varrho}{n \sin \psi} \frac{d \varrho}{d \psi} \frac{\sqrt{1-n^2 \sin^2 \psi}}{n \cos \psi}$ .

Nu wordt grafisch uitgezet  $\vartheta - \vartheta = \psi$  tegen  $\varrho = \frac{1}{\sqrt{a}}$ . (r =  $\omega$ ) (r =  $-\infty$ )

Voor een afwijkingshoek,  $\psi$ , zijn dus uit deze kromme onmiddellijk af te lezen:  $\varrho$  en  $\frac{d \, \varrho}{d \, \psi}$ . Zoodra deze grootheden bekend zijn, kan men *i* behoorende bij een hoek  $\psi$  berekenen.

Ψ	ę	$\frac{\mathrm{d}\varrho}{\mathrm{d}\psi}$	i
2°5′	13,8.10-5	$3.8.\frac{10^{-3}}{\pi}$	8,0 10 <sup>3</sup>
5°24′	10,8	1,35	0,8
10°48′	8,1	0,6	0,14
18°	6,4	0,3	0,03

De intensiteit, i, zou gevonden worden bij een hoek,  $\psi$ , in gelatine en wordt dus gemeten bij een hoek  $\varphi$  (bepaald door  $\sin \varphi = n \sin \psi$ ) in de lucht.

$* \varphi$	Berekende i.	Waar- genomen <i>i</i> .
3°	8,0.10 <sup>3</sup>	18,10 <sup>3</sup>
7°50′	0,8	3,5
15°50′	0,14	0,95
26°40′	0,03	0,18

De waarden, die men bij een hoek,  $\varphi$ , berekend heeft, worden vergeleken met de experimenteel bepaalde. Dit levert 't volgende:

In aanmerking genomen, dat deze berekening vrij ruw is, kan men zeggen, dat de orde van grootte, die men vindt door uit te gaan van de berekening met de schijfjes, niet te zeer verschilt van die, welke men bij de juistere berekening met de bolletjes moet aannemen.

# Onderzoek betreffende de brekingsindex van de gelatine van een photographische plaat.

Dit onderzoek is gedaan met een refractometer van Pulfrich. De bepaling van de grenslijn geschiedde in teruggekaatst licht en niet in doorgelaten licht, daar het zijdelingsche oppervlakje van het photographische plaatje geen bundel van voldoende opening kon doorlaten.

Op den glazen bol werd met *a*-monobroomnaphtaline de gelatine van de photographische plaat in optisch contact gebracht; de grenslijn werd vervolgens bepaald voor monochromatisch Nalicht.

Bij photographische plaatjes, die zonder voorafgaand ontwikkelen gefixeerd werden, was de grenslijn volkomen scherp en de brekingsindex, n=1,53.

Doet men evenwel het zelfde voor een gezwart plaatje, dan kan

men hier geen grenslijn vinden. Dit wil zeggen, dat men in dit geval ook geen bepaalde brekingsindex voor de gelatine vindt.

Neemt men een stukje plaat waar, waarin van het eene uiteinde naar het andere de zwarting geleidelijk toeneemt, dan ziet men de grenslijn eerst duidelijk, spoedig wordt ze wazig en weldra is ze geheel verdwenen. Reeds een geringe sluier is voldoende om de grenslijn zeer wazig te maken.

Deze uitkomst kan nu op twee wijzen verklaard worden:

1. In overeenstemming met de laatst behandelde hypothese kan men aannemen, dat de brekingsindex om een zilverkorrel veranderd is; volgens deze theorie zou men hier een middenstof hebben van verschillende brekingsindices, zoodat men in den refractometer geen scherpe grenslijn kan verwachten.

2. De proeven met doos en kist schijnen wel te bewijzen, dat de rechtstreeks gespiegelde straal omringd is door stralen van geleidelijk afnemende lichtsterkte, welke allerlei kleine afwijkingen hebben ondergaan. Daardoor moet de grens van de totale terugkaatsing weggedoezeld worden. Is dit de verklaring, dan zou de reflectometerproef in werkelijkheid niets meer leeren dan de proeven met kist of doos, en verklaringen door de verstrooiing van de korrels of de verhevenheidjes van het oppervlak zouden mogelijk blijven.

# Berekening van de brekingsexponent in de omgeving van de zilverkorrels met juiste waarden der constanten.

Bij de berekeningen op blz. 49 waren de constanten van de photographische plaat eerst ruw geschat, om te zien of de orde van grootte eenigszins aannemelijk uitkomt. Naderhand zijn deze constanten nauwkeuriger bepaald, als gemiddelde van een aantal metingen en korreltellingen, en nu zullen deze waarden in de formules gesubstitueerd worden.

Het korrelaantal en de korrelgrootte werden voor plaat I be-

paald. Hierdoor bleek N=5,5.10° en  $\rho_m = 10^{-4}$  cM te zijn. Met deze waarden werd opnieuw het verschil in brekingsindex voor verschillende waarden van p berekend. Men vindt dan een verschil, dat eenigszins afwijkt van het vroeger gevondene. Vergelijk fig. XII met fig. X.





Het verband n— $n_{u} = \frac{b}{\varrho^{2}}$  komt hier niet uit. Ook de berekening met gelaagde bollen zal nu wel tot andere
uitkomsten aanleiding geven. Een nieuwe berekening zou echter groote moeilijkheden opleveren: de baan van den straal is slechts te berekenen, als een hypothese gemaakt wordt over het verloop van den brekingsindex; bij de oorspronkelijke waarden der constanten was dit verloop eenvoudig voor te stellen en beantwoordde aan de functie n—n  $_0 = \frac{b}{\varrho^2}$ . Nu bij de betere waarden der constanten het verband ingewikkelder blijkt, zouden alle berekeningen zeer gecompliceerd worden.

Toch kan men het wel waarschijnlijk achten, dat de uitkomst van de berekening met gelaagde schijfjes ook nu een goed denkbeeld geeft van hetgeen de berekening met gelaagde bolletjes zou opleveren, daar ook met de andere waarden der constanten gebleken is, dat beide berekeningen vrijwel met elkaar in overeenstemming zijn.

Het geheele verloop van den brekings-index blijkt plaats te vinden over een afstand ongeveer gelijk aan de gemiddelde korrelstraal. Het is bevredigend, dat zoo kleine wijzigingen van den brekingsindex over zoo kleine gebieden reeds voldoende zijn om de geheele lichtuitspreiding te verklaren. Daar de gevonden afstanden echter van de orde van de golflengte van het licht zijn, zou men eigenlijk alles met buigingstheorie moeten behandelen. Nu zou de berekening op grond van de buigingstheorie tot zeer groote moeilijkheden aanleiding geven.

Uit de voorafgaande proeven en theoretische beschouwingen volgt dus:

dat de terugverstrooiing onder kleine hoeken voor een aanzienlijk gedeelte toe te schrijven is aan de werking van het oppervlak;

dat de overige lichtuitspreiding verklaard kan worden door bre-

king in de gelatine, die in de onmiddellijke nabijheid der zilverkorrels wijzigingen heeft ondergaan.

't Is echter niet uitgemaakt, dat breking in de gelatine de eenige hypothese is, waarmee de lichtuitspreiding verklaard kan worden. Weliswaar heeft het onderzoek naar de golflengte-afhankelijkheid (blz. 45) tot negatieve resultaten aanleiding gegeven; maar het is niet uitgesloten, dat de juistere buigingstheorie een formule zou geven, die de waargenomen golflengte-afhankelijkheid beter beschrijft.

Het schijnt zelfs waarschijnlijk, dat de zeer ingewikkelde verschijnselen van lichtuitspreiding door een gezwarte photographische plaat op afdoende wijze alleen te verklaren zullen zijn, door meerdere der hier besproken factoren als tegelijk werkzaam te beschouwen, en door het resultaat van deze samenwerking in rekening te brengen.

Verschil tusschen de verstrooiing van den voor- en den achterkant van een photographische plaat.

# Conclusies uit de verschillende krommen voor het naar achteren verstrooide licht.

In de proeven blz. 37 is nagegaan, hoe het licht, dat een photographische plaat terugverstrooit door verschillende omstandigheden gewijzigd kan worden. De vijf verschillende gevallen, die onderzocht zijn, werden aldus aangeduid:

1. een stukje plaat, dat met den gelatinekant naar de lamp gekeerd was;

 een stukje plaat, waarbij op den gelatinekant met cederolie een dekglaasje bevestigd was, eveneens met dien kant naar de lamp gekeerd; 3. een stukje plaat in de omstandigheden 2, maar tevens werd hierbij een stuk zwart glas tegen den achterkant bevestigd;

4. een stukje plaat met den glaskant naar de lamp gekeerd;

5. een stukje plaat, waarbij tegen het gelatine oppervlak zwart glas was bevestigd, eveneens met den glaskant naar de lamp toegekeerd.

De uitkomsten van deze proeven, medegedeeld in fig. VII, zullen nu iets meer in bijzonderheden besproken worden.

De intensiteit van het licht, dat door deze verschillende platen terugverstrooid wordt, zij voorgesteld door  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $i_3$ ,  $i_4$ ,  $i_5$ .

Het licht, dat door een photographische plaat in alle richtingen naar achteren verstrooid wordt, bestaat uit het licht, dat door het oppervlak en uit hetgeen door de zilverkorrels en de veranderde gelatine in de verschillende richtingen uitgespreid wordt.

Om de gedachten te bepalen, wordt aangenomen, dat het gelatine-oppervlak steeds naar de lichtbron gekeerd is.

Door op dit oppervlak met cederolie een dekglaasje te bevestigen, wordt de invloed van de oneffenheden van dit oppervlak geelimineerd, zoodat het opvallende licht daar slechts weinig van richting verandert en geen bijdrage tot het terugverstrooide licht levert.

Hieruit volgt dus, dat voor niet te kleine hoeken  $i_1 > i_2$  moet zijn.

Bevestigt men vervolgens tegen den glaskant van de photographische plaat met cederolie een stukje zwart glas, dan absorbeert dit al het licht, dat eenmaal door de gelatinelaag gedrongen is, want aan de grens van de photographische plaat en het zwarte glas vindt geen terugkaatsing plaats.

De intensiteit van het naar achteren verstrooide licht wordt hierdoor dus verminderd met de intensiteit van het licht, dat eerst, na terugkaatsing tegen het vrije glasoppervlak van de plaat, door de zilver-gelatinelaag werd verstrooid.

Hieruit volgt dus, dat  $i_2 > i_3$  en  $i_4 > i_5$  moet zijn.

Dit komt bevredigend uit. Verder zou men verwachten, dat  $i_3 = i_5$  en  $i_2 = i_4$  zou zijn. Dit komt bij plaatje II zeer goed uit.

Bij 't andere plaatje blijkt echter, dat  $i_5 > i_3$  en  $i_4 > i_2$  is.

Hieruit volgt dus, dat de zilverkorrels van dit plaatje meer naar achteren dan naar voren verstrooien. Men moet dus een verschil waarnemen, wanneer men de plaat vanaf den achterkant en vanaf den voorkant, beide malen onder een zelfden hoek, bekijkt.

# Nader onderzoek omtrent het verschil tusschen den voor- en achterkant van een photographische plaat.

1. Een vrij sterk gezwarte plaat werd, verlicht door een verwijderd gloeilampje, tegen een donkeren achtergrond bekeken. Duidelijk zag men verschil tusschen den achterkant en den voorkant. Dit was 't gemakkelijkst te zien, door de plaat door midden te snijden, de eene helft om te keeren, zoodat de achterkant naar voren kwam en dan beide helften onder denzelfden hoek te bekijken. Hierbij maakte de achterkant van de plaat een grijzen indruk, terwijl de voorkant zwart was.

2. Ten einde na te gaan, of de aanwezigheid van het glas tegen den achterkant hierop van invloed was, werd op den voorkant van de photographische plaat, terwijl de gelatine nog nat was, een schoone glazen plaat gelegd. Zoolang de plaat vochtig is, is de aanraking zeer goed; men vindt, dat het verschil in de verstrooiing niet merkbaar veranderd is door de glazen plaat.

3. Daar dit verschijnsel steeds bij vrij zwarte platen was waargenomen, werd onderzocht of men soms te maken had met een solarisatieverschijnsel. Hiertoe werd een plaat zoodanig belicht, dat ze na het ontwikkelen en fixeeren uit verschillend sterk gesolariseerde gedeelten bestond. Hieruit bleek, dat, onafhankelijk van de solarisatie, het verschil sterker is, naarmate de zwarting grooter is.

4. Ook was het mogelijk, dat het verschil ontstaat, doordat bij het belichten de achterkant van de plaat minder licht gekregen had dan de voorkant. Dit werd nagegaan door van een plaat eerst de antihalo-laag te verwijderen en vervolgens te belichten met den achterkant, in plaats van den voorkant, naar de lamp toegekeerd. Nadat de plaat op de gewone manier ontwikkeld en gefixeerd was, bleek het verschil weer evenals vroeger aanwezig te zijn en wel in de oorspronkelijke richting: grijzer aan den glaskant.

Nadat men op deze wijze het licht vanaf de beide kanten in de gelatinelaag had laten invallen, lag het voor de hand ook te probeeren ontwikkelaar en fixeer vanaf den achterkant door te laten dringen.

Eerst als ook onderzoekingen hierover een negatief resultaat geven, zou men moeten aannemen, dat bij het gieten van de photographische plaat aan den achterkant een dun laagje ontstaat, dat bij het zwartingsproces van de plaat onvoldoende zwart wordt.

5. Om het mogelijk te maken, dat het fixeer direct aan den achterkant inwerkt, moest deze kant los van de glazen plaat gemaakt worden. Dit gebeurde door de belichte, ontwikkelde en gefixeerde photographische plaat te leggen in een oplossing van N H<sub>4</sub>. H F<sub>2</sub> Na een paar minuten was het gelatinelaagje geheel los van de glazen plaat. Van dit gelatinelaagje werd de helft opnieuw gefixeerd en vervolgens vergeleken met het niet opnieuw gefixeerde gedeelte. Ook door dit proces was geen verandering in het verschil te bemerken.

6. Ten slotte kwam het onderzoek omtrent den invloed van den ontwikkelaar. Hiertoe werd de plaat eerst op de gewone wijze belicht. Daarna werd ze gedurende een paar minuten in water gespoeld; vervolgens werd de gelatinelaag met  $N H_4$ . H F<sub>2</sub> van de glasplaat losgemaakt. (Laat men de plaat niet eerst spoelen, dan laat de gelatine niet in haar geheel, maar in zeer vele kleine stukjes los). Daarna werd dit gelatinelaagje evenals de vorige platen ontwikkeld, gefixeerd en gespoeld.

Het zoo behandelde laagje bleek aan beide kanten dezelfde zwarting te vertoonen.

Hiermede is dus aangetoond, dat men hier te doen had met een ontwikkel-effect; het ontstaat misschien, doordat de ontwikkelaar door de ontwikkelde korrels van de bovenste lagen belet wordt in de onderste lagen goed door te dringen. Hiermede is dan ook volkomen in overeenstemming, dat het verschil grooter wordt, naarmate de zwarting van de plaat grooter wordt.

### Samenvatting.

the stand because all attended and

In dit proefschrift zijn medegedeeld metingen, welke verricht zijn aan gezwarte photographische platen:

1. extinctie-metingen.

2. metingen van de intensiteit van het door een plaat verstrooide licht.

De extinctiemetingen leeren, dat de extinctie vrijwel onafhankelijk van de golflengte is, wanneer de platen op de gewone wijze ontwikkeld worden.

Bij "gekleurde" platen daarentegen, verkregen door sterk belichten en zeer kort ontwikkelen, neemt de extinctie toe bij afnemende golflengte.

Voor het meten van de verstrooiing van een plaat is een methode beschreven, waarmede men de intensiteit van het verstrooide licht onder alle hoeken in **absolute** maat kan meten.

Door het onderzoek uit te voeren met blauw en met rood licht, is gebleken, dat de sterkte van het verstrooide licht voor de verschillende hoeken vrijwel onafhankelijk van de golflengte is.

De intensiteit van het verstrooide licht bleek onder groote hoeken klein, onder kleine hoeken zeer groot te zijn. Het is niet gelukt het verband tusschen hoek en intensiteit door een eenvoudige formule weer te geven.

Er is een stel krommen gegeven, waarbij de intensiteit van het verstrooide licht voor verschillende hoeken uitgezet is als functie van de extinctie der plaat. Inzonderheid blijkt, dat de sterkte van Achtereenvolgens zijn als oorzaken van de lichtuitspreiding van de gezwarte photographische plaat nader beschouwd:

a) de werking van het oppervlak van de plaat.

b) de buiging om de zilverkorrels.

c) de breking in de gelatine om de zilverkorrels.

a. Experimenteel is gebleken, dat de rol, die het oppervlak bij de verstrooiing speelt, slechts gering is.

b. Om na te gaan, of buiging om de zilverkorrels de hoofdrol speelt, is de sterkte van het verstrooide licht vergeleken voor blauwe en voor roode stralen, aannemende, dat de wet van Rayleigh het verschijnsel beheerscht. Deze berekende afhankelijkheid komt niet overeen met de experimenteel gevondene. Het is echter mogelijk, dat de theorie van Mie bevredigender uitkomsten zou geven.

c. Door aan te nemen, dat de gelatine in de nabijheid van den zilverkorrel veranderd is, kan men de intensiteit van het verstrooide licht volkomen verklaren, wanneer men het verloop van den brekingsindex van de gelatine om den zilverkorrel juist kiest. De hiervoor te veronderstellen toename van deze grootheid in de buurt van den korrel is zoodanig, dat deze verklaring aannemelijk lijkt.

Het is nog niet mogelijk te zeggen, of de verklaring b, ofwel de nieuwe verklaring c de beste is.

Tenslotte is nader onderzocht het verschijnsel, dat bij sommige platen de achterkant van een plaat minder verstrooit dan de voorkant. 

## STELLINGEN

elodod is contarel a la **j**ere de l'electro e a la soluzed gell

totto en la constana

Patra Marca San San

Bij buiging van evenwijdige bundels wit licht aan een schermopening van willekeurigen vorm, moet het midden van het centrale beeld niet wit zijn, maar blauwachtig, in tegenstelling met wat door een aantal schrijvers wordt beweerd.

> Wood, Physical Optics, blz. 202. Sissingh, Physische Optica, blz. 169. Müller-Pouillet, II, 801. Mascart, Traité d'Optique, I, 253.

> > omizant date i este il del serve e sa est

laine and maintaine

ven elecht converteur die

# CTAR I LA CARA

De door Zuber gebruikte methode om een homogeen veld te verkrijgen in een ruimte binnen een condensator, is ondoeltreffend. K. Zuber, Ann. Phys. 81, 213, 1926.

# ella lui est. To esta in a la casa della constantemente

Ab et alter the state of the state of the state of a constant of the state of a

De correctieformule van Rayleigh mag ook worden toegepast voor een functie van *n* coördinaten en een *n*-dimensioneel gebied.

Rayleigh, Phil. Mag. 42, 441, 1871.

# 

De wijze, waarop O. Burrau de nulde eigenfunctie van Schrödinger bepaalt in het twee-centra probleem vereischt aanvulling.

O. Burrau. Danske Videnskabernes Selskab Mathematisk-fysiske Meddelelser VII, 14, 1927. Het bepalen van de numerieke waarden van functies met behulp van slecht convergeerende machtreeksen, waardoor deze functies voorgesteld kunnen worden, levert in vele gevallen geen bezwaren. (Voorbeeld: de Besselsche functie  $I_0$  (ix.).

#### VI

De bewering van Deslandres, dat de grootere helderheid der calciumflocculi teweeggebracht wordt door een dalende beweging der gassen, wordt gesteund door moderne opvattingen omtrent den toestand der zonnegassen.

> H. Deslandres, Ann. Obs. Meudon 4, 1910. Ch. E. St. John, Ap. J. 34, 57, 1911.

## VII

Aan het middelbaar en voorbereidend hooger onderwijs in de natuurkunde zou het zeer ten goede komen, als weer betaalde laboratorium-uren werden ingevoerd.

#### VIII

ปลง อันหายไหว่าไปไฟ้มี เรื่องการสอบไปไป การสาย เหมือง อ สร้างอันสา การสมับกฎ ปีไฟ้มี เรื่องการสาย ไปปี การสาย เหมืองการ

rische Bernacht fil de faist Beingebrichten affentet annen

Het is mogelijk de toekomstige leeraren in de wiskunde beter klaar te maken voor hun latere positie, door aan de universiteit eenigen tijd te besteden aan de elementaire wiskunde.







