Absorpsie en verstrooiïng van lig in melkglas

ABSORPSIE EN VERSTROOIING VAN LIG IN MELKGLAS

G. M. DREOSTI

ABSORPSIE EN VERSTROOIING VAN LIG IN MELKGLAS

ACADEMISCH PROEFSCHRIFT

TER VERKRYGING VAN DEN GRAAD VAN

DOCTOR IN DE WIS- EN NATUURKUNDE

AAN DE RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT

OP GEZAG VAN DEN RECTOR MAGNIFICUS

D^R^ A. A. PULLE,

HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE

VOLGENS BESLUIT VAN DEN SENAAT DER UNIVERSITEIT

TEGEN DE BEDENKINGEN VAN DE

FACULTEIT DER WIS- EN NATUURKUNDE

TE VERDEDIGEN

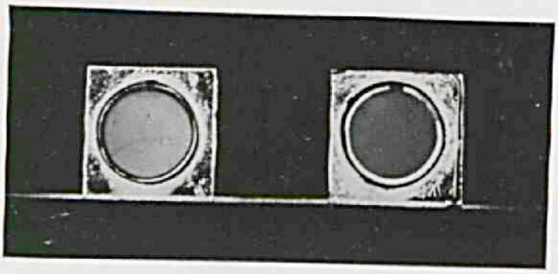
OP DONDERDAG 10 JULI 1930 DES NAMIDDAGS TE 3 UUR

DOOR

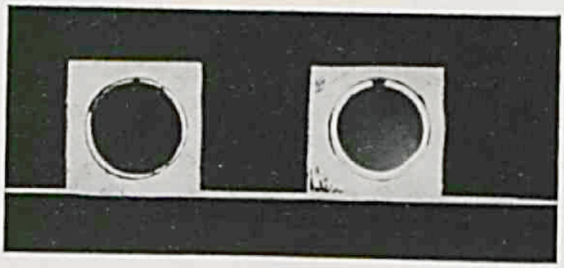
GUIDO MARIO DREOSTI

GEBOREN TE PRETORIA, ZUID-AFRIKA

DRUKKERIJ G. J. WILLEMSE, DOMPLEIN 11 UTRECHT.



Links: klein deeltjies, $\sigma x = \frac{65}{15}$. Regs: groot deeltjies, $\sigma x = \frac{110}{15}$.



Links: klein deeltjies, $\sigma x = 65$. Regs: groot deeltjies, $\sigma x = 110$.

Invloed van die grootte van die deeltjies op die deurlatingsvermoë van verstrooiende stowwe.

Aan my Ouers.

Die voltooiing van hierdie werk gee my die welkome geleentheid om my dank te bring aan almal wat gedurende my studiejare in Suid-Afrika tot my wetenskaplike vorming bygedra het.

Dat ek my Europese reis gerig het na Holland, om daar 'n wetenskaplike ondersoek uit te voer en die Nederlandse lewe te leer ken, is ek verskuldig aan die „Studiefonds voor Zuid-Afrikaansche Studenten in Nederland"; die groot nut van die stigting vir die nouere betrekkinge tussen Nederland en Suid-Afrika kan nie genoeg gewaardeer word nie.

Hooggeleerde Ornstein, hooggeagte Promotor, ek dank U vir die interessante en belangrike onderwerp wat U my opgedra het, en vir die warme belangstelling in die werk wat volgens U een dag goeie resultate moes lewer.

Die groot krag wat van U uitgaan, spoor ook ons aan om ons bes te doen — 'n paar woorde van U, en ons voel direk: „alles sal regkom".

U modern ingerigte instituut, die beste van sy soort in Europa, en die sfeer van vriendskap wat hier deur U geskep is, sal my altyd dierbaar wees.

Hooggeleerde Kramers, ek dank U vir die baie ure van U kosbare tyd wat U so gewillig opgeoffer het om my, as U student, op 'n buitengewoon interessante manier van die moderne teoretiese ontwikkelinge van ons vak te vertel.

Allermees geld my dank U, seergeleerde Minnaert. Dis vir my moeilik om hier in enkele woorde my diep gevoel van dankbaarheid jeens U uit te druk.

U konstante optimisme, U energie, entoesiasme, by mislukking of sukses, was altyd my grootste bemoediging.

Nooit het ek U hulp tevergeefs gevra nie; sonder U steun sou my poging daar inderdaad baie anders uitgesien het.

U buitengewone voorbeeld as natuurkundige, U edele voorbeeld as opregte vriend buite die laboratorium, het op my 'n indruk gemaak wat my onvergeetlik sal bly.

Verder dank ek almal wat my op enigerlei wyse behulpsaam was; my dank ook vir die vriendskap wat ek in die laboratorium ontvang het, in besonder die klub S^2*. Die gesellige en interessante ekskursies na belangrike bedrywe in Nederland sal my altyd in gelukkige herinnering opkom.*

'n Woord van dank aan jou, Jan, mag hier nie ontbreek nie, vir jou hulp met die drukproewe toe die tyd skraps word.

INHOUD.

INLEIDING.

Die beroemde verhandelinge van *Lord Rayleigh* (34)[*] in 1871 verklaar 'n oeroue verskynsel in die natuur, naamlik die blou kleur van die hemel. Hy het aangetoon dat deeltjies wat ten opsigte van die golflengte van lig klein is, die lig verstrooi en verder dat die lig van klein golflengtes die meeste verstrooi word. Sedert die tyd is daar baie werk gedoen sowel op teoretiese as op eksperimentele gebied, o.a. deur astronome, natuurkundiges, skeikundiges en tegniesie in die melkglas- en lampfabrieke, om by te dra tot ons kennis van die sogenoemde verstrooiing van lig. Die gevolg daarvan is dat dit blyk dat die voortplanting van lig in troebel media van soveel faktore afhang, dat dit 'n baie ingewikkelde geskiedenis word. Die deurlating, die absorpsie, die terugkaatsing, die rigtingsverdeling, die polarisasie, ens., van die lig, hang by voorbeeld af van die aantal deeltjies per eenheid van volume, van hulle vorm en grootte ten opsigte van die golflengte van die invallende lig, van hulle elektriese geleidingsvermoë en ook van die brekingsindeks van die deeltjies en van die medium.

Rayleigh het b.v. in sy werk aangetoon dat die verstrooiingskoëffisiënt van deeltjies wat oneindig klein is ten opsigte van die golflengte van die invallende lig, en wat nie elektries geleidend is nie, eweredig is met $\frac{1}{\lambda^4}$, waar λ die golflengte van die lig is. Later het dit vir groter deeltjies geblyk dat die verstrooiingskoëffisiënt eweredig is met $\frac{1}{\lambda^n}$, waarin $n \leq 4$.

Wat betref die verstrooiing van lig deur 'n dik laag van die deeltjies, dit het *Schuster*(38) in 1905 geluk om 'n benaderde teorie op te stel vir die herhaalde verstrooiing en absorpsie van lig in dik lae van klein, ongeleidende deeltjies; dit is, in die geval waar die verdunning nie so groot is nie, dat die uitstraling gewoon

*) Getalle tussen haakies verwys na die literatuurlys agter in die boek.

die produk is van die aantal deeltjies en die verstrooiing deur een deeltjie. *L. V. King* (42) en *K. Schwarzschild* (39) het die werk voortgeset, en in 1914 het die bekende werk van *Schwarzschild* verskyn waarin hy in die gees van *Schuster* werk en sy benadering gebruik om 'n noukeurige teorie op te stel vir die geval van 'n oneindig uitgestrekte vlak laag van klein deeltjies wat alleen verstrooi en nie absorbeer nie. Dis van groot belang, spesiaal vir die ligtegniek, om die gedrag van lig te ken in lae van groot amorfe ongeleidende deeltjies wat dit verstrooi en absorbeer, soos in die geval van melk- of opaalglas.

Die sogenoemde melkglase, wat gewoonlik in die handel wit is, maar wat ook gekleur verkrygbaar is, ontstaan in die algemeen deur die ontmenging van twee glassoorte wat by 'n hoë temperatuur in mekaar opgelos is. Die oplossing van glase word met 'n sekere snelheid, wat deur ondervinding die beste blyk te wees vir die gewenste melkglas, afgekoel ; met snelle afkoeling ontstaan b.v. 'n minder melkagtige glas as met langsame afkoeling. Die grootte van die deeltjies wat by afkoeling vorm, is in die algemeen van die orde van die golflengte van lig, maar die gemiddelde straal en die eenvormigheid varieer nogal baie van glas tot glas.

Analiese met Röntgenstrale (35), deur vergelyking van die patrone van 'n paar soorte melkglas, met bekende patrone, het aangetoon dat die deeltjies in die algemeen CaF_2 of NaF of 'n mengsel van die twee bevat, terwyl 'n opaalagtige glas geen patroon gegee het nie , waarvan die deeltjies dus vermoedelik lugblasies is. Dit kom egter ook veel voor dat die deeltjies fosfate bevat.

Maar laat ons nou tot die makroskopiese verskynsel oorgaan. Wanneer 'n elektriese lamp deur 'n dun deursigtig stuk wit opaalglas bekyk word, sien hy daar in die algemeen rooiagtig uit, terwyl die opaalglas self blouagtig lyk.

Word nou egter die lamp bekyk met behulp van 'n ligfilter wat eenkleurige lig deurlaat, dan word hy alleen ligswakker wanneer die opaalglas in die ligweg geskakel word, maar hy behou sy kleur. Die opaalglas sien daar nou ook nie blouagtig uit nie, maar hy straal lig uit van dieselfde kleur as dié waarin gewerk word.

As met rooi lig gewerk word, is die helderheid van die glas kleiner ten opsigte van dié van die lamp as wanneer daar met blou lig gewerk word. Die verklaring van die verskynsel lê in die feit dat die opaalglas die lig van korter golflengtes meer as dié van langer golflengtes verstrooi. In die direkte lig van lamp na oog het oorgebly die lig wat nie verstrooi is nie, terwyl die verstrooide lig lyk asof dit van die stuk opaalglas kom.

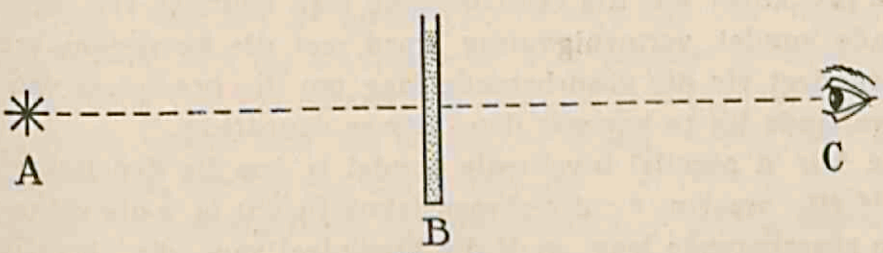


Fig. 1.

Volgens die wyse van verligting en die digheid van die troebel stof sal nou die direk deurgelate lig, dan die verstrooide lig, oorweeg. Die volgende proef is aldus te verklaar.

Die lampdraad in fig. 1 word vanuit *C* bekyk deur 'n emulsie *B*, b.v. van mastiks. Konsentreer die emulsie tot die lampdraad net nie in die mistige agtergrond verdwyn nie. Verplaas nou die lamp *A* verder van die kuvet *B* af, en die lampdraad word duideliker sigbaar, terwyl die emulsie dowwer word. Bring die lamp nou nader aan die kuvet *B* toe, en die lampdraad verdwyn in die agtergrond, wat nou helderder is. In die verplaatsinge bly die lampdraad meer of min ewe helder, terwyl die helderheid van die kuvet afhang van die afstand *AB*, en ru gesê omgekeerd met die twede mag daarvan afneem.

Die lamp is altyd ewe skerp te sien, met of sonder opaalglas; as hy gesien kan word deur die glas, is hy ook skerp. Die verskynsel van verstrooiing verskil hierin van die verskynsel van onreëlmatige breking soos in die geval van 'n stuk matglas, by voorbeeld, wat die liggaam onskerp laat lyk.

DIE PROBLEEM.

Een van die fundamentele probleme in die ligtegniek is om van 'n gegewe stuk verstrooiende glas die absorpsie- en verstrooiingskoëffisiënte te bepaal.

Daar is teoreties drie gevalle wat ons van mekaar moet onderskei.

Geval 1. Aan die kant van die invallende lig grens daar 'n absorberende laag met die verstrooiende laag. In dié geval moet die breukdeel wat die verstrooiende laag deurlaat van 'n invallende bundel, vermenigvuldig word met die korresponderende breukdeel vir die absorberende laag om die breukdeel van die invallende lig te kry wat deur altwee deurdring.

a. Vir 'n parallel invallende bundel is dus die deurlating $i_u = e^{-kx}.BI_0$ waarin k die absorpsiekoëffisiënt is, x die dikte van die absorberende laag, en B die breukdeel van die invallende bundel (I_0) wat die verstrooiende laag deurlaat.

b. Vir 'n diffuus invallende bundel (i_0) is $i_u = e^{-ckx}.Bi_o$, waarin k die absorpsiekoëffisiënt vir 'n diffuus bundel is. Die koëffisiënt hang in die geval van die rigtingsverdeling van die invallende lig af, en ook van die optiese dikte van die absorberende laag.

c. Vir die terugverstrooide lig vind ons, as A die breukdeel van 'n invallende bundel is wat die verstrooiende laag terugkaats, die terugverstrooide bundel $j_u = e^{-kx}.e^{-c'kx}.AI_o = e^{-kx(1+c')}$ vir 'n parallel invallende bundel. Die waarde van c', wat dieselfde betekenis as c het, hang van die rigtingsverdeling van die *terugverstrooide lig* af.

d. Vir 'n diffuus invallende bundel, weer, is

$$j_u = e^{-ckx}.e^{-c'kx}.Ai_o$$

waarin c en c' nes tevore van die rigtingsverdeling van die invallende en terugverstrooide ligstrome respektiewelik afhang.

Geval 2. Aan die kant van die uittreënde lig grens daar 'n absorberende laag met die verstrooiende laag. Hier kom ooreen met geval 1*a*, $i_u = e^{-ckx}.BI_o$ waarin c van die rigtingsverdeling van die lig wat van die verstrooiende laag uittree, afhang. Met 1*b*. korrespondeer $i_u = e^{-ckx} . Bi_o$ waarin c van die rigtingsververdeling van die deurgelate lig afhang.

Met gevalle c en d korrespondeer $j_u = A$ — die absorberende laag het geen invloed op die terugverstrooide lig nie.

Die ligverskynsels hang dus van die orde waarin absorpsie en verstrooiing in die laag optree af en hiermee moet rekening gehou word as b.v. gekleurde melkglasballons gemaak word.

Dit kan hier miskien opgemerk word dat die rigtingsverdeling van die uittreënde straling in gevalle waar absorpsie ook teenwoordig is, nader aan die ideale geval word as die verstrooiende laag wat grens met die absorberende laag, aangebring word aan die kant van die uittreënde lig. Dit kan in die geval van gekleurde melkglasballons dus bereik word deur 'n dun laag gewoon melkglas om die gekleurde te blaas.

Geval 3. Die absorberende en verstrooiende stowwe is gemeng. Hier kan weer twee ondergevalle onderskei word, naamlik ten eerste die geval van absorberende deeltjies, en ten tweede die geval van absorpsie in die medium om die deeltjies, maar dit sal later in die teenwoordige werk blyk dat die twee gevalle vir praktiese doele dieselfde is.

Dis die probleem van gemengde absorpsie en verstrooiing wat ons in hierdie werk sal behandel — die oplossing daarvan stel ons direk in staat om die eerste twee gevalle maklik te behandel.

Verder moet opgemerk word dat wanneer dit om *sterk* absorpsie gaan, kan goeie soorte „wit" melkglas beskou word as suiwer verstrooiende lae daar die absorpsie betreklik gering is.

In werklikheid, egter, bestaan daar in die praktyk geen *suiwer* verstrooiende glase nie en daarom is dit doelmatig om die derde geval vir die ligtegniek op te los.

In die volgende werk is 'n metode vir die bepaling van die absorpsie- en verstrooiingskoëffisiënte van enige gegewe stuk glas uitgewerk.

Ons gaan ons dus met die laasgenoemde geval besig hou — ons gaan eers die gedrag van die lig in wit en gekleurde emulsies ondersoek en teorië opstel wat die verskillende verskynsels verklaar, waarvan ons dan uitdrukkinge gaan kombineer wat die metinge, die absorpsie- en die verstrooiingskoëffisiënt op so'n manier insluit dat die beste eksplisiete uitdrukkinge vir die koëffisiënte daaruit volg, deur vergelyking met vooraf bepaalde groottes.

In hoofsaak is daar eksperimenteel gewerk met 'n spektraalfotometer, en die eksperimente is gelei deur die teorie van *Schuster* tot ons geval uit te brei, omdat daar geen volledige teorie oor die ligverskynsels in sulke stowwe bestaan nie. Die werk is uitgebrei tot die geval van groot deeltjies en is ook toegepas op die geval van 'n parallel invallende bundel, met die doel om dit later te gebruik in die beskouing van melkglasballons.

Volgens die uitkomste van die eksperimentele en teoretiese werk is dit vir die bepaling van die koëffisiënte voldoende om die deurgelate en die terugverstrooide lig in éénrigtingte meet

Die bepaling, wat 'n betreklik kort werk is, bestaan uit minstens drie metinge, wat enkele minute neem, en die substitusie daarvan in baie eenvoudige formules.

Die nodige metinge gebeur met 'n apparaat wat eenvoudig en goedkoop is en waaraan herstellinge mienimaal is.

* loc cit.

HOOFSTUK I.

Eksperimentele Metodiek.

§ 1. *Die instrumente vir die meting van ligsterkte.*

Opstelling A.

Pogings om die deurgelate lig te meet deur middel van 'n termosuil en galvanometer van die Moll-tiepe het geluk in die geval van 'n parallel bundel wit lig wat inval op 'n kuvet met emulsie.

Dit was ook moontlik om met die opstelling die direkte deurlating van swak emulsies te meet as hulle bestraal word met 'n parallel bundel eenkleurige lig, wat verkry word deur 'n van Cittert-monokromator in die ligweg aan te bring.

Die opstelling was as volg: 'n 10 V., 50 k. outolampie staan in die fokus van 'n lens, wat 'n parallel bundel loodreg op die wand van die kuvet projekteer. Ná die kuvet staan 'n twede lens wat die lig in die geval van metinge in wit lig op die termosuil fokusseer, en in die twede geval op die spleet van die monokromator, in welke geval dit dan deur 'n derde lens, ná deurgang deur die monokromator, op die termosuil gefokusseer word.

Deur 'n reëlbare weerstand in parallel met die termosuil te skakel, en die galvanometer wat in serie met 'n twede reëlbare weerstand aan die eerste weerstand se klemme te bevestig, is verskillende gevoelighede verkry vir krietiese demping.

By groot konsentrasies, egter, was die uitslag van die galvanometer, selfs met die grootste gevoeligheid, te klein en dit was nodig om 'n gevoeliger instrument te soek. Dit sal later in die teenwoordige werk ook blyk dat so'n opstelling, sonder versterking van die gevoeligheid, nie gebruik kan word om die verstrooide lig, wat betreklik swak is, te meet nie.

Omdat die oog baie gevoelig vir lig is in vergelyking met 'n termosuil en galvanometer opstelling, spesiaal vir kleiner golflengtes, en omdat die oog ook oor so'n groot intensiteits- en golflengtegebied gevoelig is, is daar toe gebruik gemaak van 'n spektraalfotometer van *Glan* (15), waarvan fig. 2 'n deursnee voorstel.

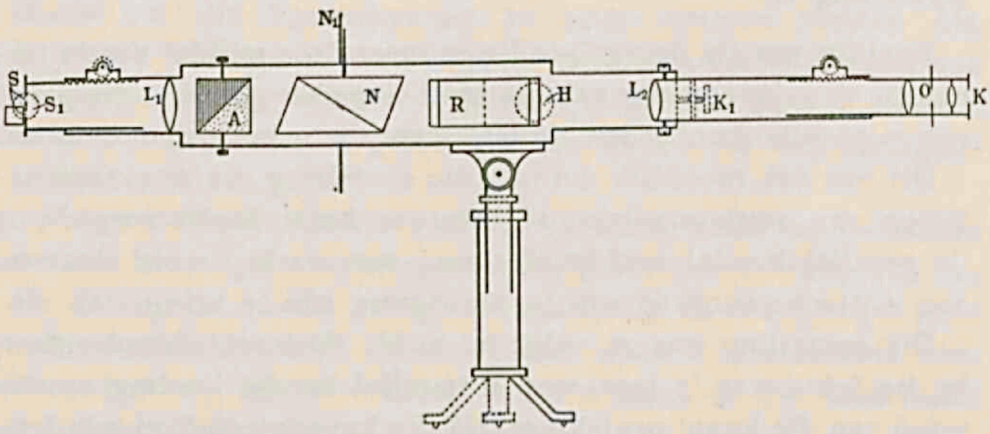


Fig. 2. Spektraalfotometer van Glan.

Spleet *S*, wat in die fokus van lens L_1 staan, is in twee gedeel deur 'n smal bandjie. Die akromatiseerde kalkspaatprisma A splits ieder ligstroom in twee uiteenlopende, loodreg op mekaar gepolariseerde bundels. Deur draaiing van die Nicol *N* kan die bundels in ligsterkte gevarieer word.

Die stand van *N* word op skaal N_1 afgelees. Ná deurgang deur die regsiende prisma *R*, vorm lens L_2 spektrums van die binneste twee bundels, wat bekyk word deur die kyker *K*. Die buitenste twee velde word in die instrument afgeskerm. As die instrument goed ingestel is, sien 'n mens twee ewe groot, aanmekaargrensende velde. Met behulp van die skroef K_1 kan daar 'n ander kleur in die veld gebring word; en deur spleet *S* en opening *O* nouer te maak, kan die sigbare golflengtegebied kleiner gemaak word. Aangaande die golflengtegebied wat in die gesigsveld teenwoordig is — by instelling op gemiddelde golflengte van 450 $\mu\mu$ strek die gebied oor 2,5 $\mu\mu$ en dit neem by ruwe benadering lynvormig toe tot dit by 'n gemiddelde golflengte van 675 $\mu\mu$ omtrent 20 $\mu\mu$ bedraag, wanneer die spleet 1,2 m.m. breed is. Deur middel van 'n skaal *H*, is die stand van die kyker en dus die golflengte waarop ingestel word, reproduseerbaar gemaak.

Daar is later skaalverdelinge op die skroef S_1, waarmee die spleetbreedte verander word, aangebring om die grootte van die spleet reproduseerbaar en afleesbaar te maak.

Verder is die fotometer aansienlik verbeter deur 'n geykte ligwig te gebruik in plaas van die Nicol *N* vir die meting van ligsterkte.

Onder die baie voordele van so'n wig kan genoem word:

1. Verskuiwing van die wig varieer alleen één veldsterkte, wat dit moontlik maak om noukeuriger in te stel as wanneer altwee tegelyk varieer.

2. Aan die fotometer word gedurende 'n reeks aflesinge nie geraak nie, wat die kans van klein verplaatsinge van die spleet verminder.

3. Met die Nicol behoor 'n mens nie intensiteitsverhoudinge van die hoofveld wat groter as 10 is, te meet nie, want dit word te onnoukeurig, daar die verhouding gegee is deur $\frac{i_1}{i_2} = \left(\frac{\tan \Theta_2}{\tan \Theta_1}\right)^2$ waar Θ_1 en Θ_2 die hoeke van die Nicol is (ten opsigte van die nulstand, dit wil sê, die stand waarin die hoofveld heeltemaal donker is) vir gelyk hoof- en vergelykingsveld, die laasgenoemde waarvan konstant bly, in die geval van i_1 en i_2 respektiewelik.

Daarenteen is daar intensiteitsverhoudinge van omtrent 10,000 met taamlik groot noukeurigheid met die wig gemeet. Dis 'n baie belangrike tyd- en energie-ekonomie wat deur gebruik van die wig verkry word, wat die aantal geykte verswakkers, die aantal instellinge en die gereken wat daarmee saamhang, verminder.

Uitgesonder die gevalle van baie swak lig was die noukeurigheid van die metinge omtrent 5 %.

Wat die persoonlike faktor in die werk betref, kan ons dit as volg saamvat:

Met die spektraalfotometer is daar telkens 5 of 6 aflesinge gemaak waarvan die gemiddelde dien as een meting.

Die oog word gedurende die werk hoe langer hoe gevoeliger vir klein intensiteitsverskille. Voor die instellinge word die oë in die donker kamer vir 'n kwartier uitgerus en sodra die afwykinge tussen die opeenvolgende aflesinge merkbaar groter word, word die oë weer uitgerus.

Die afwykinge word in die algemeen duidelik groter as die liggaam nie in orde is nie, b.v. as die afleser verkoue is, onvoldoende slaap gehad het, ens.

Daar is altyd met 'n swart doek om die hoof ingestel, sodat geen ander lig as dié van die kyker in die fotometer die gesig kan bereik nie.

Volume metinge het plaasgevind met pipette en maatkolwe, uitgesonderd in die geval van baie sterk gekleurde emulsies, wanneer die meetnoukeurigheid met die fotometer so klein was dat dit oorbodig sou wees.

Weens die feit dat die wande van die kuvet nie vlak en parallel is nie, alhoewel die beste kuvette wat verkrygbaar was, gebruik is, was dit nodig om die kuvet altyd presies op dieselfde plaas in die ligbundel te sit, met dieselfde wand aan die kant van die invallende bundel, en parallel aan 'n vooraf getekende lyn.

Uitgesonderd waar anders aangemeld, is die grafieke op enkel logaritmiese papier uitgesit.

§ 2. *Opstelling vir die meting van die deurgelate lig in die geval van 'n parallel invallende bundel.*

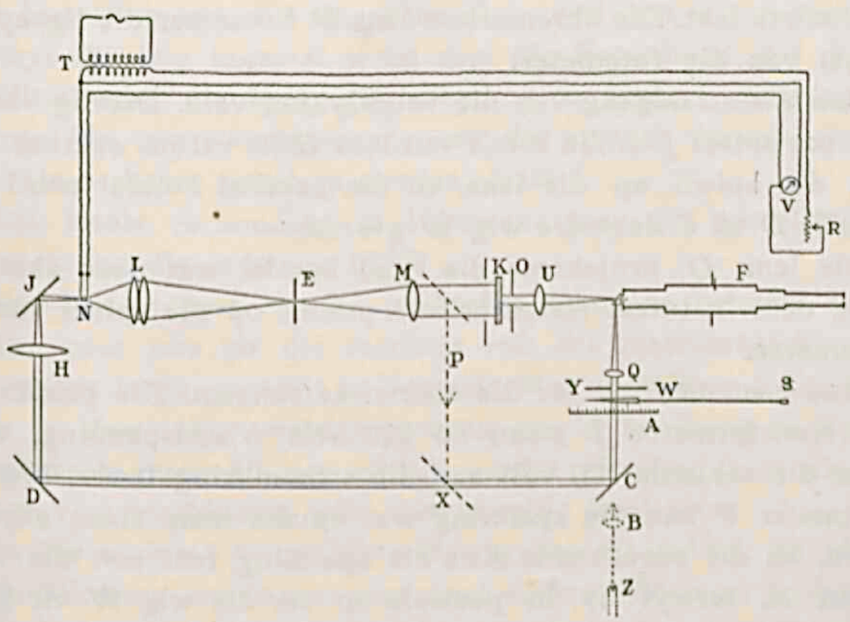


Fig. 3.

Opstelling B:

In die bowestaande figuur is drie opstellinge saamgevat, wat in klein puntjies van mekaar verskil. Ons sal eers begin met opstelling *B*.

Die ligbron bestaan uit 'n Philips- outolampie van 10 volt en 50 k. Om die beeld van die spiraaltjie (*N*) so goed moontlik in die spleet van die fotometer te laat pas, is die lamp so geklem dat hy nie alleen in 'n loodregte of waterpas rigting verplaas kan word nie , maar hy kan ook om asse in die twee rigtings draai. Verder word alleen lampe gebruik waarvan die spiraaltjie so goed moontlik in 'n regte lyn lê.

Laat ons die straalgang van die hoofstroom volg. Lens *L* projekteer die spiraal *N* op die spleet E, waar strooilig uitgeskerm word. Die lig val dan op die akromatiese lens *M*, wat sorg dat 'n parallel bundel op die kuvet met emulsie (*K*) inval. Spleet *O* is net groot genoeg om al die lig wat in die fotometer meetbaar is, deur te laat. Die akromatiese lens *U* fokusseer die lig op die spleet van die fotometer.

Nou die straalgang van die vergelykingsveld. Die lig van *N*, wat oor spieël *J* in die fokus van lens *H* is, val ná weerkaatsing van die spieël op die lens, en die parallel bundel word met spieëls *D* en *C* deur die wig *W* gestuur.

Die lens *Q* projekteer die smal bundel wat deur skerm *Y* kom, deur 'n totaal reflekterende prisma op die spleet van die fotometer.

Nou gaan ons oor tot die elektriese sisteem. Die primêr van die transformator *T* staan op 220 volt wisselspanning, waardeur die sekunder 20 volt aan die stroomkring lewer. Met die voltmeter *V* kan die spanning wat op die lamp staan afgelees word, en die proefnemer kan die spanning reël met die weerstand *R*, terwyl hy in posiesie sit om die wig *W* vir gelyk velde in te stel met die stuurstok S. Die posiesie van die wig word op die skaal *A* afgelees.

Die groottes: Kombinasie *L* bestaan uit een lens van fokuslengte 14 sentimeter en diameter 9 sm. en een van fokuslengte 15 sm. en diameter 11 sm.

Die fokuslengte van die akromatiese lens *M* is 35 sm. en sy diameter is 8 sM.

Die fokuslengte van die akromatiese lens *V* is 17,5 sm. en sy diameter is 6,5 sm.

Die fokuslengte van die akromatiese lens *H* is 22 sm. en sy diameter is 12,5 sm.

Die fokuslengte van die akromatiese lens *Q* is 15 sm. en sy diameter is 4,5 sm.

Die lengte van die wig is 8,5 sm., en sy maksimale verswakking is $3{,}5 \times 10^{-4}$. Die afmetinge van die kuvet is $10 \times 10 \times 1$

sm. Daar is ook kuvette gebruik van 2 sm. en 3 sm. dikte respektiewelik.

Een groot voordeel van die opstelling is dat daar geen konstante spanning nodig is nie. Wanneer die ligsterkte baie swak is, word die 10 volt outolamp oorbelas tot 18 volt gedurende die instelling van die wig, deur *R* te reël met die regterhand, terwyl die wig ingestel word met die linkerhand. Ná die instelling word die lamp gou weer op 'n kleiner spanning gebring. Die swart temperatuur van die spiraal wanneer hy tot 18 volt oorbelas word, is omtrent 3000 °.

Die totale verhouding in ligsterkte met die opstelling gemeet, is van die orde van 10^{-10}.

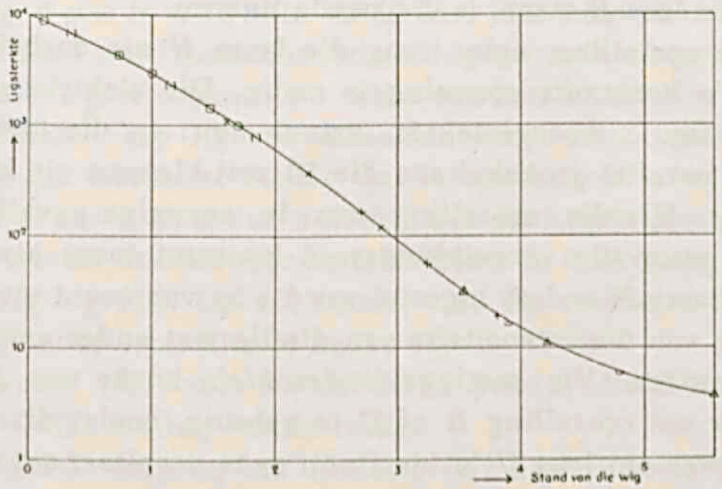
Dis ook probeer om 'n „pointolite"-lamp te gebruik as ligbron; maar juis vir die metinge wat die interessantste resultate moes lewer, was dit te ligswak. Met opstelling *C* (sien bls. 25) is daar ook pogings gemaak om 'n koolboog as ligbron te gebruik, maar dit het misluk, omdat die ligvlek in die krater te veel ronddwaal, selfs met gevulde koolstawe.

In die soek na 'n geskikte ligwig het dit geblyk dat dit so moontlik nogal aan 'n paar eise moet voldoen. Dis eers probeer om 'n rookglaswig te gebruik met die oog op die lynvormige verloop van die logaritme van die deurlating met die stand. Die pogings is later opgegee weens verskillende nadele, o.a.: 1. Die kleurafhanklikheid van die wig maak dit nodig om dit te yk vir elke kleur waarin later gemeet moet word. 2. Naby, of in, die absorpsiebande kan nie gemeet word nie, omdat die verloop van deurlating daar te snel is. 3. 'n Baie klein onnoukeurigheid in die instelling op 'n bepaalde golflengte lei tot verkeerde resultate weens die absorpsiebande en algemene kleurafhanklikheid. Daarom is daar gebruik gemaak in die eksperimente van 'n fotografiese wig wat gemaak is deur 'n fotografiese plaat deur 'n rookglaswig te belig, en die plaat dan lang met swak ontwikkelaar te ontwikkel.

Met dié wig was die stap in intensiteit tussen die kleinste verswakking van die wig en geen wig nie kleiner as in die geval van die rookglaswig. Die wig was verder binne die meetfoute kleuronafhanklik, en dit het natuurlik geen absorpsiebande vertoon nie. Een nadeel is dat die verloop nie lynvormig is nie, maar dis nie so 'n groot oorlas nie.

Die wig is geyk met die hulp van die Nicol-prisma van die fotometer. Omdat die kante van die Nicol nie loodreg op die as van die fotometer staan nie, word die lig gedeeltelik uit die prisma verplaas deur draaiing van die Nicol, as daar gewerk word met 'n ligbundel wat die prisma vul, en dit was nodig om vir die foutebron in die instrument te korrigeer deur skerme *O* en *Y*, wat 'n bietjie kleiner ligbundel deurlaat as nodig is om die prisma te vul en wat altyd daarin bly by draaiing van die Nicol, op sulke plekke in die ligweë te sit dat hulle beelde in die fotometerveld, sonder okulêr bekyk, die skerpste in fokus is. Gedurende die yking van die wig is die hoofveld tydelik as vergelykingsveld, en die vergelykingsveld as hoofveld gebruik. Vervolgens is die nulstand van die Nicol bepaal en dan die posiesies van die wig vir gelyk helder velde, met Nicolstande van 30°, 45° en 60° ten opsigte van die nulstand respektiewelik.

Volgens die teorie van die Nicol is die sterktes van die lig wat op die spleet van die fotometer val in die drie laasgenoemde gevalle in die verhoudinge 9, 3 en 1 respektiewelik, en dus is die deurlatinge van die wig ook in die verhoudinge. Deur 'n verswakker in te voer, is nou dieselfde herhaal op 'n ander gebied van die wig wat die eerste gedeeltelik bedek, en so voorts tot die einde van die wig toe. Die aflesinge gee genoeg punte vir 'n ykingskromme. Die ykingskromme was binne die meetfoute dieselfde vir rooi, geel, groen en blou — dit was ook dieselfde vir verskillende spleetbreedtes (van 0,15 m.m. tot 2,2 m.m.) en vir verskillende instellinge, o.a. vir konvergerende of divergerende bundels deur die wig.



Graf. 1. Ykingskromme van die wig.

Grafiek 1 stel die ykingskromme van die bruikbare gedeelte van die wig voor.

Die drie punte in ieder groep, wat aangegee is deur ⊙, (̇.) ens. stel metinge voor in die drie stande van die Nicol, ná ieder groep as geheel in 'n loodregte rigting verskuif is tot al die punte op 'n vloeiende kromme lê.

Die ykingskromme is gekontrolleer deur 'n reeks mastiksemulsies deur te meet met die wig en sy kromme. Hulle volg die wet van Beer nes in die geval van die metinge met termosuil en galvanometer.

Die wig is elke paar maande heryk, en die ykingskromme was elke keer byna binne die meetfoute onveranderd.

Opstelling C. Die opstelling is in hoofsaak presies dieselfde as opstelling *B*. Die enigste verskil is dat die lig vir die vergelykingslamp nou verkry word deur in die hoofbundel 'n spieëlglasplaat *P* te sit wat 'n deel daarvan weerkaats op spieël *X*, vanwaar dit verder langs die ou weg in die fotometer kom.

Opstelling D. Hier is dit in wesenlikheid 'n kwessie van 'n ander bron vir die vergelykingsveld. 'n Autolamp *Z* wat in die fokus van lens *B* staan, is die twede ligbron.

In die opstelling, egter, mag die lamp *N* nie oorbelas word nie, en 'n konstante spanning is nodig. Die elektriese sisteem wat in fig. 3 voorgestel is, verval nou; en die twee lampe word in parallel geskakel aan die 10 volt-klemme vir konstante spanning. Hierdie opstelling was in sommige gevalle nodig, naamlik waar die vergelykingsveld konstant moet bly, terwyl die hooflamp *N* anders ingestel word ; by voorbeeld vir die vergelyking van die intensiteite van die lig wat onder verskillende hoeke uittree. Vir metinge onder *klein* hoeke was dit egter moontlik om opstelling *B* of *C* te gebruik, omdat dit dan voldoende was om lens *U* 'n bietjie op sy te verplaas, om die hoek te verander.

§3 3. *Opstelling vir die meting van die terugverstrooide lig in die geval van 'n Parallel Invallende Bundel.*

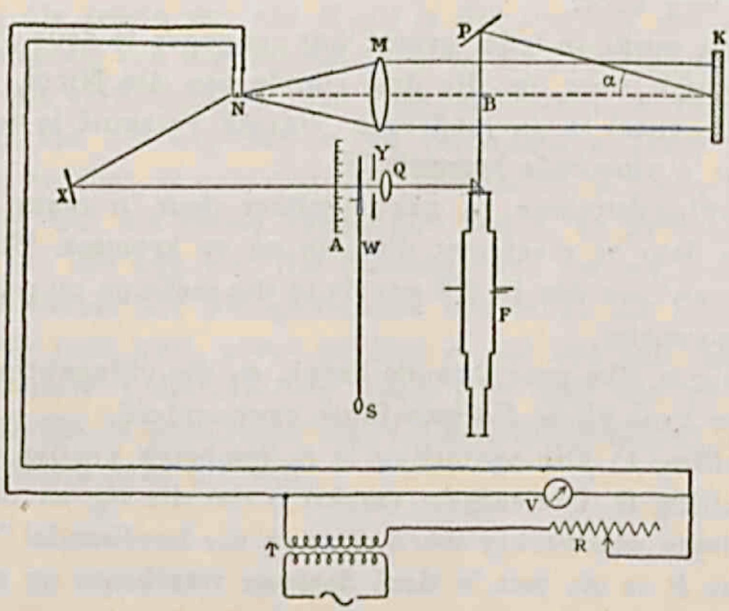


Fig. 4.

Opstelling E.

In fig. 4 stel N 'n 10 volt en 50 kers outolamp voor wat tot 18 volt oorbelas word gedurende instellinge, soos in die geval van die deurgelate lig. N staan in die fokus van lens M. Altwee velde van die fotometer kry lig van dieselfde lamp. Die spieël P weerkaats in die fotometer die lig wat terugverstrooi word, deur die emulsie in kuvet K, onder 'n hoek α. Om die hoek α groter te maak, word P verder van die fotometer verplaas in die rigting FP, of K in die rigting KB. Op dié manier kan die relatiewe uittreënde straling onder verskillende hoeke bepaal word.

Die kuvet (K) moet natuurlik in presies dieselfde posiesie staan vir elke meting van 'n reeks.

'n Spieël X werp lig van die lamp (N) deur die wig (W), vanwaar dit op die gewone manier in die fotometer kom.

Groottes: Fokuslengte van lens M is 22 sm. en sy diameter is 12,5 sm.

Fokuslengte van lens Q is 15 sm. en sy diameter is 4,5 sm.

Afstand BK was 100 sm. vir klein hoeke en 20 sm. vir groot hoeke.

§ 4. *Opstelling vir die meting van die deurgelate en terugverstrooide lig in die geval van 'n diffuus invallende bundel.*

Opstelling F.

Laat ons eers die verkryging van die diffuus lig beskou. Daarvoor is opgestel 'n ligbak wat bestaan uit 'n houtkis (fig. 5) waarvan die vier sywande R met spieëls bedek is. Agter in die ligbak staan vyf etalagelampe (N) van 220 volt wat dien as ligbron. Hul agterkant is versilwer. Die reëlbare transformator T dien om die etalagelampe oor te belas wanneer dit wenslik is.

Voor die lampe staan 'n melkglasplaat (M) wat die lig nog meer diffuus maak. Die vier spieëls strek die plaat teoreties uit tot dit oneindig groot word. Die voorkant is uit swartgeverfde karton gemaak, waarin drie gate *a, b* en *c* gemaak is om die lig uit

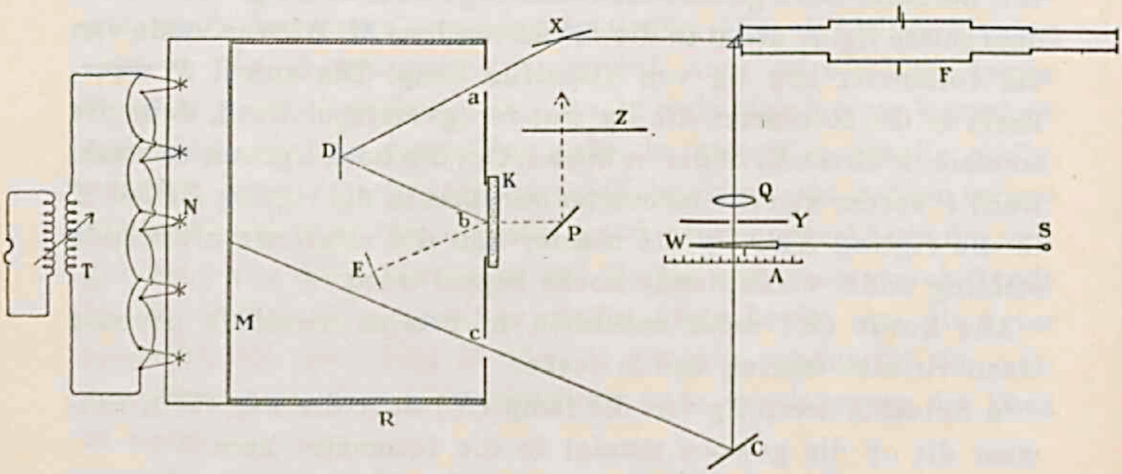


Fig. 5. Beligting met 'n diffuus bundel.

te laat na die fotometer. Die straalgang vir die vergelykingsveld is nou maklik om te volg. Spieël *C* weerkaats 'n stuk van die verligte melkglasplaat *M,* deur die wig W en verder in die fotometer. Die kuvet *K* word voor die opening *b* geplaas. In die geval van metinge aan die deurgelate lig dien die spieëls *P* en *X* om dit in die fotometer te weerkaats. Deur verandering van die posiesie en rigting van *P* en die rigting van *X* kan die uittreënde lig onder verskillende hoeke gemeet word. Om die terugverstrooide lig onder een of ander hoek te meet, dien die spieëls *D* en *X.* Die lig wat onder verskillende hoeke terugverstrooi word, kan dus ook maklik gemeet word. *E* is 'n stuk swart fluweel om lig wat anders deur reëlmatige refleksie in die fotometer sou kom, af te skerm.

In die geval van metinge aan die uittreënde lig word opening *a* natuurlik toegemaak, en gedurende die metinge van terugverstrooide lig word daar 'n skerm *Z* ingevoer.

Dit stel weer 'n gemaklike opstelling voor, waarmee dit nie nodig is om konstante spanning te gebruik nie.

Dis waar dat die lig nie ideaal diffuus is nie, ten eerste omdat die virtueel oneindige melkglasplaat swakker word hoe verder die beskoude oppervlak op die plaat van die kuvet is, weens die feit dat die spieëls R nie al die lig wat op hulle val reflekteer nie, en ten twede omdat D en E 'n klein gedeelte van die invallende lig afskerm, maar nietemin het dit geblyk dat dit nie merkbare foutebronne is nie.

Groottes. Die Philips-etalagelampe was van die tiepe van 220 volt en 50 watt. Wanneer dit nodig was, het die lampe gebrand op omtrent 270 volt gedurende die aflesinge.

Die ligbak was 32 sm. lang, 40 sm. breed en 40 sm. hoog.

Die afstand van die melkglasplaat M tot N was 7 sm.

Die afmetinge van die spieël D was 5 sm. $\times$ 5 sm.

„ „ „ „ skerm E was 6 sm. $\times$ 6 sm.

„ „ „ „ kuvet was 10 $\times$ 10 $\times$ 1 sm. vir metinge van die deurgelate en terugverstrooide lig en 10 $\times$ 10 $\times$ 3 sm. vir metinge van die maksimum terugverstrooide lig deur dik lae. Die wig (W), skerm (Y), lens (Q) ens., was dieselfde as dié van opstellinge B, C, D en E.

§ 5. *Die Verstrooiende en Absorberende lae.*

In 'n ondersoek op melkglase is dit in die algemeen nodig om eers die fundamentele wette te soek met die hulp van emulsies en hulle dan toe te pas op die melk- of opaalglase. 'n Mens moet in die algemeen lae hê van verskillende bekende diktes, van verskillende bekende konsentrasies en met verskillende *bekende* absorpsie- en verstrooiingskoëffisiënte. Dit moet ook moontlik wees om hierdie groottes willekeurig te varieer. Met melkglase is dit nie alleen moeilik om hulle tot een of ander dikte te slyp nie, maar dis ook teoreties onjuis, omdat die verstrooiing nie gelykmatig oor die dikte verdeel is nie. Dis ook ondoenlik om die konsentrasie op 'n bekende manier te varieer, en om die absorpsie- en verstrooiingskoëffisiënte van die melkglase te *ken*, is juis die moeilikheid tot die oplossing waarvan hierdie werk 'n poging is om iets by te dra.

Die emulsies wat gebruik word, moet dan dieselfde verskynsels vertoon as melkglase. Daar moet gewerk word met emulsies van deeltjies wat nie elektries geleidend is nie, wat kleurloos is, en wat later in bekende hoeveelhede gekleur kan word. Dit het later geblyk dat die emulsies ook aan baie hoë eise van bestendigheid moet voldoen, en dat dit ook moontlik moet wees om die emulsies baie gekonsentreerd te maak. Omdat die deeltjiesgrootte in verskillende melkglase anders is, en selfs in dieselfde stuk melkglas varieer, is dit wenslik om emulsies te maak van verskillende deeltjiesgroottes.

Die gewenste emulsie is gevind in mastiks. Nie alleen voldoen dit aan dié eise nie, maar dis baie maklik en gou om te maak.

Daar is ook gewerk met parafienemulsies, en dis miskien die beste om die werk en gevolge hier op te som.

Die emulsies is gemaak deur parafien in alkohol op te los, dit vir 'n dag te laat staan om die onopgeloste parafien na die bodem te laat afsak, en die helder oplossing dan af te hewer.

Dit word dan in gedistilleerde water uitgegiet, en loog wat dien as stabilisator bygevoeg, tot rooi lakmoes *net* blou word. Dit gee 'n mooi emulsie met deeltjies wat as bolvormig aangeneem kan word.

As 'n emulsie wat al deursigtig is, sorgvuldig verdun word met gedistilleerde water, sonder om dit baie rond te skud, word die wet van Beer gevolg; maar as dit 'n bietjie geskud word, gaan sommige van die deeltjies miskien ineenloop om groter deeltjies te vorm, want die punte val dan gek op die voorstelling. Dis 'n interessante maar lastige verskynsel. Toe dit verder ook blyk dat die emulsies nie bestendig is nie, is daar maar besluit om verder te soek. Verder was dit ook onmoontlik om baie gekonsentreerde parafienemulsies te maak. Die grootste konsentrasie wat kon bereik word, was omtrent drie of vier keer dié wat vir ondeursigtigheid nodig is.

Aluminiumoksied het voldoen aan die eise van bestendigheid, aan die bereik van groot konsentrasies en kon gekleur word met nigrosine, wat dit nie uitflok nie. Nogtans, dit neem taamlik lang om die emulsies te maak en hulle het geen voordele bo die mastiksemulsies nie.

§ 6. *Die Mastiksemulsies.*

In 'n bekende volume alkohol word 'n bekende gewig mastiks so goed moontlik opgelos deur verwarming en skudding. 'n Klewerige witagtige bestanddeel daarvan bly onoplosbaar. Ná filtrering is die oplossing helder, en dit word in gedistilleerde water uitgegiet om 'n fraai wit emulsie te gee. Maar nie te gou nie! As die emulsie uitermate verdun word, is daar ook lelike velagtige flokkies te sien. Hoe gekonsentreerder die alkoholiese mastiksoplossing is wat uitgegiet word, hoe groter en hoe meer die flokke.

Baie gekonsentreerde oplossinge, b.v. van 250 gram mastiks per lieter, in water uitgegiet, het flokke vertoon van enige kubieke sm. in volume, wat in die algemeen bo dryf. Ná filtrering deur 'n paar ou doeke waarvan die vesels al goed uitgewas is, word emulsies wat òf groot òf klein flokke vertoon het, weer fraai en bly dan ook vir weke bestendig — soms ook vir maande.

Mastiks, 'n fyn soort hars, wat in die vernistegniek gebruik word, bevat harssure. Dis bekend dat mastiksemulsies deur sure gedeeltelik of geheel uitgeflok word. Daarom is gewoonlik by die maak van emulsies 'n paar druppels loog in 'n paar lieter gedistilleerde water aangebring, voor die oplossing daarin uitgegiet word.

Hierdeur word daar minder flokke gevorm, en dit het soms geluk om direk emulsies te produseer, wat sonder filtrering vry van flokke was. Nie te gekonsentreerde oplossinge nie word hiervoor uitgegiet in loog van 0,0002 *N*. Emulsies wat op dié manier berei is, bly ook weke lang opties bestendig. Wanneer die emulsies egter met suurfuchsine gekleur word, is die toevoeging van loog nie gerade nie, daar die fuchsine 'n ewewigtoestand bereik wat afhang van die looggehalte (sien grafiek 2).

Die grootte van die deeltjies hang van baie faktore af. Twee ewe groot volumes van dieselfde alkoholiese mastiksoplossing, in dieselfde volume gedistilleerde water uitgegiet, gee in die algemeen verskillende verstrooiingskoëffisiënte, wat verklaar kan word deur aan te neem dat die grootte van die deeltjies in die twee gevalle anders is. Daarom val die punte ook glad nie mooi op 'n kromme nie as 'n mens verskillende konsentrasies verkry deur verskillende bekende volumes oplossing in dieselfde volume water uit te giet, soos b.v. *Spykerboer* (42) dit doen.

Daar is wel 'n betrekking tussen die grootte van die deeltjies en die konsentrasie van die alkoholiese mastiksoplossing, maar alleen van 'n baie kwalitatiewe aard; naamlik, dat daar meer kans is, dat groter deeltjies gevorm word wanneer gekonsentreerde alkoholiese oplossinge, as wanneer verdunde oplossinge uitgegiet word.

Die volgende tabel wys die effek duidelik (sien § 5 van hoofstuk VI).

Tabel 1.

	K	G
Gram mastiks per lieter alkohol	45	225
„ „ „ „ emulsie	5	5
Verstrooiingskoëffisiënt × laagdikte	43	110

Wat betref die volgorde van die maak van 'n reeks emulsies. Die emulsie met maksimum konsentrasie word gemaak deur alkoholiese mastiksoplossing in water uit te giet, die emulsie te filtreer, en die alkohol af te damp. Van die moederemulsie word dan kleiner konsentrasies verkry deur bekende hoeveelhede daarvan in bekende hoeveelhede gedistilleerde water uit te giet.

Dit was nodig om die alkohol af te damp om die volgende rede. Die konsentrasie van die alkohol in die moederemulsie was in die algemeen tussen 4 % en 40 %, per volume gemeet. Daar is dus taamlik veel alkohol in die water, waardeur nie al die mastiks in emulsie gaan nie, met die gevolg dat by verdunning die egte konsentrasie groter dan die berekende is. Om 'n voorbeeld op te noem: twee lieter van 'n emulsie wat 32 % alkohol per volume bevat het, en waarvoor verstrooiingskoëffisiënt $\times$ laagdikte $\approx$ 45, is gekook tot omtrent 'n kwart van sy volume en dan met gedistilleerde water weer tot twee lieter opgemaak. Toe was die produk $\approx$ 70.

Dit het geblyk dat kook geen invloed op die grootte van die deeltjies het nie deur verdunde emulsies, wat baie klein hoeveelhede alkohol bevat, te kook tot omtrent 'n kwart van hulle volume en dan weer op te maak tot hul ou volume met gedistilleerde water. Die deurlating voor en ná die kook was dieselfde.

§ 7. *Byvoeging van die kleurstof.*

Daar is 'n tyd lang gesoek na 'n kleurstof wat aan die betreklik talryke eise voldoen. Die resultate van die soek kan as volg saamgevat word. Haematoxylin, 'n bruin kleurstof wat die wet van Beer volg by verdunning, flok mastiks pas ná 'n paar dae uit as 'n bietjie loog bygevoeg word, maar vir sommige eksperimente moes die gekleurde emulsies aan die strenge eis voldoen om naamlik vir tenminste 'n week opties bestendig te bly. Verder word die kleurstof „ryper", en dus donkerder, met die tyd.

Kleurstowwe, soos by voorbeeld nigrosine, wat 'n pragtig donker violet kleurstof is, wat die wet van Beer volg by verdunning, wat nie deur lig of tyd verander word nie en wat self nie verstrooi nie, kan nie gebruik word nie, omdat hulle basiese kleurstowwe is en die mastiks wat negatief gelade is ten opsigte van water uitflok.

In die geval van nigrosine self is daar 'n poging gemaak om die uitflok teen te werk deur 'n paar druppels loog en 'n bietjie gelatien by te voeg, maar dit het die uitflok alleen 'n tydjie uitgestel, nie lang genoeg om eers die nodige metinge aan die gekleurde emulsie te maak nie. Die kleurstof is nietemin pragtig om aluminiumoksied mee te kleur, daar aluminiumoksied te swak alkalies is om die kleurstof aan te tas, wat wel deur sterkere alkaliese stowwe aangetas word, en die kleurstof en emulsie is altwee basies.

Dit het eksperimenteel geblyk dat aluminiumoksiedemulsies, wat met nigrosine gekleur is, vir weke lang opties bestendig bly.

Om die mastiksemulsies te kleur, is gebruik 'n suur kleurstof, naamlik suur fuchsine. *) Emulsies wat hiermee gekleur is het weke lang opties bestendig gebly, wat ook te verwagte is weens die adsorpsie van die negatief gelade gekleurde ione deur die negatief gelade mastiksdeeltjies, ten opsigte van water. Die rooi kleurstof het 'n mienimum deurlating by 'n golflengte van ongeveer 535 $\mu\mu$, juis in die gebied waar die oog die gevoeligste is. Die verloop van deurlating met die golflengte is voldoende swak by die gebruikte golflengtes om klein persoonlike onnoukeurighede in die instelling op 'n gegewe golflengte nie 'n merkbare rol te laat speel nie. 'n Oplossing van 0,25 gram kleurstof per lieter gedistilleerde water het ná filtrasie 'n pragtige rooi oplossing gegee wat gedien het as moederkleurstof in al die eksperimente.

Hiervan was $\varkappa x = 35$ by $\lambda = 535\ \mu\mu$, d.w.s. sy verswakking is ongeveer 10^{-15}.

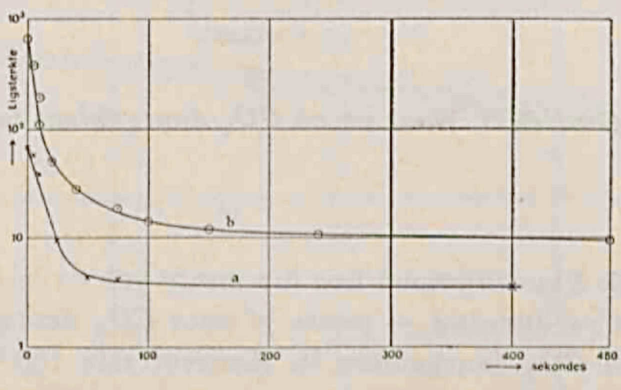
By verdunning met gedistilleerde water het dit geblyk dat die kleurstof nie die wet van Beer volg nie. As dit met baie verdunde of baie swak suur verdun word, soos by voorbeeld koolsuur, dan volg die kleurstof die wet van Beer egter wel. Daar moes dus tussen die uitflok van die mastiks aan die een kant en die onreëlmatige afwykinge van die kleurstof van die wet van Beer aan die ander kant gestuur word, deur kooldioksied vir 5 minute deur elke laag wat suurfuchsine bevat, te borrel

*) Ek dink hier dankbaar aan professor H. R. Kruyt wat my gehelp het in die soek na 'n geskikte kleurstof.

net voor die meting en dit dan lugdig af te sluit. Die kooldioksied ontstaan in 'n Kipps-toestel deur die reaksie van soutsuur op marmer, en dit word dan deur water geborrel om die gas van soutsuurdamp te bevry.

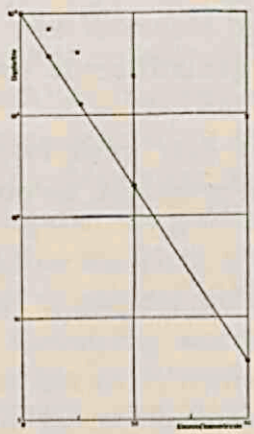
Dit het geblyk dat 5 minute voldoende is vir die deurblaastyd. Krommes *a* en *b* van grafiek 2 is verkry van oplossinge wat gemaak is deur 300 ksm. kleurstof van absorpsiekoëffisiënt 5,4 te verdun met 20 ksm. gedistilleerde water en loog van 0,02 *N* respektiewelik.

Die krommes wys dat daar geen loog in emulsies wat later gekleur moet word, moet wees nie, en ook dat 5 minute voldoen-



*Grafiek 2. Die nodige deurblaastyd vir mienimum deurlating van 'n suurfuchsine-oplossing.**(bls. 36)

de is vir deurblaastyd van CO_2 voor die metinge. Die verskynsel is vir meer as 1½ uur gevolg, en na die tyd was die deurlating nog byna gelyk as nà 5 minute — alhoewel die ewewig dus asimptoties bereik word, is die helling na 'n kort tydjie baie klein. Verder was die verandering van die absorpsiekoëffisiënt van die kleurstof vir 'n styging van temperatuur van 17° tot 30° te klein om te meet.



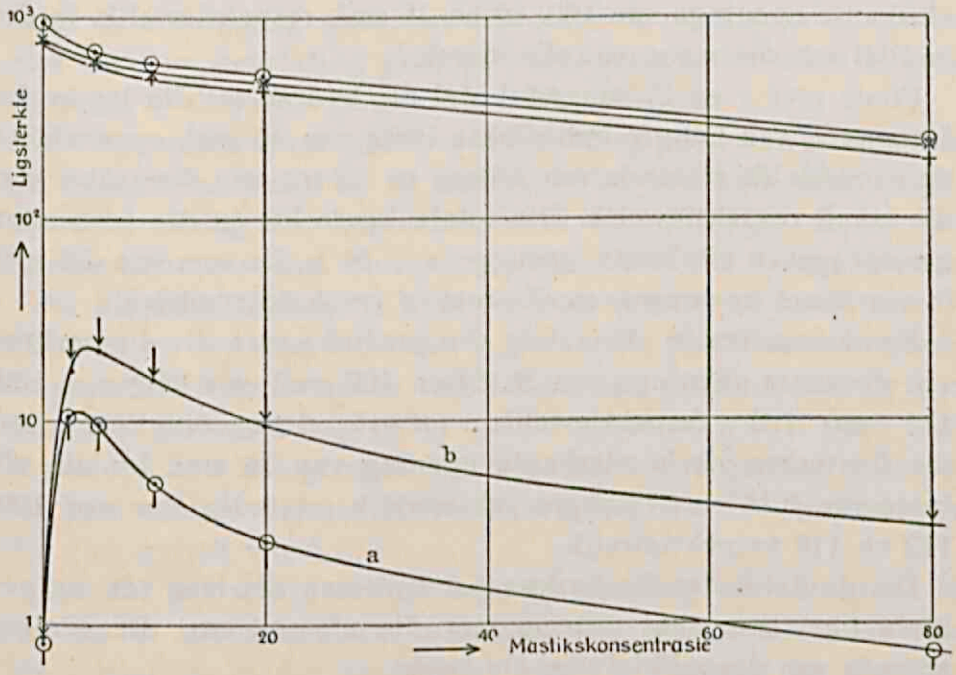
Grafiek 3. Voor en ná CO_2 deurgeblaas is.

In grafiek 3 is aangetoon hoe die punte val vir 'n fuchsine-oplossing met verdunning — punte × voor CO_2 deurgeblaas is en punte ⊙ ná CO_2 deurgeblaas is. Konsentrasie 100 het omtrent 0,075 gram fuchsine per lieter bevat; die kuvettedikte was 3 sm., en die metinge het by 'n golflengte van 535 $\mu\mu$ geskied.

*) Dit het later geblyk dat die oorsaak dat punte vir korter deurblaastye as omtrent 20 sekondes in die algemeen te hoog val, te wyte is aan 'n onvolledig reaksie tussen die CO_2 en die fuchsine. Die reaksie tussen die twee is pas enige minute na die deurblaas van CO_2 uitgewerk.

§ 8. *Randeffekte.*

Wanneer formules vir oneindig uitgestrekte lae toegepas word aan metinge van die lig wat uit verstrooiende lae tree, spesiaal wanneer die verstrooide lig die hoofrol speel, moet daarvoor gesorg word dat die oppervlakte van die beligte laag so groot is dat foute, wat uitgedruk as 'n persent van die deurlating randeffekte genoem kan word, ten gevolge van ligverliese aan die rande van die laag, verwaarloosbaar is. Die nodige oppervlakte hiervoor hang van die egte dikte van die laag af, en is kleiner vir dunner lae. Hierteenoor staan egter die nadeel dat ons met 'n gegewe konsentrasie tevrede moet wees met 'n kleiner maksimaal optiese dikte. As die laag nie voldoende uitgestrek



Graf. 4. Randeffekte.

is nie, kan die randeffekte wel verminder word deur die rande te versilwer, maar dit was egter nie nodig in die waarneminge met 'n kuvet van 10 sm. $\times$ 10 sm. $\times$ 1 sm. nie, daar lae wat selfs meer as voldoende opties dik was, deurgemeet is sonder enige las van randeffekte.

Die toets vir randeffekte het op die volgende manier geskied. Uit 'n vierkante stuk swart karton van 10 sm. rand is 'n vierkant van oppervlakte 60 sm^2. uitgesny, en hieruit weer een van 36 sm^2. Die uitsny en plak van die papiere aan die wand van die kuvet aan die kant van die invallende lig het op so 'n manier geskied dat alle ooreenstemmende rande parallel en ewe ver van mekaar is.

Daar is dan metinge uitgevoer aan emulsies waarvoor σ = 0,79 in 'n kuvet van 1 sm. dikte.

Punte in grafiek 4 met $\odot$, $\times$ en $+$ respektiewelik angedui is verkry uit metinge aan die emulsies met diffuus beligting van vierkante openinge van 100, 60 en 36 sm^2. respektiewelik, in die middel van die wand van die kuvet.

Punte met $\dot{+}$ en $\dot{\bigcirc}$ aangedui stel die bydrae tot die lig in die fotometer, van beligte onbeplakte lyste van 40 sm^2. oppervlakte op gemiddelde afstande van 3,5 sm. en 4,2 sm. van die senter van die wand respektiewelik. Die totale ligsterkte in die fotometer gemeet met 'n vierkante opening $(a + b)$ is die som van dié met 'n vierkante opening a en dié met 'n lys b daaromheen.

By konsentrasie 20 (sien die grafiek) was die ligsterktes vir vierkante openinge van 36, 60 en 100 sm^2. eweredig met 100, 111 en 121 respektiewelik, terwyl deur optelling van die ligsterkte vir 'n vierkante opening van 36 sm^2. by dié vir lyste van 0,24 en 64 sm. respektiewelik eweredig was aan 100, 112 en 118 respektiewelik.

Dis duidelik dat die bydrae per sm^2. van die laag tot die gemete ligstroom snel afneem met die afstand van die eersgenoemde van die middel van die kuvet.

Verder wys die grafiek dat die randeffekte, spesiaal vir dik lae, byna konstant is, daar die krommes wat die bydrae van die lyste voorstel omtrent ewewydig met dié van die vierkante openinge loop. Tenslotte wil ons opmerk dat wanneer daar ook absorpsie in die laag teenwoordig is, die randeffekte baie kleiner sal wees as met 'n suiwer verstrooiende laag.

Ons kan dus veilig aanneem dat die feite vir 'n oneindig uitgestrekte laag goed benader word met gebruik van die kuvet van die gegewe afmetinge.

§ 9. *Die behandeling van melkglaslae.*

Die eindformules is toegepas op verskillende soorte melkglasplate en ook aan skywe van argenta-ballons van Philips, en ballons wat in Leerdam vervaardig is. Die optiese kontak tussen die lae is in die algemeen verkry deur seder-olie of canadabalsem tussen die plate of skywe te pers. Wat betref die dikte van die plate en ook van die glas van die ballonskywe, moet 'n mens baie versigtig wees om die dikte te meet presies op die plek waar sy deurlating gemeet word, want hulle dikte is lang nie orals in dieselfde plaat of bol dieselfde nie.

Dit was nodig om die ballons willekeurig op te kan sny sonder die gevaar dat hulle op 'n ander as die bedoelde plek kraak. Die behandeling van Leerdam-ballons was moeiliker as dié van Philips-ballons weens die geringe dikte van die eersgenoemde.

Ná die hals afgesny is deur 'n kras daarom te maak met 'n diamant, en die kras dan teen 'n gloeiende, elektries verwarmde draad te rol, het die opsny van die ballon geskied deur 'n bars langs die gewenste weg te lei met 'n glasstaaf wat 'n punt soos 'n potlood het. Die glaspotlood moet *net* warm genoeg wees om die bars stadig voort te sit in die rigting waarin die punt oor die glas getrek word.

Dit was ook nodig om 'n vierkante opening van 10 sm. $\times$ 10 sm. in 'n melkglasplaat te maak. Dit het gebeur deur vier klein gaatjies in die vier hoeke van die vierkant op die glas geteken te boor, dan 'n groot gat in die middel daarvan en dan weer vier wat grens aan die middelste en aan die vier kleintjies in die hoeke. Ná dit gedoen is, is krasse gemaak tussen die klein gaatjies, en die orige stukke uitgetrek om die vierkante opening te gee. Die hoeke is toe bygewerk met 'n amarilstaaf.

Die gate is geboor deur nat amaril in die rondte mee te laat sleep deur 'n koper buis wat met 'n sagte veer deur die boormasjien teen die glas gedruk word.

§ 10. *Die mikroskoop en die sentrifuge.*

Die gemiddelde grootte van die deeltjies is geskat met 'n mikroskoop van Zeiss en telkamer op die gewone manier. Dis ook in sommige gevalle gemeet met donkerveld-beligting. Die grootte van die deeltjies was in die algemeen van die orde van $0{,}25\,\mu$. In verskillende soorte melkglas is die grootte van die deeltjies ook geskat met okulêrskaal en mikrometerskaal, en dis in die algemeen gevind dat hulle straal lê tussen $0{,}2\ \mu$ en $0{,}5\ \mu$. Splintertjies glas word fyn gemaal en op 'n mikroskoopglas gesit; dit word dan bedek met olie en met 'n dekglas, en hulle word met die olie-immersie-objektief bekyk.

Die grootte van die deeltjies in dieselfde stuk glas of in dieselfde emulsie is baie onreëlmatig gevind. 'n Verskeidenheid van die orde van 'n faktor 4 in die straal kon in die algemeen as 'n skatting vasgestel word.

Poginge om deeltjies waarvan die grootte tussen twee grense lê te sorteer deur middel van 'n sentrifuge,* op die metode van *Perrin* (31), het misluk. 'n Paar baie gekonsentreerde mastiksemulsies is behandel met 'n sentrifuge van inhoud 4 lieter, straal 20 sm. en 3000 omwentelinge per minuut, vir periodes van die orde van tien uur.

Omdat die uitgesentrifugeerde deeltjies aan mekaar vaskoek, was dit nodig om 'n bietjie gelatiene en 'n paar druppels loog by te voeg, en omdat die emulsie so lang goed moes bly, moes daar 'n bietjie thymol bygevoeg word om die bederf van die

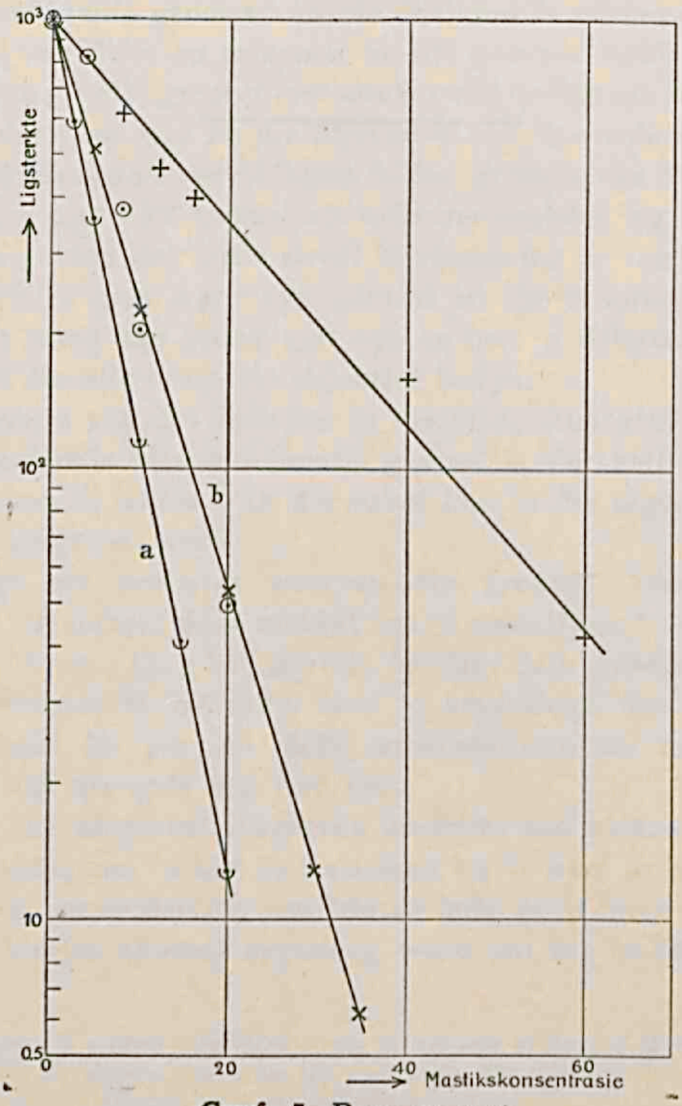
*) Hier moet 'n woord van dank gerig word aan professor N. Schoorl, aan professor W. E. Ringer, en aan hul assistente vir die hulp in die poginge waarby twee sentrifuges deur oorbelasting losgeruk is.

gelatien in die loog teen te werk. Dit het egter geblyk dat weens die klein neerslag ná die lange tyd (21) - wat miskien veroorsaak word deur die klein verskil in digheid van mastiks en water — weens die aantal kere dat daar gesentrifugeer moes word om deeltjies groter dan 'n seker limiet oor te hou, weens die onbestendigheid van die emulsies, die metode vir die behandeling van groot hoeveelhede mastiksemulsie wat vir 'n lange tyd ná die sortering opties goed moet bly, nie gebruik kan word nie.

HOOFSTUK II.
DIE METINGE EN DISKUSSIE DAARVAN VIR OPTIES DUN LAE.

§ 1. *Die wet van Beer vir variasie van konsentrasie en laagdikte.*

Die vernaamste resultate in die geval van dun lae is met 'n parallel invallende bundel verkry. Dit blyk eksperimenteel dat die wet van Beer geld met variasie van konsentrasie en laagdikte nes in die geval van absorpsie, en verder dat die invloed



Graf. 5. Beer se wet.

van 'n absorberende laag op die deurvallende bundel presies dieselfde is wanneer die laag voor, ná of gemeng met die verstrooiende laag is.

Laat ons 'n paar grafieke bekyk. Grafiek 5 kan as volg toegelig word. Punte ⊙ en + dui metinge aan met 'n kuvet van 2 sm. dikte, en die bybehoorende konsentrasies is verkry deur verskillende volumes alkoholiese mastiksoplossing tot dieselfde volume op te maak met gedistilleerde water; terwyl die punte met × en ◡̣ aangedui behoor aan metinge met kuvette van 2 sm. en 3 sm. dikte respektiewelik, aan emulsies wat verkry is deur dieselfde emulsie tot verskillende konsentrasies te verdun met gedistilleerde water. Die twede manier van verdunning is ongetwyfeld die beste. Die feit, dat *a* en *b* regtes is, toon verder aan dat die deurlating van die emulsies as 'n eksponensiaalfunksie van die konsentrasie geskryf kan word; terwyl dat die absisse in die verhouding is van 2 tot 3 wys dat verandering van laagdikte op dieselfde neerkom as verandering van konsentrasie. Ons kan dus skryf $I = I_0 \, e^{-\sigma x}$ waarin I die deurgelate ligstroom is, I_0 die invallende ligstroom (of deurgelate ligstroom met konsentrasie $= 0$), x die produk van konsentrasie en laagdikte, terwyl σ die verstrooiingskoëffisiënt genoem kan word, wat van die skaal van konsentrasie en laagdikte afhang vir sy numerieke waarde.

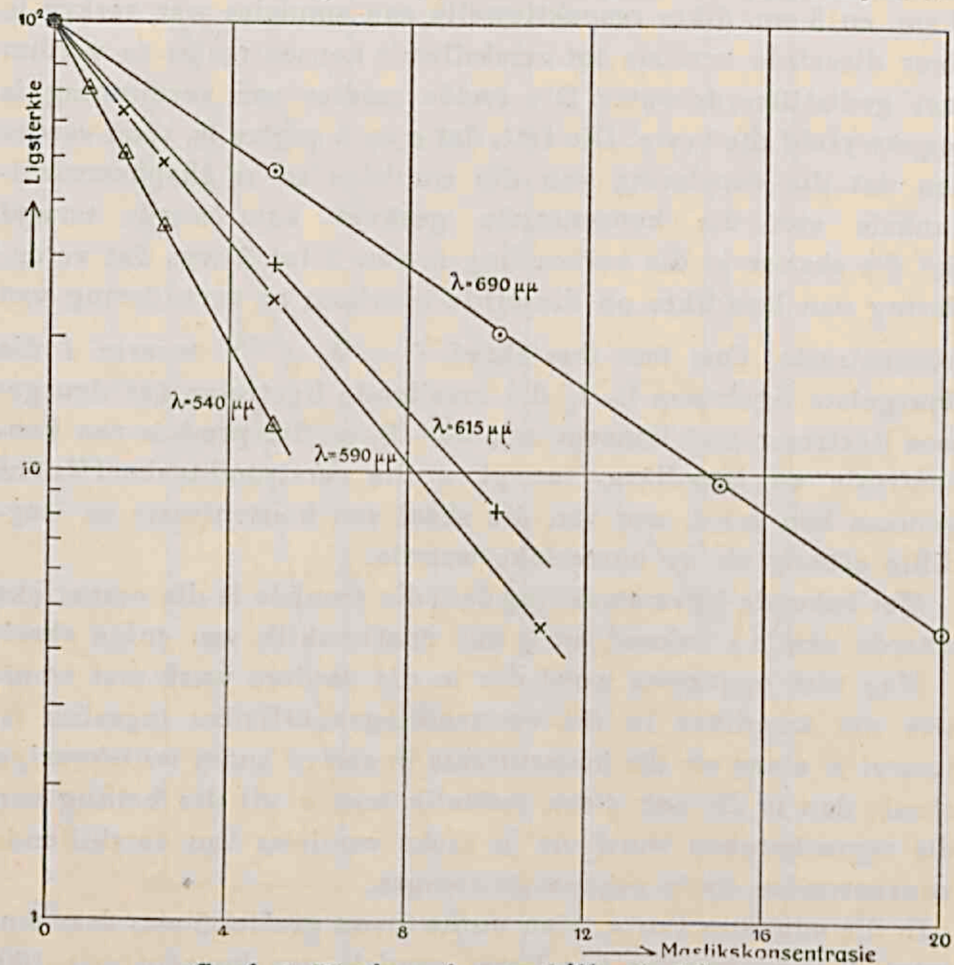
Met bekende ligverswakking deur die emulsie is die numerieke waarde van σx bekend en is dus onafhanklik van enige skaal.

Mag hier opgemerk word dat in die verdere werk met emulsies die laagdikte in die verstrooiingskoëffisiënt ingesluit is, terwyl x staan vir die konsentrasie in een of ander willekeurige skaal; dan is dit ook direk duidelik hoe σ uit die helling van die regte bereken word vir 'n reeks emulsies van verskillende konsentrasies, by 'n gegewe golflengte.

In die emulsies van *a*, *b* en punte ⊙ van grafiek 5 was daar omtrent 3 gram mastiks per lieter emulsie van konsentrasie 100, terwyl die alkoholiese mastiksoplossing 25 gram mastiks per lieter bevat het. Die metinge het geskied by 'n golflengte van 690 $\mu\mu$ met termosuil, galvanometer en monokromator soos in opstelling *A* aangegee. Met dieselfde opstelling is toe dieselfde emulsies deurgemeet, met die kuvet van 2 sm. dikte, by vier verskillende golflengtes, waarvan die resultate in grafiek 6 uitgesit is.

§ 2. *Die variasie van die verstrooiingskoëffisiënt met die golflengte.*

Volgens *Rayleigh* (34) kan die variasie van die verstrooiingskoëffisiënt met die golflengte vir lae met baie klein deeltjies uit-

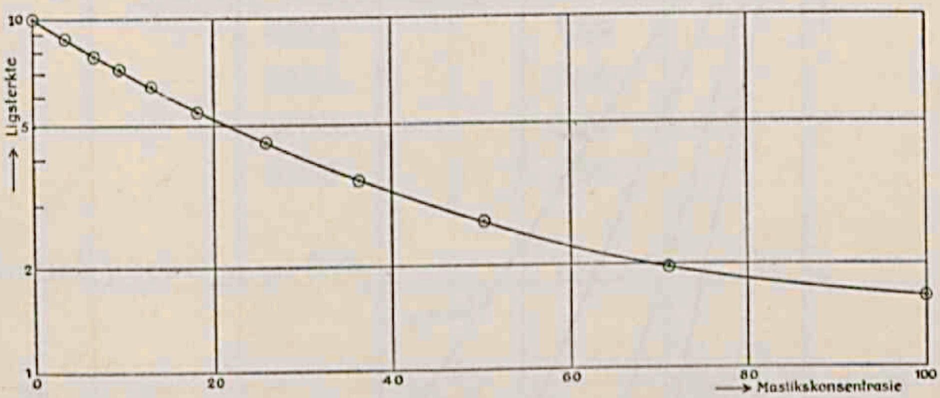


Graf. 6. Metinge in verskillende kleure.

gedruk word deur te skryf $\sigma x = \frac{s\,x}{\lambda^4}$, waarin x 'n konstante is. Met groter deeltjies is dit egter onjuis; maar laat ons skryf $\sigma x = \frac{s x}{\lambda^n}$, waarin n ook konstant is. (2), (9).

Dit blyk eksperimenteel dat die feite hierdeur goed beskryf word al is die grootte van die deeltjies in die emulsie glad nie gelykmatig nie (sien grafiek 9). Met *konstante* verswakking is die waarde van σ omgekeerd eweredig met dié van x vir die verskillende golflengtes, en ons kan skryf $\log x = n \log \lambda +$ 'n konstante. Die waarde van n is 3,8 in die geval van van grafiek 6.

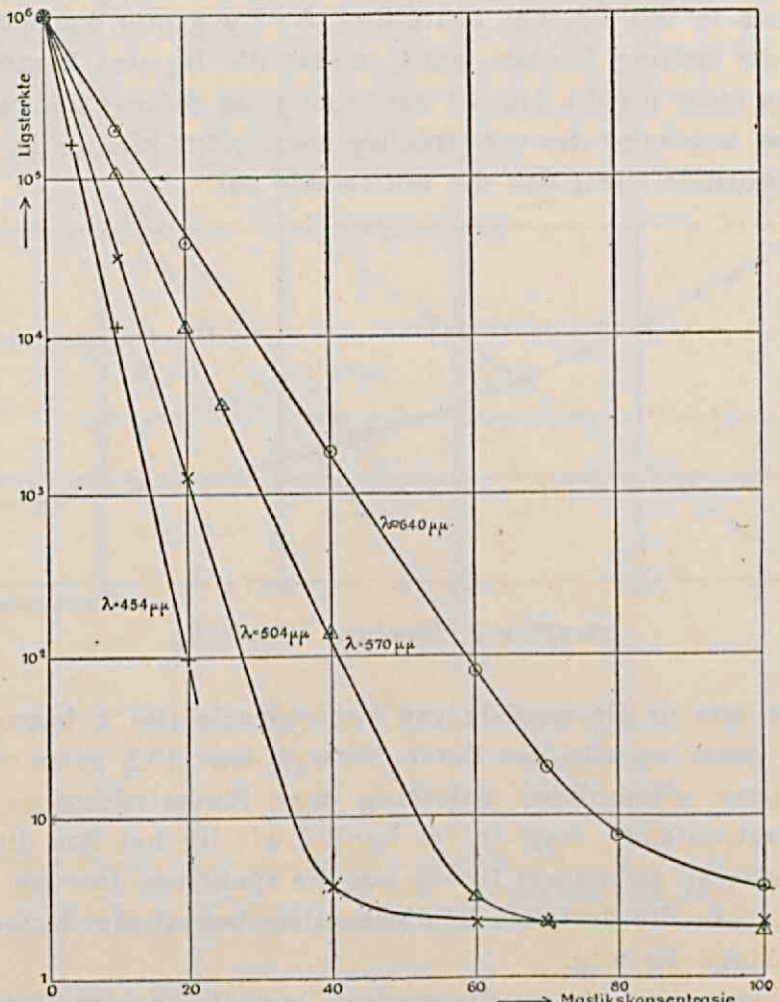
In grafiek 7 is die resultate uitgesit van metinge aan mastiksemulsies in wit lig, met opstelling A. By groter konsentrasies gaan die helling kleiner word, omdat die lig van korter golflengtes meer uit die bundel verstrooi is as dié van langer golflengtes waarvoor die verstrooiingskoëffisiënt kleiner is, en die laasgenoemde speel dan die oorweënde rol.



Grafiek 7. Metinge in wit lig.

Daar was in die emulsie van konsentrasie 100 'n hoeveelheid van 2 gram mastiks per lieter, terwyl daar 15,5 gram mastiks per lieter alkoholiese oplossing was. Kuvettedikte = 2 sm. 'n Verstrooiende laag in 'n bundel wit lig het dus dieselfde effek daarop as 'n soort ligwig oor die spektrum daarvan, en die grootte van die deeltjies in die emulsie bepaal die verloop van dikte langs die wig.

Ons gaan nou oor tot die metinge met die spektraalfotometer waarmee die intensiteitsbereik in die sigbare gebied baie groter is as met termosuil en galvanometer. Hiermee is emulsies wat ontstaan deur die uitgiet van 'n alkoholiese oplossing van 41,5 gram mastiks per lieter en wat 4,15 gram mastiks per lieter emulsie bevat in kons. 100, deurgemeet, met 'n kuvet van 3 sm. diktę, en die resultate is in grafiek 8 uitgesit. Die waarde n = 3,1 is hier gevind. Die noukeurigheid waarmee 'n mens met die fotometer kan instel vir gelyk helder velde, is dus voldoende vir praktiese doele.



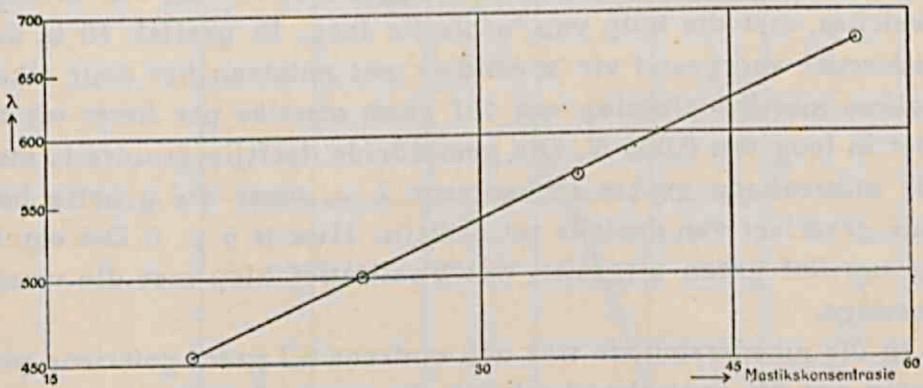
Grafiek 8. Gebruik van die fotometer.

Deur die uitgiet van meer gekonsentreerde oplossinge ontstaan emulsies met kleiner waardes van n, wat aantoon dat hulle groter deeltjies bevat. Grafiek 9 wys by voorbeeld die regte vir die bepaling van n met die gegewens van tabel 2, wat verkry is van die grafiese voorstelling (nie gewys nie) van metinge aan emulsies waarvan konsentrasie 100 'n hoeveelheid mastiks van 6,3 gram per lieter bevat het, terwyl die alkoholiese oplossing 86,0 gram mastiks per lieter bevat het. Die dikte van die kuvet was 3 sm.

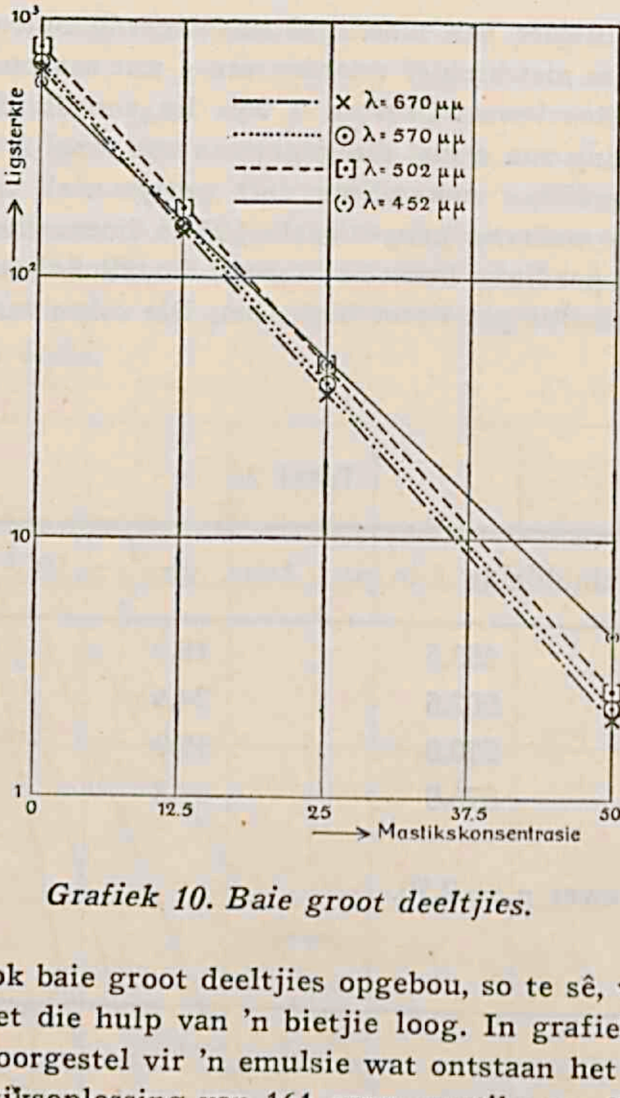
Tabel 2.

Gemiddelde λ in $\mu\mu$	kons. vir $\frac{I}{I_o} = 10^{-3}$
453,5	18,9
502,5	24,6
570,0	35,0
676,0	54,8

Grafiek 9 lewer $n = 2{,}70$.



Grafiek 9. Variasie van σ *met* λ.



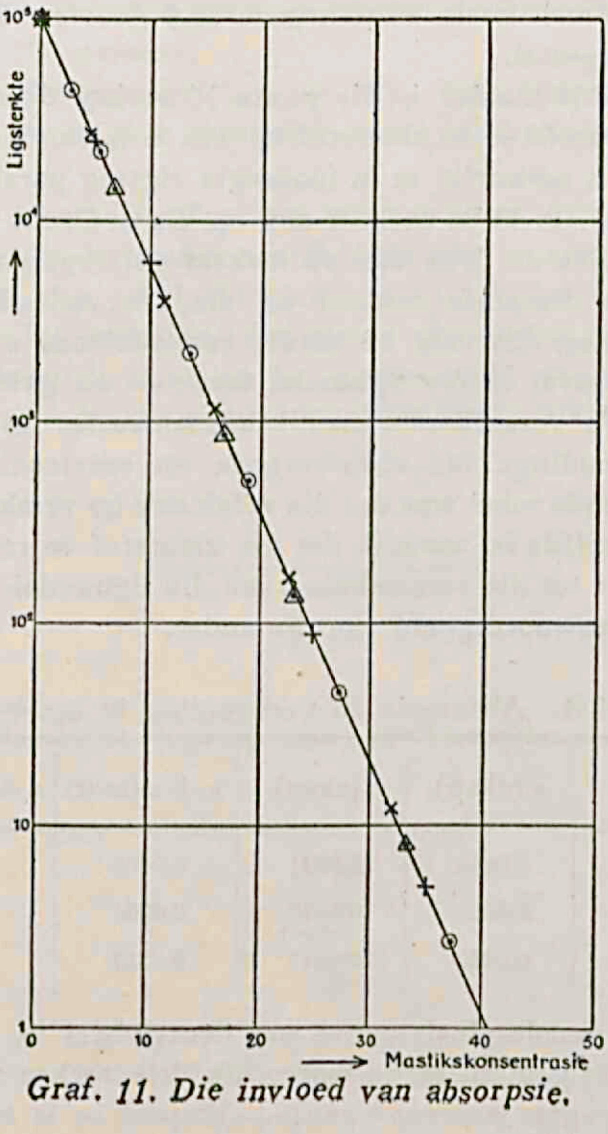
Grafiek 10. Baie groot deeltjies.

Daar is ook baie groot deeltjies opgebou, so te sê, van kleiner deeltjies, met die hulp van 'n bietjie loog. In grafiek 10 is die uitkomste voorgestel vir 'n emulsie wat ontstaan het deur alkoholiese mastiksoplossing van 161 gram mastiks per lieter uit te giet in loog van 0,005 *N*. Die gemiddelde deeltjiesgrootte is met die mikroskoop geskat op omtrent 2 μ, maar die grootte het baie gevarieer van deeltjie tot deeltjie. Hier is $n = 0$. Die emulsie het dof groen uitgesien wat kwalitatief klop met die waarneminge.

In die moederemulsie was ook omtrent 0,2 gram gelatiene per lieter wat die aanmekaarkoek van die groot deeltjies verminder (want hulle sak ná 'n tyd almal op die bodem) en daar was ook omtrent 20 ksm. thymol teenwoordig om die broei van kieme teen te werk. Kan dit op een of ander manier die oorsaak wees van die afwyking in die geval van $\lambda = 452\ \mu\mu$?

§ 3. *Die samewerking van absorpsie en verstrooiing.*

Die metinge vir grafiek 11, wat by 'n gemiddelde golflengte van 535 $\mu\mu$ geskied het, is gemaak aan emulsies wat almal deur verdunning van dieselfde moederemulsie ontstaan het, met water



Graf. 11. Die invloed van absorpsie.

en 'n kleurstof, naamlik suur fuchsine. Die punte met + voorgestel is vir die ongekleurde mastiksemulsies, waarvan die mees gekonsentreerde van die reeks 100 genoem is. Toe is by 200 ksm. van ieder emulsie van die reeks 75 ksm. gedistilleerde water en 25 ksm. fuchsine van $\varkappa x = 18{,}0$ bygevoeg en weer deurgemeet. Die maksimum konsentrasie is nou genoem $66{,}\dot{6}$ en die metinge is met △ aangedui. By 250 ksm. van ieder van dié emulsies, weer, is 25 ksm. kleurstof en 25 ksm. gedistilleerde water bygevoeg en die maksimum konsentrasie 55,5 genoem. Die punte is met ⊙ voorgestel.

Op dieselfde manier is die punte × verkry deur 'n verdere byvoeging van 50 ksm. kleurstof by 250 ksm. van ieder emulsie.

Die lyne is natuurlik in 'n loodregte rigting parallel aan hulself verskuif tot hulle mekaar sny op die ordinaat van konsentrasie nul. Dat die lyne dan op mekaar val, wys dat die kleurstof presies dieselfde invloed op die deurvallende ligstroom het as wanneer dit voor of ná die verstrooiende stof in 'n afsonderlike kuvet in die ligbundel staan — dit geld dus eksperimenteel vir verskillende mastikskonsentrasies en vir verskillende verhoudinge van absorberende tot verstrooiende stof.

Die volgende tabel wys dat die effek ook by verskillende golflengtes dieselfde is, naamlik dat die kleurstof en mastiks afsonderlik bydra tot die verswakking van die ligbundel, onbeïnvloed deur die teenwoordigheid van die ander.

Tabel 3. Absorpsie en verstrooiing in opties dun lae.

λ	$\varkappa$ (eksp).	σ (eksp).	$\varkappa + \sigma$ (teor)	$\varkappa + \sigma$ (eksp).
498	0,0040	0,0721	0,0761	0,0760
537	0,0061	0,0640	0,0701	0,0710
578	0,0012	0,0545	0,0557	0,0557

Die drie moedervloeistowwe wat deurgemeet is, en deur verdunning met gedistilleerde water die drie reekse verder gegee het vir die regtes waarvan $\sigma, \varkappa$ en $(\varkappa + \sigma)$ bepaal is, is as volg berei.

1. 'n kleurstof (B) van 0,155 gram fuchsine per lieter is tot 0,1 van sy konsentrasie verdun met gedistilleerde water en sy konsentrasie dan 100 genoem.

2. 'n alkoholiese oplossing van 161 gram mastiks per lieter is uitgegiet in gedistilleerde water. 'n Emulsie(A)hiervan wat 0,225 gram mastiks per lieter bevat is toe met gedistilleerde water verdun tot 0,9 van sy konsentrasie per volume, en sy konsentrasie dan 100 genoem. .

3. Nege dele van A is gemeng met één deel van B en die konsentrasie is 100 genoem.

Soos die tabel aanwys, is $\varkappa$ van die reeks wat ontstaan deur verdunning van B, plus σ van dié van A, gelyk aan ($\varkappa + \sigma$) van dié van 3.

Dit skyn dus in die algemeen waar te wees, dat absorpsie en verstrooiing die ligbundel onafhanklik van mekaar verswak, al is 'n gedeelte van, of al, die kleurstofione geadsorbeer deur die mastiksdeeltjies, waardeur die gevolg getrek kan word dat die kleurstof dieselfde effek op 'n ligbundel het wanneer dit deur die deeltjies geadsorbeer is, as wanneer dit in die middestof is.

HOOFSTUK III.

TEORETIESE KONSIDERASIES VIR DIK LAE.

§ 1. *Algemene beskouinge.*

Laat ons 'n lamp met behulp van eenkleurige lig bekyk deur 'n wit emulsie, soos by voorbeeld mastiks. Die helderheid van die lampdraad is afhanklik van die konsentrasie van die emulsie en van die dikte van die kuvet.

Word nou die emulsie so afgeskerm dat alleen die direkte lig van die lamp die oog bereik, dan word die wet van Beer gevolg, as òf die laagdikte òf die konsentrasie van die emulsie verminder word (sien bls. 43). Die afskerming kan die beste bereik word met 'n opstelling volgens die beginsel van opstelling *B* (bls. 21). Daar val dan 'n parallel bundel deur die emulsie, wat dan op die spleet van die fotometer gefokusseer word. In die geval van verstrooiing kan ons dus praat van 'n verstrooiingskoëffisiënt (σ) nes ons kan praat van 'n absorpsiekoëffisiënt ($\varkappa$), en dan geld $I = I_0 e^{-\sigma x}$ nes $I = I_0 e^{-\varkappa x}$ waar I = direk deurgelate ligstroom, I_0 die invallende ligstroom en x die konsentrasie in een of ander skaal is.

Maar kom ons gaan nou meer gekonsentreerde emulsies deurmeet. Die verswakking volg altyd die wet van Beer tot 'n sekere konsentrasie bereik word — vir groter konsentrasies egter is die gemete ligstroom telkens sterker as dié wat ons van die wet verwag en die regte (op log. papier) wat die deurlating in afhanklikheid van die konsentrasie voorstel, gaan taamlik skerp afbuig tot hy byna parallel loop aan die as waarop die konsentrasie uitgesit is (sien graf. 8). Die plotselinge oormaat van lig is niks anders as die verstrooide lig nie wat nou 'n oorweënde rol begin te speel oor die swak beeldjie van die lamp, wat nog steeds die wet van Beer volg en sal bly volg tot oneindige konsentrasie toe.

Heel ru kan die feite so beskryf word. Die direk deurgelate lig is $I_0\, e^{-\sigma x}$ en die bedrag van die verstrooide lig $I_0\,(1-e^{-\sigma x})$. Laat ons 'n ru skatting maak van die breukdeel van die direk deurgelate en die verstrooide lig wat in die fotometerspleet val.

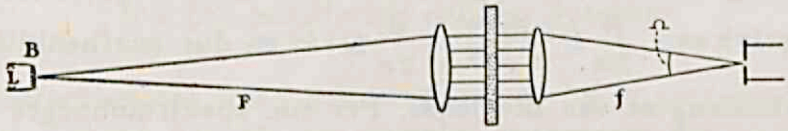


Fig 6.

Noem I_0 die ligsterkte per sm^2. wat op die kuvet val. Van die kuvet word egter effektief gebruik alleen die oppervlakte $f^2\Omega^2$ weens die eindige opening van die fotometer.

Die lig wat op die oppervlakte val, naamlik $I_0 \; f^2\,\Omega^2$, word deur die emulsie verswak tot $I_0\, f^2\,\Omega^2 e^{-\sigma x}$ en die laasgenoemde dien in sy geheel, ru gesê, tot die vorming van 'n beeldjie van lengte $L\,\frac{f}{F}$ en breedte $B\,\frac{f}{F}$ waarin L die lengte van die spiraal is, en B sy breedte.

Die spleet neem van 'n beeld in die algemeen die breukdeel

$$q = \frac{\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} i\,(l,b)\; db.\,dl.}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} i\,(l,b) db.\,dl.}$$

waar die integrale oor die beeld en spleet geneem word.

Die lengte van die spleet is l en sy breedte b.

Laat ons egter die geval behandel wat in die algemeen in ons eksperimentele werk voorgekom het, naamlik die beeldjie langer en dunner as die spleet. Dan is $q = \frac{l}{L\,\frac{f}{F}}$ vir praktiese doele, en die totale lig wat in die spleet val is $I_0\; f^2\,\Omega^2\, q\, e^{-\sigma x}$.

Per sm. spektrumhoogte (wat maatgewend vir die helderheid is) kry ons

$$\frac{I_0 f^2\,\Omega^2\, q}{L\, f/F}\; e^{-\sigma x} = e^{-\sigma x}\; \frac{I_0 f\, \Omega^2\, F}{L}$$

Nou die verstrooide lig. Noem A die ligsterkte per sm^2. wat na vore verstrooi word in alle rigtings.

Per eenheid van ruimtehoek is dit ongeveer $\frac{A}{2\pi}$ en dus is die bedrag wat van die oppervlakte $\Omega^2 f^2$ na die spleet verstrooi word gelyk aan $\frac{A}{2\pi} . \Omega^2 f^2 \frac{lb.}{. f^2} = \frac{A}{2\pi} \Omega^2 bl$ en dus onafhanklik van die fokuslengtes van die lense. Per sm. spektrumhoogte weer, is dit $\frac{A}{2\pi} \Omega^2 b$.

Die verhouding van die verstrooide lig wat in die spleet val, tot die direk deurgelate lig wat in die spleet val is dus

$$\frac{A}{I_0} . \frac{L\,b}{2\pi\, f F e^{-\sigma x}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 1$$

Die grootte A is maklik om te bereken. Volgens die teorie van *Schuster*,* uitgebrei soos in § 3 van hierdie hoofstuk, is dit gelyk aan $\frac{I_0(1-\beta+cn\beta)}{(1+cn\beta\sigma x.)}$ met die terminologie van § 3. Die differensiaalvergelykinge is gewoon dieselfde as vergelykinge 11 van § 4 met $\varkappa = 0$ gestel. Die grensvoorwaardes is ook dieselfde as dié van § 4. Die oplossing word egter vergemaklik deur die lede van die vergelykinge op te tel en van mekaar af te trek. Die laasgenoemde operasie gee $i - j = e^{-\sigma(x-x)} + A$, waar A 'n integrasiekonstante is. Ná gebruik van die grensvoorwaardes word $\varkappa = 0$ gestel in die uitdrukking vir i en die uitdrukking

$$i_u = \frac{I_0(1-\beta+cn\beta)}{1+cn\beta\sigma x} \text{ volg direk.} \quad . \; . \; . \; . \; 2$$

As ons in dié uitdrukking $e^{-\sigma x} = 1$ stel kry ons die verswakking (V), dit wil sê, die gemete ligsterkte met verstrooiende laag, gedeel deur die gemete ligsterkte *sonder* verstrooiende laag.

Deur substitusie volg dan

$$V = \left(\frac{1-\beta+n\beta c.}{1+cn\beta\sigma x}\right) \frac{L'b}{2\pi f^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; , \; 3$$

waar L' die lengte van die beeld is.

* l. c.

Nou gaan ons ons 'n bietjie in die teoretiese beskouinge verdiep, nie alleen van die deurgelate lig nie maar ook van die terugverstrooide lig in gevalle waar absorpsie ook teenwoordig is.

§ 2. *Die benadering volgens Schuster.*

*Schuster** het die vraagstuk aangepak ná hy 'n paar vereenvoudiginge gemaak het. Hy het naamlik aangeneem dat 'n deeltjie ewe veel lig in alle rigtings verstrooi, dat die koëffisiënt dus isotroop is. In sy behandeling is ook veronderstel dat die invallende lig so volkome diffuus is dat dit die kosinus-wet gehoorsaam, en dat die rigtingsverdeling deur die hele laag onveranderd bly.

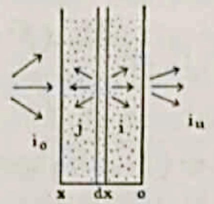


Fig. 7.

Sy absorpsie- en verstrooiingskoëffisiënte is stilswygend gedefinieer in die vergelykinge wat verkry is deur die toename van i en j te beskou oor 'n oneindig klein afstand d_x; hul is naamlik

$$\left.\begin{aligned} di &= \frac{\overline{\sigma}}{2}\, i\, dx - \frac{\overline{\sigma}}{2}\, j\, dx + \overline{\varkappa}\, i\, dx \\ dj &= \frac{\overline{\sigma}}{2}\, i\, dx - \frac{\overline{\sigma}}{2}\, j\, dx - \overline{\varkappa}\, j\, dx \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \; 4$$

waarin i die deurvallende, en j die terugkerende ligstroom is, terwyl $\overline{\varkappa}$ en $\overline{\sigma}$ die absorpsie- en verstrooiingskoëffisiënte respektiewelik is. Die grensvoorwaardes van die geval is:

$$\left.\begin{aligned} &\text{Vir } x = \mathrm{x} \text{ is } i = i_0 \\ &\text{Vir } x = 0 \text{ is } j = 0 \end{aligned}\right\}$$

* l. c.

As nou $i = Ae^{mx}$ en $j = Be^{mx}$ gestel word, lewer die substitusie daarvan in vergelyking 4,

$$\begin{vmatrix} \left(\bar{\varkappa} + \frac{\bar{\sigma}}{2} - m\right), & \left(-\frac{\bar{\sigma}}{2}\right) \\ \left(\frac{\bar{\sigma}}{2}\right), & -\left(\bar{\varkappa} + \frac{\bar{\sigma}}{2} + m\right) \end{vmatrix} = 0$$

Die twee waardes van m wat hieruit volg, gee twee waardes van A en twee van B, waarmee die vergelykinge 4 opgelos is.

Met behulp van die grensvoorwaardes word die uitdrukkinge vir i en j verkry.

Stel nou $x = 0$ in die uitdrukking van i, en dan volg

$$i = i_u = \frac{2fi_o}{(f+a)e^{f\mathrm{x}} + (f-a)e^{-f\mathrm{x}}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 5$$

Vir $x = \mathrm{x}$ word $j = j_u = \dfrac{2i_o\,(f^2 - a^2)\,\{e^{-f\mathrm{x}} - e^{f\mathrm{x}}\}}{\bar{\sigma}\{(f+a)e^{f\mathrm{x}} + e^{-f\mathrm{x}}(f-a)\}}$

waarin $f = \sqrt{\bar{\varkappa}\,(\bar{\varkappa} + \bar{\sigma})}$ en $a = \left(\bar{\varkappa} + \frac{\bar{\sigma}}{2}\right)$

Wanneer x so groot is dat $e^{f\mathrm{x}} \gg e^{-f\mathrm{x}}$ word

$$i_u = \frac{2fi_o\,e^{-f\mathrm{x}}}{(f+a)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 6$$

$$\text{en } j_u = \frac{2i_o\,(a-f)}{\bar{\sigma}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 7$$

Ná 'n sekere dikte neem log i_u dus lynvormig af met $f\mathrm{x}$, dit wil sê, met x wanneer alleen die laagdikte of konsentrasie gevarieer word. Darenteen bly j_u konstant ná 'n sekere produk van konsentrasie en laagdikte bereik is.

Die geval van 'n diffuus bundel wat op 'n laag val wat dit alleen verstrooi, is maklik om te bereken uit vergelijkinge 4 met $\bar{\varkappa} = 0$ gestel. Daaruit volg $i - j =$ konstant $= A$, en $i + j = \bar{\sigma}\,A\,x + B$, waarin B 'n konstante is. Met behulp van dieselfde grensvoorwaardes volg

$$i_u = \frac{2i_o}{\bar{\sigma}\,x + 2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 8$$

$$j_u = \frac{\bar{\sigma}\,x\,i_o}{\bar{\sigma}\,x + 2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 9$$

Met toenemende x word j_u dus konstant, terwyl i_u tot nul nader.

§ *3. Grondslag van die uitbreiding.*

Dis moontlik om die feite van die natuur beter te beskryf deur 'n paar begrippe in te voer wat die vergelykinge nie onoplosbaar maak nie. Ons kan eers 'n konstante c invoer wat die verhouding voorstel tussen die absorpsiekoëffisiënt vir 'n diffuus bundel en dié vir parallel lig wat loodreg op die wand van die laag inval. Die konstante sal alleen afhang van die rigtingsverdeling van die invallende bundel, en van die produk van die konsentrasie en die laagdikte, vir 'n absorberende laag; maar as daar ook verstrooiing teenwoordig is hang sy waarde o.a. ook van die grootte en vorm van die deeltjies af, en van die verhouding $\frac{\varkappa}{\sigma}$.

Maar laat ons eers absorpsie alleen beskou. In dié geval geld die volgende vergelyking

$$i_u = 2\pi i_o \int_o^{\frac{\pi}{2}} \sin\vartheta \cos\vartheta \, e^{-\varkappa \sec\vartheta . x} \, d\vartheta = 2\pi i_o \int_o^{\frac{\pi}{2}} \sin\vartheta \cos\vartheta \, e^{-c\varkappa x} \, d\vartheta$$

wanneer die invallende lig volkome diffuus is. Dus

$$e^{-c\varkappa x} = 2 \int_o^{\frac{\pi}{2}} e^{-\varkappa \sec\vartheta . x} \cos\vartheta . d(\cos\vartheta)$$

Stel $\cos\vartheta = t$ en $\varkappa x = t y$.

Die substitusie lewer ná 'n reeks integrasie

$$e^{-c\varkappa} = e^{-\varkappa x}\left(1 - \varkappa x\right) + \left(\varkappa x\right)^2 \int_{\varkappa}^{\infty} \frac{e^{-y}}{y} . dy$$

Met behulp van die tafels van *Jahnke* en *Emde* (13) is die volgende tafel verkry:

Tabel 4.

$\varkappa x$	c
0	2,00
0,5	1,63
1	1,52
2	1,40
3	1,34
∞	1,00

In die geval egter waar die invallende lig onder klein hoeke met die normaal op die wand groter is as die onder groot hoeke, is ieder waarde van c kleiner as in die tabel angegee vir die korresponderende waarde van $\varkappa x$; en wanneer die lig onder groot hoeke groter is as onder klein hoeke, is die waarde van c groter as dié in die tabel aangegee. 'n Absorberende laag kan beskou word as 'n invloed wat die rigtingsverdeling van die invallende lig verander op so 'n manier dat die lig onder klein hoeke sterker en sterker word ten opsigte van dié onder groot hoeke, hoe dieper die waargenome lig in die laag gedring het. Op dié manier kan die afnemende waarde van c met toenemende waarde van $\varkappa x$ verklaar word.

Maar wat is nou die invloed van 'n verstrooiende laag op die rigtingsverdeling van die uittreënde lig? Volgens *Spykerboer* word die rigtingsverdeling van die uittreënde lig uit 'n verstrooiende laag ook bepaal deur die laagdikte maal die konsentrasie tot 'n sekere bedrag van die produk bereik is. Vir alle groter waardes van die produk bly die rigtingsverdeling konstant. In die eksperimentele gedeelte van hierdie proefskrif is dit ook waargeneem, en dit blyk ook eksperimenteel dat die rigtingsverdeling van die uittreënde lig onafhanklik is van die rigtingsverdeling van die invallende lig.

Laat ons nou met *Schuster* vir 'n oomblikkie aanneem wat nie waar is nie, omtrent die rigtingsverdeling van die lig in lae wat dit ook verstrooi.

Dan kan ons vir ieder elementêr laagdikte skryf,

$$e^{-\overline{\varkappa}.dx} = 2\int_{o}^{\frac{\pi}{2}} \sin\vartheta \cos\vartheta .\ e^{-\varkappa \sec\vartheta\, dx}$$

wat na ekspansie lewer $\overline{\varkappa} = 2\varkappa$.

Op presies dieselfde manier volg dat $\overline{\sigma} = 2\sigma$.

Al val die lig volkome diffuus in, blyk dit tog dat die uittreënde lig onder klein hoeke groter is en dat die verhouding van die lig wat loodreg op die wand uittree tot dié wat parallel daarmee uittree, toeneem met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$, as die grootte van die deeltjies onveranderd bly. Dus is dit altyd waar vir deurvallende lig dat $c < 2$, in die geval dat die invallende lig onder groot hoeke met die normaal op die wand nie groter is as die onder klein hoeke nie. Die waarde van c is natuurlik presies dieselfde vir verstrooiing en absorpsie in dieselfde laag, want dit word alleen bepaal deur die rigtingsverdeling van die lig.

In die terugkerende lig is die intensiteit onder groot hoeke in die algemeen groter as die onder klein hoeke met die normaal, en dus word $c > 2$. (§ 6 van Hoofstuk VI)

In die vergelykinge is wel ingevoer die verskil tussen die koëffisiënte vir 'n diffuus en 'n parallel invallende bundel, en hul is $c\,\varkappa$ en $c\,\sigma$ in die eerste geval genoem, en $\varkappa$ en σ in die twede geval respektiewelik. Daar is egter nie in aanmerking geneem dat c ongelyk vir deurvallende en terugkerende lig is nie.

Laat ons nou 'n verdere uitbreiding oorweeg — maar eers moet die begrip van 'n stralingsfiguur ingevoer word. Beskou 'n deeltjie êrens in die laag. Die lig wat in een rigting op hom val, word in alle rigtings verstrooi en as ons in alle rigtings radius-vektori uitsit, waarvan die lengtes gelyk is aan die uitgestraalde energie in die rigtings word daar 'n figuur gevorm waarvan die snyding met 'n vlak deur die as, wat in die rigting van die invallende stroom lê, genoem word 'n stralingsfiguur.

Om nou weer terug te gaan na ons doel. *Schuster* neem wel onjuis aan dat die verstrooiing isotroop is, maar isotropie word tog taamlik goed benader in dik lae, waar ons te doen het met die gemiddelde van die stralingsfigure met asse in alle rigtings oor 'n halwe bol.

Verder verskil die stralingsfiguur nie veel van 'n sirkel nie in die geval van verstrooiing deur klein deeltjies — die uitstraling na vore en na agter is simmetries ten opsigte van die deeltjie *O* (fig. 8a).

Met groot deeltjies is dit heeltemal anders. Die uitstraling na vore is veel meer as na agter. Die stralingsfiguur sien daar in die algemeen uit sc$_0$s fig. 8b.

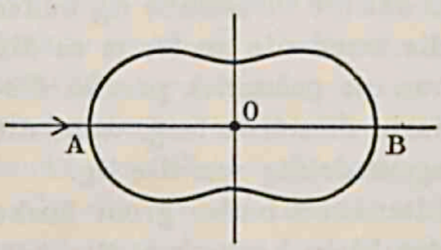


Fig. 8a.

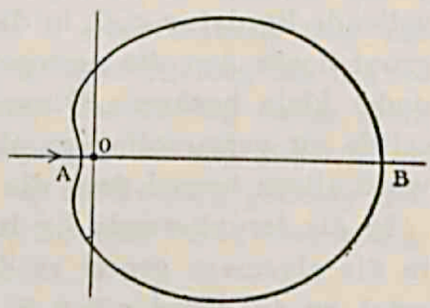


Fig. 8b.

Van die verstrooide lig word dus 'n gedeelte β na agter verstrooi, en 'n gedeelte $1-\beta$ na vore. Dit geld ook vir 'n parallel bundel wat op 'n elementêr lagie dx val. Met diffuus invallende lig word 'n groter breukdeel dan β na agter verstrooi, en dit kan genoem word $n\beta$, waar n afhang van die rigtingsverdeling van die invallende lig op die elementêr laag dx. Ons sien direk in dat $n\beta$ lê tussen $\frac{1}{2}$ en β. Die verskil in rigtingsverdeling van die deurvallende en terugkerende lig is in die uitbreiding gemakshalwe weer nie in aanmerking geneem nie, en die verstrooiing na agter word $n\beta$ genoem sowel vir die terugkerende bundel as vir die deurvallende, alhoewel dit inderdaad in die eerste geval groter is. Maar ja, dis ook maar 'n benadering wat selfs geen ag slaan nie op die feit dat c en n afhanklik is van die beskoude punt in die laag.

Ná invoering van die begrippe in vergelykinge 4 word hulle,

$$\left.\begin{aligned} di &= cn\beta\sigma\, i\, dx - cn\beta\sigma\, j\, dx + c\varkappa\, i\, dx. \\ dj &= cn\beta\sigma\, i\, dx - cn\beta\sigma\, j\, dx - c\varkappa\, j\, dx. \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 10$$

Omdat die vergelykinge dieselfde is as vergelykinge 4 met $\bar{\sigma} = 2cn\beta\sigma$ en $\bar{\varkappa} = c\varkappa$ gestel, is hul oplossinge dieselfde met verskillende betekenis van die simbole, en daarom is dit oorbodig om die oplossing van vergelykinge 10 weer oor te skryf. Die oplossing vir verstrooiing alleen bly ook dieselfde as daar staan met $\bar{\sigma} = 2cn\beta\sigma$.

Laat ons nou in dieselfde gees werk in die geval van 'n parallel invallende bundel.

§ 4. *Geval van 'n parallel invallende bundel.*

'n Parallel ligbundel van intensiteit I_0 wat op die laag inval, word verswak volgens die wet van Beer. Die gekombineerde effek van verstrooiing en absorpsie is saamgevat in die vergelyking $I = I_0 e^{(\varkappa + \sigma)(x - x)}$, wat die intensiteit voorstel ná die bundel 'n laagdikte $(x - x)$ afgelê het.

Beskouing van die lig deur i en j gewen oor 'n on-eindig klein afstand dx lewer,

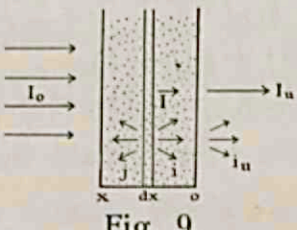


Fig. 9.

$$\left.\begin{aligned} di &= (\beta n c \sigma + c \varkappa)\, i\, dx - \beta n c \sigma j\, dx - (1-\beta)\, \sigma I_o\, e^{(\varkappa+\sigma)(x-\mathrm{x})} \\ dj &= \beta n c \sigma i\, dx - (c\varkappa + \beta n c \sigma) j\, dx + \beta \sigma I_o\, e^{(\varkappa+\sigma)(x-\mathrm{x})} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \; 11$$

As ons ter oplossing eers bereken die oplossing van

$$\left.\begin{aligned} \frac{di}{dx} &= ai + bj + pe^{kx} \\ \frac{dj}{dx} &= ei + dj + qe^{kx} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \; 12$$

deur as oplossing te probeer $\left.\begin{aligned} i &= A_1 e^{m_1 x} + A_2 e^{m_2 x} \\ j &= B_1 e^{m_1 x} + B_2 e^{m_2 x} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \; 13$

waarin A_1, A_2, B_1 en B_2 funksies van x is, vind ons dat die oplossing van die vorm is: $\left.\begin{aligned} i &= A e^{m_1 x} + B e^{m_2 x} + C e^{kx} \\ j &= D e^{m_1 x} + E e^{m_2 x} + F e^{kx} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \; 14$

Differensiasie van die oplossing 14 en gelykstelling van die koëffisiënte met dié van 12 gee $C = \frac{b}{(k-a)} \frac{ep + q(k-a)}{(k-d)(k-a)-eb} + \frac{p}{k-a}$ en ook F in terme van die konstantes van vergelykinge 12.

Verder word A, B, D en E gelewer in terme van C en F en die konstantes van vergelykinge 12 waarmee die probleem opgelos is.

Gelykstelling van die koëffisiënte in 11 en 12 gee die vergelykinge $a = c(n\beta\sigma + \varkappa) \ldots\ldots q = \beta\sigma I_o\, e^{-\mathrm{x}(\varkappa+\sigma)}$ en nà die substitusie hiervan in die oplossing van 12 kry ons vir $x = 0$.

$$i_u = \frac{\sigma I_o\, e^{-(\varkappa+\sigma)\mathrm{x}}}{\varkappa + \sigma - c\delta} \left[\beta^2 n c \sigma \varphi + \beta + 1\right] \left[1 - e^{\mathrm{x}(\varkappa+\sigma-f)} - \right.$$

$$\left. - \frac{(f - c\delta)(1 - e^{-2f\mathrm{x}})\, e^{(\varkappa+\sigma)\mathrm{x}}}{(f - c\delta)\, e^{-f\mathrm{x}} + (f + c\delta)\, e^{f\mathrm{x}}}\right] + \frac{\beta^2 n c \sigma^2 I_o\, e^{-(k+\sigma)\mathrm{x}} \varphi\, e^{f\mathrm{x}}(1 - e^{-2f\mathrm{x}})}{(f - c\delta)\, e^{-f\mathrm{x}} + (f + c\delta)\, e^{f\mathrm{x}})}$$

waarin $\varphi = \frac{\sigma(nc - 1) + \varkappa(c - 1)}{\varkappa^2(1 - c^2) + 2\varkappa\sigma(1 - \beta n c^2) + \sigma^2}$, $f = c\sqrt{\varkappa(\varkappa + 2n\beta\sigma)}$ en $\delta = n\beta\sigma + \varkappa$.

en vir $x = \mathrm{x}$, $j_u = \frac{I_o\,(f^2 - c^2\delta^2)}{(\varkappa + \sigma - c\delta)n\beta c}\left[\beta^2 n c \sigma \varphi + \beta - 1\right] \times$

$$\left[\frac{e^{f\mathrm{x}} - e^{-f\mathrm{x}}}{(f - c\delta)e^{-f\mathrm{x}} + (f + c\delta)e^{f\mathrm{x}}}\right] + \beta\sigma I_o\,\varphi - \frac{(2fe^{-\mathrm{x}(k+\sigma)})\,(\beta\sigma I_o\,\varphi)}{(f - a)\,e^{-f\mathrm{x}} + (f + a)\,e^{f\mathrm{x}}}$$

waarin φ, f en δ dieselfde betekenis het as in die uitdrukking vir i_u.

In die praktyk kan ons egter die uitdrukkinge 'n bietjie vereenvoudig as ons met dik lae werk. Dan is $e^{f\mathrm{x}} \gg e^{-f\mathrm{x}}$.

Verder is die absorpsie in tegniese melkglase in die algemeen klein vergeleke met die verstrooiing, en daardeur is $e^{(\varkappa + \sigma - f)\mathrm{x}}$ ook groot. Onder dié omstandighede is

$$i_u = \left[1 - \beta - \frac{\beta^2 n c \sigma\,[\sigma\,(n\,c - 1) + \varkappa\,(c - 1)]}{\varkappa^2\,(1 - c^2) + 2\varkappa\sigma(1 - \beta n c^2) + \sigma^2)}\right]\left[1 + \frac{f - c\,\delta}{f + c\,\delta}\right] \times$$

$$\frac{\sigma\,I_o\,e^{-f\mathrm{x}}}{(\varkappa + \sigma - c\delta)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 15$$

en dus van die vorm $i_u = A\,e^{-f\mathrm{x}}$, waarin vir 'n gegewe glassoort A 'n konstante is en x veranderlik.

Verder is $j_u = \frac{I_o\,(f - c\delta}{(\varkappa + \sigma - c\delta)\,n\beta c}\left[\beta^2 n c \sigma \varphi + \beta - 1\right] + \beta\sigma I_o\,\varphi$ . . 16

dus 'n konstante met variasie van laagdikte vir 'n gegewe glassoort.

Dis ook direk in te sien van eerste beginsele dat die waarde van j_u met groeiende x 'n konstante waarde moet aanneem.

Vergelyking van 15 met 6, verbeter soos op bladsy 61 aangetoon, lewer die interessante resultaat dat die afname van die totaal uittreënde straling ná 'n sekere laagdikte onafhanklik is van die rigtingsverdeling van die invallende lig.

Verder is op bls. 54 aangegee hoe die uittreënde lig bereken word vir 'n parallel bundel wat op 'n laag inval, wat dit alleen verstrooi en nie absorbeer nie. Van I_0 afgetrek lewer dit die terugkerende ligstroom, want die lig word alleen verstrooi en moet dus òf na vore of na agter uitkom. Dit is $j_u = \frac{I_o\,(\beta - n\,\beta\,c + n\,\beta\,c\,\sigma\,\mathrm{x})}{1 + n\,\beta\,c\;\sigma\mathrm{x}}$

Hier is dit ook waar nes in die geval van diffuus invallende lig dat met toenemende x die waarde van j_u konstant word, terwyl i_u tot nul nader, en die afname in die twee gevalle van die deurgelate lig is ook onafhanklik van die rigtingsverdeling van die invallende lig. Die uitdrukkinge vir diffuus en parallel bundels verskil maar met 'n konstante koëffisiënt.

§ 5. *Die formules vir die bepaling van $c\varkappa$ en $cn\beta\sigma$*

Tabel 5.

		i_u	j_u
Verstooiing alleen	Parallel invallende bundel	$\frac{I_o\,(1-\beta+cn\beta)}{1+cn\beta\sigma x}$. 17	18 . $\frac{I_o\,(\beta-n\beta c+n\beta c\sigma x)}{1+n\beta c\sigma x}$
	Diffuus „ „	$\frac{i_o}{1+cn\beta\sigma x}$ . . . 19	20 . . . . . . $\frac{i_o\,cn\beta\sigma x}{cn\beta\sigma x+1}$
Verstrooiing en absortsie	Pasallel invallende bundel	He^{-fx} . . . 21	22 . . . . P
	Diffuus „ „	$\frac{2fi_o e^{-fx}}{(f+a)}$ 23	24 . . . . $\frac{2i_o}{cn\beta\sigma}(a-f)$

H en *P* is taamlik ingewikkelde uitdrukkinge.

Soos die tabel aanwys, is die uitdrukkinge in die geval van 'n diffuus invallende ligbundel in die algemeen eenvoudiger as dié vir 'n parallel invallende bundel. In die eksperimentele werk blyk dit ook dat dit weens groter ligsterkte, gemak in verstelling van die apparaat, gerieflikheid in die opstelling ens., baie aangenamer is om met diffuus invallende lig te werk as met 'n parallel bundel.

Nou die uitdrukkings vir $c\varkappa$, en $cn\beta\sigma$ en $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$. Die formules wat deur vergelyking met vooraf bepaalde groottes die noukeurigste resultate gee, ontstaan uit kombinasies wat as volg opgeskryf kan word.

Ons noem $\frac{j_u}{i_o}=R=$ die terugkaatsing deur 'n oneindig dik laag, $c\varkappa=x$ en $2cn\beta\sigma=y$. Dan is $f=\sqrt{x(x+y)}$ en $a=(x+\frac{y}{2})$.

$$R_\infty = \frac{4(a-f)}{y} \text{ en kan geskryf word} = \frac{\sqrt{x+y}-\sqrt{x}}{\sqrt{x+y}+\sqrt{x}}$$

$$\text{waaruit volg } x = \frac{f(1-R)}{1+R} \quad \ldots\ldots \quad 25$$

$$\text{en } y = \frac{4fR}{1-R^2} \quad \ldots\ldots \quad 26$$

$$\text{en dus } \frac{x}{y} = \frac{(1-R)^2}{4R} \quad \ldots\ldots \quad 27$$

§ 6. *Toepassing van die teorie op ballons.*

Die teoretiese beskouings van vlak lae kan maklik toegepas word op die geval van 'n ballon as ons die volgende veronderstellinge maak.

1. Die spiraaltjie is presies in die senter van die bol.

2. Hy is baie klein, sodat sy absorpsie van die lig wat deur die wand terugverstrooi word, verwaarloosbaar is.

3. Die bolopppervlak is volledig — daar sit dus geen hals aan nie.

4. Die energie wat deur die glas geabsorbeer is, beïnvloed nie die temperatuur van die spiraal nie.

Die ligstroom val dus orals loodreg op die wand en is gelyk hierin met die geval van 'n parallel ligbundel wat op 'n vlak laag inval (§ 4). Hiervan laat die bol deur 'n bedrag i_1 terwyl j_1 terugverstrooi word. Die res word deur die glas geabsorbeer. Deur die simmetrie van die probleem val die terugverstrooide lig weer op die wand met *dieselfde* rigtingsverdeling waarmee dit terugverstrooi word. Hiervan laat die wand deur 'n bedrag i_2 en j_2 kom terug om weer op dieselfde manier op die wand te val, ens.

Laat ons $\frac{i_2}{j_1} = v$ en $\frac{j_2}{j_1} = w$ stel.

Die uitreënde ligstroom is dan $i_1 + v j_1 (1 + w + \ldots\ldots)$

$$= i_1 + \frac{v j_1}{1-w} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 28$$

Hieruit blyk, wat ons ook verwag, dat die straal van die bol geen invloed op die uittreënde ligstroom het nie.

Die verlore lig kan op dieselfde manier verkry word en is $IA+\frac{aj_1}{1-w}$, waarin I die intensiteit is van die lig direk van die spiraaltjie, A die geabsorbeerde breukdeel daarvan, en a die geabsorbeerde breukdeel van 'n ligbundel met die rigtingsverdeling van die terugverstrooide lig.

Met groottes van die orde van dié wat in die praktyk voorkom, naamlik $c=30$, $\varkappa=0{,}05$, $n\beta\sigma=0{,}5$, $n\beta=0{,}015$ en $\beta=0{,}0075$ kan eenvoudig deur substitusie gesien word dat die benadering $j_1=I\left(1-\sqrt{\frac{2\varkappa}{n\beta\sigma}}\right)$ geld vir dik lae. Verder is $w=\frac{a-f}{cn\beta\sigma}$ en $v=\frac{2fe^{-fx}}{(f+a)}$ volgens die teorie vir 'n diffuus invallende bundel.

Deur uitvoering van die substitusies in 28, waarin $i_1=He^{-fx}$ (sien § 4) met H onafhanklik van x, kry ons

$$\frac{\text{Uittreënde ligstroom van ballon}}{\text{uittreënde ligstroom van spiraal}}=He^{-fx}+\frac{\left(cn\beta\sigma-c\sqrt{2\varkappa n\beta\sigma}\right)2f.{}^{-fx}}{(f+a)(cn\beta\sigma-a-f)}$$

$$=Ne^{-fx} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 29$$

Dus die spoed van afname van die uittreënde lig is dieselfde wanneer die stof òf in die vorm van 'n oneindig uitgestrekte laag, òf in die vorm van 'n bol is met die ligbron in sy senter.

Natuurlik is die teoretiese beskouing maar 'n eerste benadering vir die praktyk, want behalwe die absorpsie in die glas moet rekening gehou word met b.v. die volgende:

1. 'n Gedeelte van die lig kom in die voet van die lamp tereg - die hoeveelheid hang natuurlik van die konstruksie van die lamp af.

2. Die spiraal absorbeer 'n breukdeel van die terugkerende straling. As die spiraal in die senter van die bol is, kan ons nu skryf vir die geabsorbeerde energie,

$$\frac{4\pi r^2 h.\left(\frac{b}{2}\right)}{2\pi r^2}\left(j_1+j_2+j_3+\;.\;.\;.\;.\right)=\frac{hbj_1}{1-w}$$ waarin h die absorpsievermoë is en b sy oppervlak.

3. Weens totale refleksie maak die baie skuin strale in die glas 'n omweg.

§ 7. *Diskussie van die term „Omwegfaktor".*

Gedurende die laaste jare word dikwels gewerk met die begrip „omwegfaktor", of soos dit in die Duitse literatuur genoem word, „wirksame Weglänge", van die lig in 'n verstrooiende laag (14) (24). Natuurlik word deur die uitdrukking bedoel, dat die liggolwe by aanwesigheid van die verstrooiende stof 'n langer weg in die laag aflê as wanneer hulle deur helder glas van dieselfde dikte gaan. Tog is dit van belang 'n skerpere bepaling te gee wat in ooreenstemming met die gewone spraakgebruik is, maar wat tewens die verband aangee met die hoër ingevoerde groothede.

Wanneer 'n diffuus ligbundel i_0, of 'n parallel ligbundel I_0 op 'n verstrooiende laag inval, en die verstrooide lig bestaan uit 'n ligbundel i_u na vore, j_u na agter, is 'n hoeveelheid $i_0-(i_u+j_u)$ of $I_0-(i_u+j_u)$ respektiewelik in warmte omgeset. Om dieselfde hoeveelheid lig te laat verdwyn deur absorpsie in dieselfde glas waarvan ons die verstrooiing weggeneem dink, sou dit by loodreg invallende lig 'n dikte ωx moet hê, in plaas van x.

Ons het dan die betrekkinge $i_0-(i_u+j_u)=i_0(1-e^{-c'\varkappa\omega x})$ en $I_0-(i_u+j_u)=I_0(1-e^{-\varkappa\omega x})$ respektiewelik, waar c' van die waarde van $\omega\varkappa x$ afhang.

Die omwegfaktor ω is dus bepaal deur $\frac{1}{c'\varkappa x}\log\frac{i_0}{i_u+j_u}$ of

$$\omega=\frac{1}{\varkappa x}\log\frac{I_0}{i_u+j_u}\quad\text{resp.}$$

Deur substitusie van die waardes van i_u en j_u wat b.v. uit ons gegewens (hoofstuk VII.) bereken kan word, kan die waarde van ω bepaal word.

Dis van belang om te onthou dat die faktor *nie 'n konstante* is nie; dit sal verander al na gelang van die konsentrasie, die rigting van die bundels, ens.

'n Voorbeeld van die verwarring wat kan ontstaan wanneer 'n mens hier nie op let nie, vind ons in die verhandelinge van *Gehlhoff* en *Thomas* (14).

Dit kom in beginsel neer op die volgende: vir 'n sterk absorberende melkglas word $i_u + j_u$ bepaal, en vir die kontinu fase daarvan $\varkappa$, sodat die omwegfaktor ω bereken kan word. Nou word die bepaling herhaal aan gewone melkglas; en die skrywer, wat blykbaar aanneem dat die omwegfaktor gelyk moet wees en vind dat dit toeneem, besluit dat nie die absorpsie van die kontinu fase nie maar dié van die disperse fase die hoofrol moet speel. Sy proef bewys dit egter *nie*. Uit ons formules blyk onmiddelik dat by konstante σ en x, die omwegfaktor ω toeneem met afnemende $\varkappa$. Beskou b.v. die geval van melkglase wat in die praktyk voorkom, waarin

$$i_u \ll j_u,$$

$$. \quad \text{en } \omega = \frac{1}{c'\varkappa x} \log \frac{c\, n \beta \sigma}{c(n\beta\sigma + \varkappa) - f} \quad . \; . \text{ sien tabel 5.}$$

Neem aan, om die gedagte te bepaal: $x = 1$, $cn\beta\sigma = 1$ en $c = 3$. Met die hulp van tabel 4, volg dan vir $c\varkappa = 0{,}2$, ná herhaaldelike substitusie, $\omega = 5{,}45$, en vir $c\varkappa = 0{,}02$ volg $\omega = 99{,}00$ Die omwegfaktor is dus toegeneem in 'n verhouding van ruim 18!

Die begrip „gemiddelde weglengte" van die lig in die emulsie, wat ook soms gebruik word moet klaarblyklik bepaal word as die produk ω x.

Lax, Pirani en *Schönborn* (24) het deur eksperimentele meting van $I_0 - (i_u + j_u)$ nagegaan, hoe ωx verander as funksie van i_u, van j_u en van x.

Die empieries bepaalde afhanklikheid kry nou teoretiese regverdiging deur die eksakte definiesie wat ons vir ω ingevoer het, altans as ons goed begryp het wat hulle as „mittlere Weglänge" opvat. Immers, by baie klein laagdikte is $i_u + j_u = I_0$ en by baie groot laagdikte is $i_u + j_u < I_0$. Uit die definiesie volg dus dat ωx *toeneem met die laagdikte*, d.w.s. *met afnemende* i_u en *met toenemende* j_u.

Kwalitatief kan die resultate van *Lax* c.s. verklaar word. Kwantitatief kan 'n mens hulle proewe nie nareken nie, by gebrek aan voldoende gegewens; maar vir één van die drie funksies kan 'n mens altans 'n belangrike verbetering aanbring. Wanneer 'n mens naamlik x laat aangroei, sal eindelik i_u verwaarloosbaar wees ten opsigte van j_u, terwyl j_u nader tot die grenswaarde; $\frac{I_0}{i_u + j_u}$ moet dus konstant word, en dus ook ω x. Terwyl *Lax* c.s. vind dat die weglengte sneller en sneller toeneem met aangroeiende laagdikte, blyk dus duidelik uit die vorige eenvoudige beskouings dat die aangroei steeds langsamer moet gebeur en dat die waarde vir die weglengte tenslotte konstant word.

Dat die proef 'n ander resultaat oplewer is wel te wyte aan die geringe noukeurigheid in die bepaling van die absorpsie, $I_0 - (i_u + j_u)$; 'n gebrek wat deur die skrywers self word toegegee.

§ 8. *Polarisasie van die verstrooide lig.*

In die voorgaande teoretiese werk is daar geen ag op die feit geslaan nie dat die lig wat deur 'n deeltjie verstrooi word, gepolariseer is.

Deur herhaaldelike verstrooiing in opties dik lae sal die polarisasie oor die verskillende rigtings grotendeels uitgemiddel word; dis dan ook gewoon die polarisasie van die verstrooide lig te verwaarloos by die teorie van die son, en 'n mens doen dit met des te meer vertroue omdat die waarneminge ons leer dat die lig van die sonskyf nêrens merkbare polarisasie vertoon nie.

Wel is dit moontlik dat die intensiteit van die uittreënde lig anders gevind word as die polarisasie in aanmerking geneem word, maar dit sal tegelyk met die anisotropie van die verstrooiing voldoende beskryf word deur die koëffisiënte σ, n, c, β.

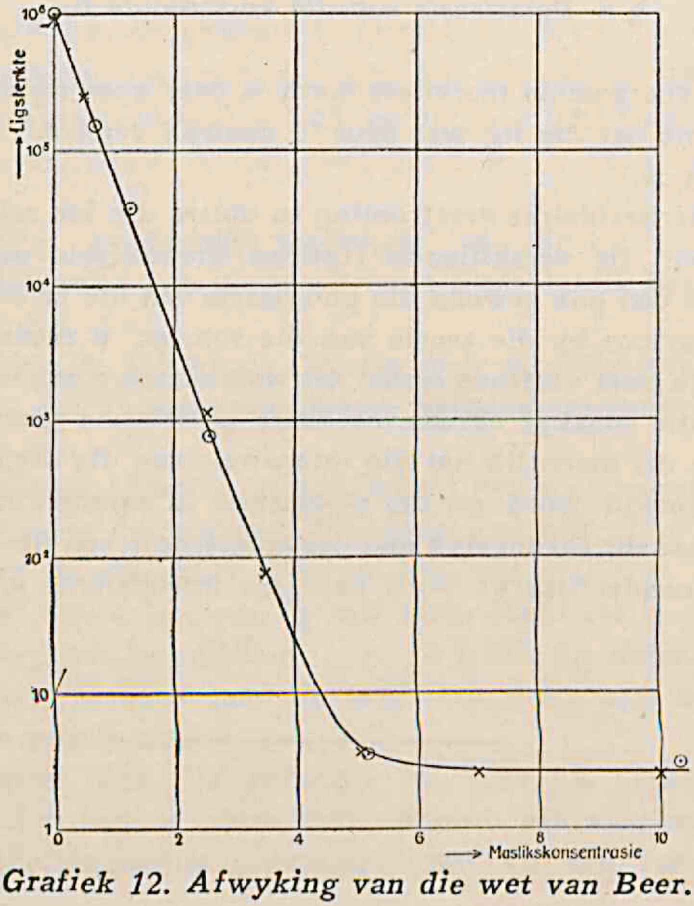
HOOFSTUK IV.

DEURLATING VAN DIK LAE WAAROP 'N PARALLEL BUNDEL INVAL, EN SY BEHANDELING MET DIE TEORIE.

§ 1. *Skynbare afwyking van die wet van Beer.*

Wanneer ons die deurlatingsvermoë van suiwer verstrooiende emulsies bepaal as funksie van die konsentrasie (of laagdikte) vind ons dat ná 'n sekere konsentrasie van die emulsie die lyn wat die resultaat van die metinge gee so af gaan buig dat 'n groter deurlating aangetoon word dan ons volgens die wet van Beer verwag.

Punte met ⊙ en × in grafiek 12 aangedui stel die resultate



Grafiek 12. Afwyking van die wet van Beer.

voor van die deurmeting, by 'n golflengte 535 $\mu\mu$, van 'n reeks mastiksemulsies in kuvette van 0,8 sm. en 3,1 sm. respektiewelik ná die konsentrasie in die twede geval met 'n faktor van $\frac{0,8}{3,1}$ vermenigvuldig is.

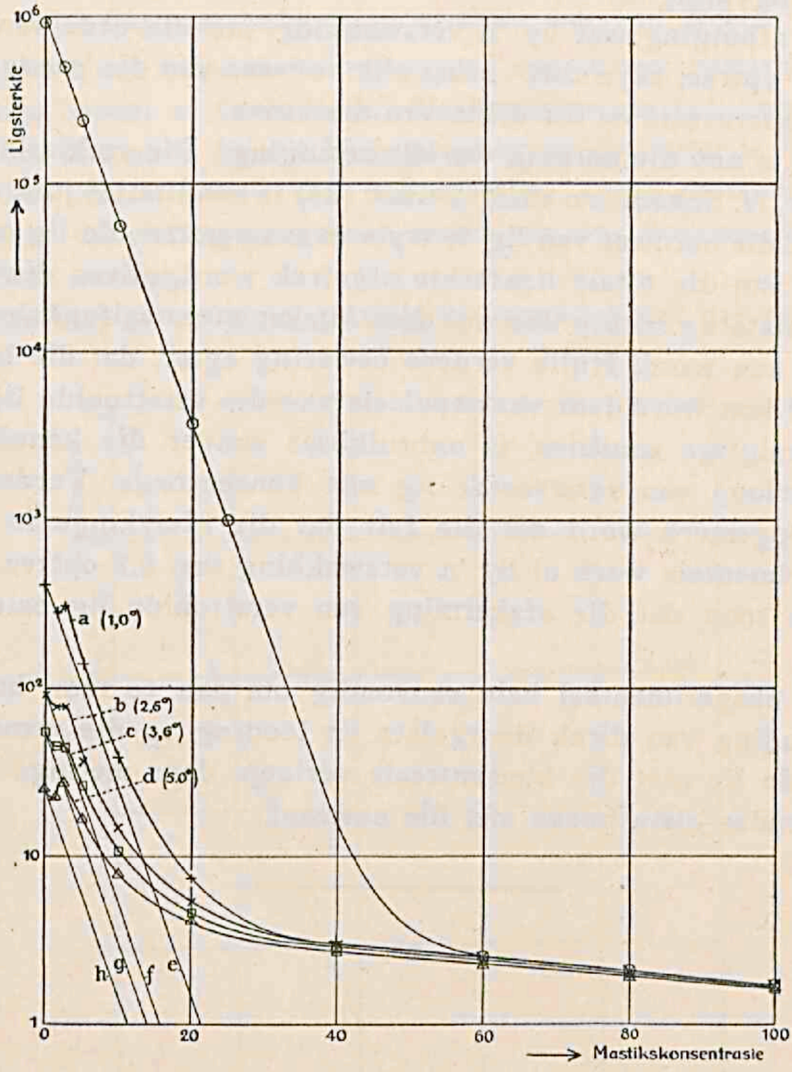
Die afbuiging wat by 'n verswakking van die orde van 3×10^{-6} optree, skyn dus afhanklik te wees van die *produk* van die konsentrasie en die dikte van die kuvet.

Wat is nou die oorsaak van die afbuiging? Die verklaring van *E. Lax, H. Schönborn* en *M. Pirani* (24) is kwalitatief juis, naamlik dat die oormaat van lig te wyte is aan verstrooide lig en dat, as dit van die totale ligsterkte afgetrek word, alleen die direk deurgelate lig oorbly wat wel deur 'n eksponensiaalfunksie voorgestel kan word. Hulle verdere bewering egter, dat die bydrae gevind kan word deur ekstrapolasie van die verstrooide lig deur ondeursigtige emulsies, is onbruikbaar sonder die kennis van die verloop van *verstrooide* lig met konsentrasie. Verder kan hier opgemerk word dat die feit dat die afwykinge in hulle eksperimentele werk al by 'n verswakking van 0,1 optree, skyn aan te toon dat die afskerming van verstrooide lig baie sleg was.

Dis eksperimenteel baie eenvoudig om aan te toon hoe die verhouding van direk deurgelate en loodreg op die wand verstrooide lig met die konsentrasie verloop, deur metinge uit te voer onder klein hoeke met die normaal.

§ 2. *Metinge onder klein hoeke met die normaal op die wand; oorsaak van die reëlmatige afwyking van die wet.*

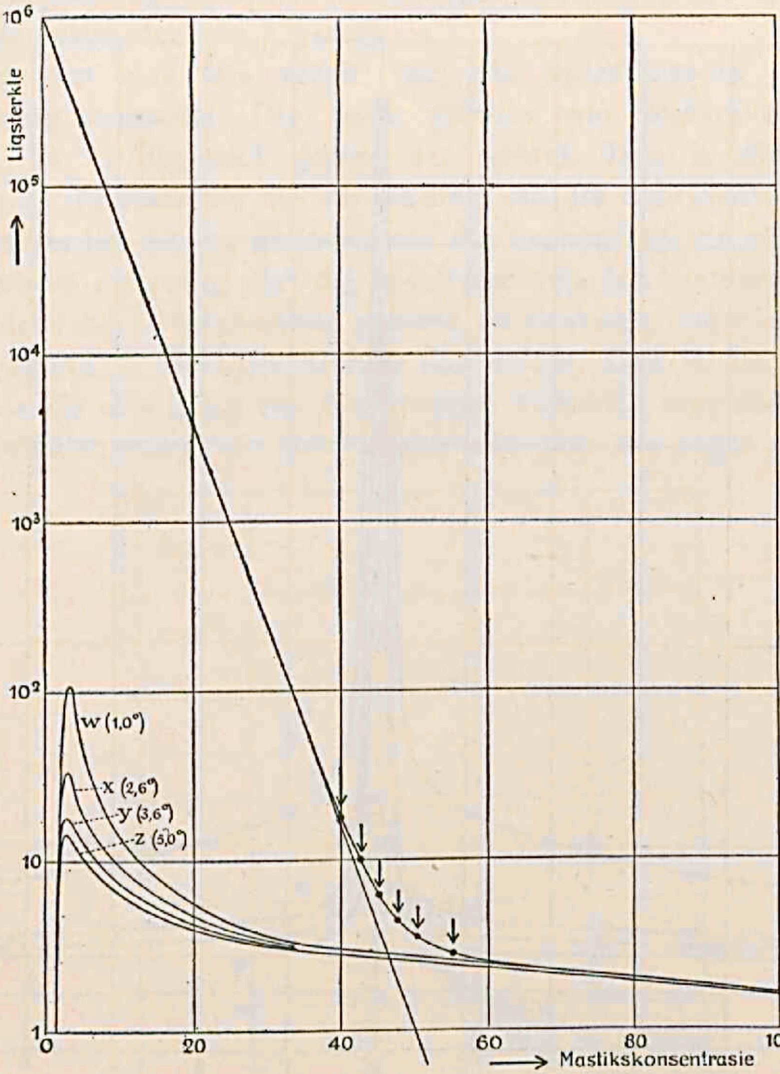
Ná meting van die deurgelate lig deur mastiksemulsies met



Grafiek 13. Metinge onder klein hoeke met die normaal op die wand.

opstelling C, waarvan punte ⊙ in grafiek 13 die resultate voorstel, is die lens *U* van die opstelling loodreg op die rigting van die ligbundel verplaas om die beeldjie naas die spleet te fokusseer, en die uittreënde lig onder klein hoeke gemeet.

Die krommes *a, b, c.* en *d* gee die resultate vir metinge onder $1{,}0^0$, $2{,}6^0$, $3{,}6^0$ en $5{,}0^0$ respektiewelik. Met konsentrasie $= 0$ is die verstrooide lig $= 0$, en die sterktes in die krommes aangegee is dus natuurlik strooilig wat afneem volgens die regtes e, f, g en *h* wat almal parallel loop aan die regte deur punte met ⊙ aangegee. Ná aftrekking van die strooilig kry ons die krommes



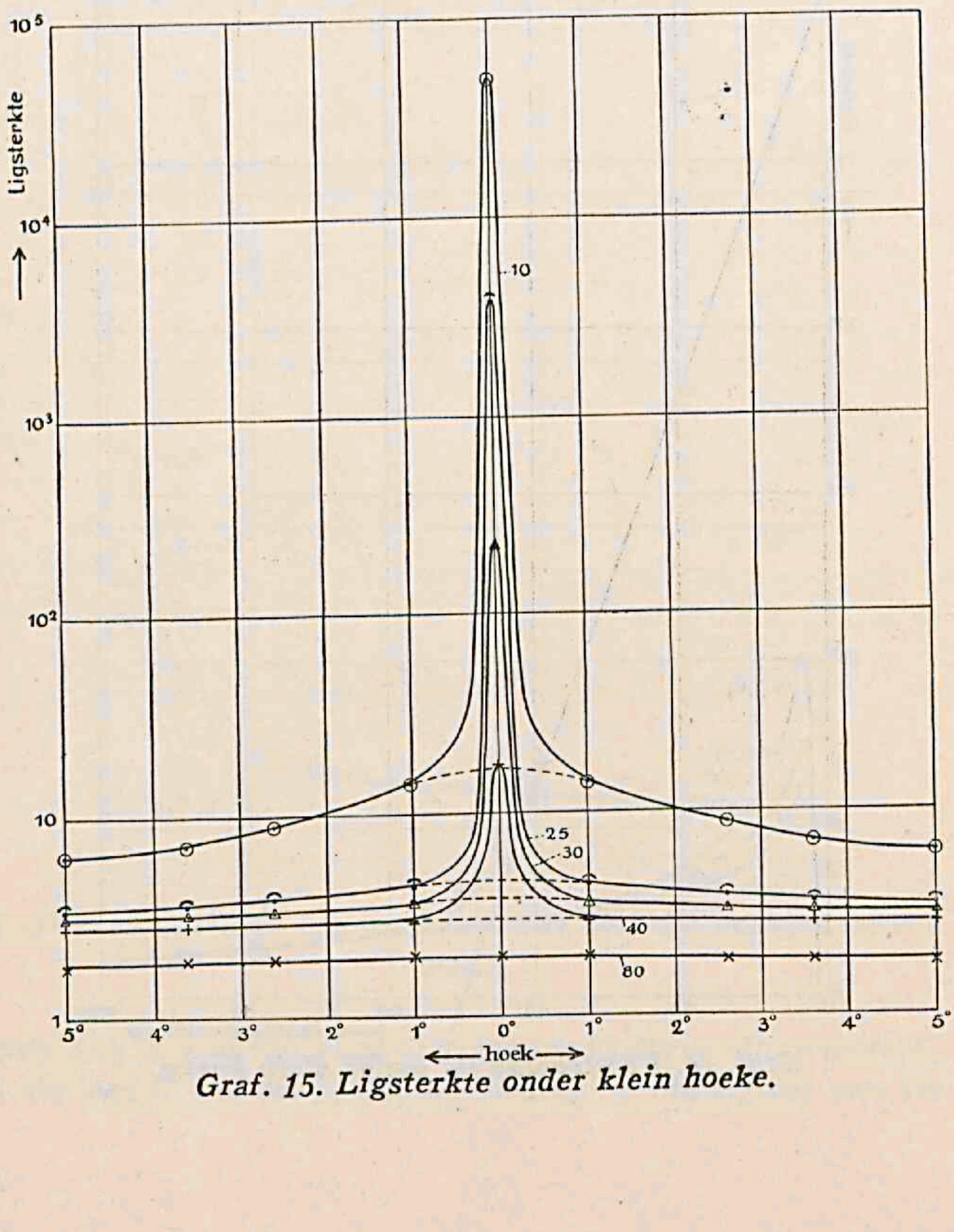
Graf. 14. Verstrooide lig onder klein hoeke.

in graf. 14 waarin *w, x, y* en *z* die krommes *a, b, c* en *d* voorstel, ná korreksie.

Die afbuigingsgebied waarin punte met ↓ voorgestel is, is verkry deur optelling van direk deurgelate lig en verstrooide lig onder klein hoeke.

Uit die grafiek blyk dit duidelik hoe die verstrooide lig met toenemende konsentrasie 'n oorweënde rol gaan speel.

Die uittreënde lig onder klein hoeke vir konsentrasies 10, 25,

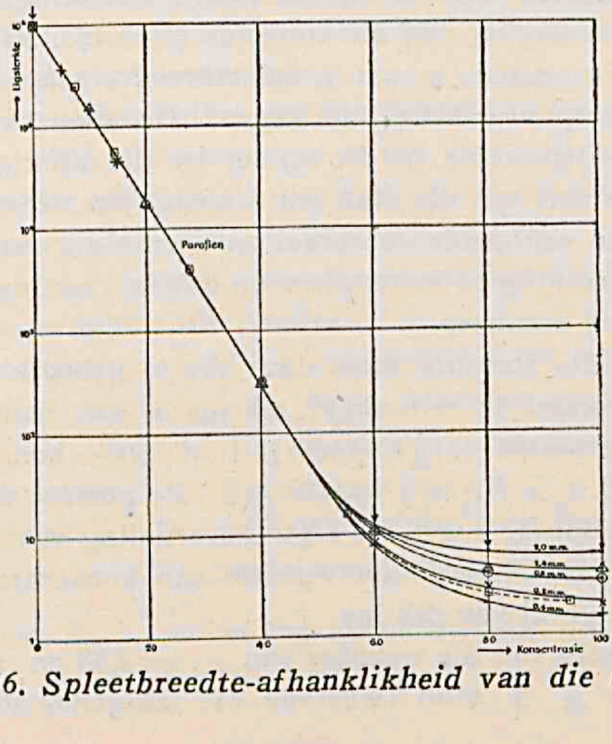


Graf. 15. Ligsterkte onder klein hoeke.

30, 40 en 80 op dieselfde skaal as vir grafieke 13 en 14 is in grafiek 15 uitgesit.

Deur die helderhede onder klein hoeke op gewone papier uit te sit teen die hoek, is deur ekstrapolasie die helderhede tot en met hoek 0° verkry. Die resultate is deur die stippellyne in grafiek 15 voorgestel. As dié helderhede van die totale ligsterktes afgetrek word, kry ons die direk deurgelate lig. Die emulsies is by 'n golflengte van 537 $\mu\mu$ deurgemeet, met 'n spleetbreedte van die fotometer van 1,2 m.m.

Laat ons nou die effek van die spleetbreedte op die afbuiging oorweeg. Die twee gevalle wat onderskei moet word, is 1. Ligbeeld groter dan spleet. Dan is die deurlating, as dit staan vir die verhouding van die deurgelate tot die invallende lig, vir die gedeelte van die kromme ná die afbuiging omgekeerd eweredig met die breukdeel van die beeldjie wat in die spleet val, in intensiteite gemeet, en eweredig met die spleetoppervlakte. 2. Beeldjie kleiner dan spleet. Dan is die deurlating na die afbuiging van die kromme eweredig met die spleetoppervlakte; terwyl die intensiteite wat deur die regte gedeelte



Grafiek 16. Spleetbreedte-afhanklikheid van die afbuiging.

§ 3. *'n Ruwe berekening van die lig wat loodreg op die kuvettewand uittree.*

van die kromme aangegee word onveranderd bly by variasie van spleetbreedte (afgesien van konsiderasies van die oorvalling van golflengtes in die fotometer, ens.).

Grafiek 16 wys die effek gedeeltelik kwalitatief en gedeeltelik kwantitatief. By 'n spleetbreedte van 1,4 m.m. pas die beeldjie al in sy breedte goed in die spleet, en inderdaad is die verhouding van intensiteite by konsentrasie 100, vir spleetbreedtes van 1,4 en 2 m.m. as 0,695 tot 1. Wanneer die beeld nie in sy geheel in die spleet pas nie word die helderheid van die *vergelykingsveld* ook verander deur verandering van die spleetbreedte. Daarom kan ons nie die breukdeel van die beeld wat in die spleet val bereken uit die gegewe metinge met opstelling C nie. Die ligbeeld is na elke verandering van spleetbreedte weer ingestel vir maksimum intensiteit in die fotometer. Die metinge is gemaak aan parafienemulsies waarvan die verskillende konsentrasies verkry is deur dieselfde moederemulsie baie versigtig met gedistilleerde water te verdun sonder skudding, en selfs met die minste beweging van die emulsies (sien bls. 30).

Die mastiksemulsie is met 'n spleetbreedte van 1,2 m.m. deurgemeet (meetpunte met $\boxed{\cdot}$ aangegee). Dit toon eksperimenteel aan dat die ligsterkte in die spleet by die afbuiging van die kromme nie veel van die stof van die deeltjies afhang nie.

Ons is nou voldoende voorberei om formule 2 deur 'n kwantitatiewe berekening te kontrolleer en ook 'n skatting van $cn\beta$ te maak vir die emulsies.

Laat ons die formule toets deur dit te gebruik om die verloop van kromme 18 te beskryf, ná ons 'n paar aannames maak.

Die aannames is 1. $i_u(1+\beta nc\sigma x)=1-\beta+\beta nc=$ konstant vir die dik lae, en 2. $i_u=Ki_u\,(0°)$ waarin $i_u(0°)$ die gemete deurlating is, en K 'n konstante; d.w.s. die rigtingsverdeling van die uittreënde lig bly onveranderd met variasie van konsentrasie of laagdikte in die geval van dik lae.

Met die hulp van die waardes van $\sigma = 2{,}88$ en $n\beta c = 0{,}085$ wat ons in § 5 vind (waarvan die laasgenoemde ru bepaal is vir die geval dat daar ook 'n weinig absorpsie teenwoordig is), vind ons dat $(1+\beta n c \sigma x)\, i_u(0°)$ inderdaad konstant bly met variasie van x (sien tabel 6).

Tabel 6.

x	$i_u(0°)10^6$	$(1+\beta n c \sigma x)$	$(1+\beta n c \sigma x)\, i_u(0°)10^6$
8	3,05	2,96	9,02
10	2,60	3,45	8,98
12	2,30	3,94	9,06
15	1,93	4,67	9,02
17	1,75	5,16	9,04
20	1,52	5,91	9,00

Ons kan die formule ook gebruik om die absolute waarde van die uittreënde lig ru te bereken.

Daar is baie onsekere faktore in die toepassing, waarom dit dus nodig is 'n paar aannames te maak. Ten eerste, laat ons die klein waarde van β verwaarloos.

Verder val omtrent helfte van die uittreënde lig op die wand van die kuvet onder groter hoeke as dié *vir totale refleksie.*

Dit gaan egter nie verlore nie, maar word weer in die opties dik laag verstrooi en tree in hoofsaak tog uit. Die rigtingsverdeling daarvan is egter gewysig en sal benaderd eners wees as dié vir 'n terugkerende bundel.

Laat ons as 'n ruwe skatting aanneem dat die lig wat na die fotometerspleet voortgeplant word hierdeur vermenigvuldig voer vir van die uittreënde lig aan die skeidingsvlak emulsie-lug word met 'n faktor 1,25. Verder moet ons nog 'n korreksie in- (brekingsindeks $^3/_4$). Dis duidelik dat die smal ligkeël met tophoek $d\omega$ wat van die emulsie uittree in die rigting van die spleet, 'n hoek $d\omega\left(\frac{4}{3}\right)^2$ in lug aanneem. Laat ons vir 'n oomblikkie afsien van die anisotrope rigtingsverdeling van die uittreënde lig.

Substitusie in formule 2 lewer dan vir konsentrasie 15,

$$i_u(0^0) = \frac{1+0{,}085}{1+15.\ 2{,}88.\ 0{,}085} \cdot \frac{3{,}3\times 0{,}8}{2\pi(180)^2} \cdot \left(\frac{3}{4}\right)^2 1{,}25 = 2{,}1\times 10^{-6}$$

wat bevredigend klop met die eksperimentele waarde $1{,}93 \times 10^{-6}$.

Die beeldjie het in sy breedte geheel in die spleet gepas, en hy was 3,3 m.m. lang. Die lens (U) was 180 sm. van die spleet af. Vir die emulsiereeks is $\sigma = 2{,}88$.

Daar is 'n poging gemaak om die teoretiese waarde van $i_u(0^\circ)$ te verbeter deur die anisoterope rigtingsverdeling van die uittreënde lig in aanmerking te neem.

In die sonfiesika word die verstrooide lig wat loodreg op die laag uittree in eerste benadering maklik bereken deur te oorweeg dat elke volume-element 'n breukdel $\frac{\sigma d\omega}{4\pi}$ van die invallende straling naar die loodregte uittreëingsrigting verstrooi, en dat die straling, nog voor dit uittree verswak is in die verhouding $e^{-\sigma x}$. Aldus kry ons die formule

$$i_u\ (0^\circ) = \int_0^x \frac{(i+j)\,e^{-\sigma x}}{4\pi}\ d\omega.\sigma.dx, \text{ waarin } i_u(0^\circ) \quad . . 30.$$

die lig is wat in 'n ligaamshoek $d\omega$ in die rigting van die normaal uittree.

Die probleem van verstrooiing in melkglas verskil van dié van verstrooiing deur gasse in 'n dampkring, deurdat die verstrooiingskoëffisiënt in die eerste geval 'n uiters groot anisotropie vertoon.

Om die anisotropie altans benaderd in rekening te bring, is $\sigma(\vartheta) = A\cos^6\vartheta$ gestel vir $o < \vartheta < \frac{\pi}{2}$, en $\sigma(\vartheta) = o$ vir $90 < \vartheta < \pi$ 'n Dergelike afhanklikheid van die verstrooiingshoek kom ru ooreen met die diagramme van *Blumer* (5) vir deeltjies soos dié wat in melkglas voorkom. Dan is $\sigma = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} A \cos^6\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta = \frac{2\pi}{7} A.$

Die rigtingsverdeling van die straling in die vloeistof is deur 'n uitdrukking van die vorm $i(\vartheta) = a + b \cos\vartheta$ beskryf; uit die definiesies van i en j volg dan, $a = \frac{i+j}{4\pi}$ en $b = \frac{i-j}{2\pi}$.

'n Volumedeeltjie verstrooi in die rigting van loodregte uittreeing, en per eenheid van ruimtehoek, die straling

$$2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} A \cos^6\vartheta (a + b\cos\vartheta) \sin\vartheta \, d\vartheta.$$

Los 'n mens die integraal op, en vervang A, a en b deur hulle waarde, dan vind 'n mens

$$\frac{\sigma}{2\pi}\left[{}^1/_2\,(i+j) + {}^7/_8\,(i-j)\right].$$

Elk dergelik deeltjie kan as 'n sekundêr ligbron opgevat word en die totaal loodreg uittreënde straling in die rigting van die normaal word dan

$$i_u\,(0^\circ) = \frac{\sigma}{2\pi}\int_0^x \left[{}^1/_2\,(i+j) + {}^7/_8\,(i-j)\right] e^{-\sigma x}\, dx$$

waarin i en j bekende eenvoudige funksies van x is, gegee deur $\varkappa = 0$ te stel in die differensiaalvergelykinge 11, en hulle dan op te los.

Vir suiwer verstrooiing, 'n ewewydige bundel, dik lae en klein waardes van β, volg

$$i_u\,(0^\circ) = \frac{11\, I_0}{16\pi(1 + n\beta c\sigma x)}\left(1 + \frac{19}{11}\, n\beta c + \frac{8}{11}\, n^2\beta^2 c^2\right).$$

In die algemeen, vir 'n verstrooiingswet $\sigma(\vartheta) = A \cos m\vartheta$ vind ons

$$i_u(0^\circ) = \left(\tfrac{1}{2} + \frac{m+1}{m+2}\right) \frac{I_0\left(1 + \frac{19}{11} n\beta\mathrm{c} + \frac{8}{11} n^2\beta^2\mathrm{c}^2\right.}{2\pi(1 + \beta n\mathrm{c}\sigma\mathrm{x})}$$

Ons sien dus dat die loodreg uittreënde lighoeveelheid cet. par. toeneem met m; d.w.s. naarmate die σ -diagram spitser word.

Wanneer die rigtingsverdeling in aanmerking geneem is deur hierdie formule te gebruik in plaas van 3 het egter die waarde i_u $(0^\circ) = 3{,}05 \times 10^{-6}$ uitgekom. Alhoewel die feite beter beskryf word sonder, as met die korreksie vir die anisotropie, mag ons dit nie vermy nie; was dit moontlik om al die foutebronne kwyt te raak, dan sou die laasgenoemde metode die feite hoogswaarskynlik beter beskryf.

Mag dit hier verder opgemerk word dat die gebruik van die absolute waarde van die gemete ligsterkte om die waarde van $n\beta$c te bereken, alleen baie onnoukeurige resultate kan lewer, daar die waarde van $n\beta$c baie gevoelig is vir klein variasies van $\frac{i_u(0^\circ)}{I_0}$. Toegepas op die gegewens vir kons. 60 van kromme 13 het ons by voorbeeld 'n waarde $n\beta$c $= 0{,}41$ gevind sonder die korreksie, terwyl *met* die korreksie geen reële waarde van $n\beta$c voldoen kon nie; tog het ons net gesien dat die waardes van $\frac{i_u(0^\circ)}{I_0}$ wat uitval wanneer $n\beta$c vooraf vasgestel word, nie baie verskillend is nie.

Onder die onsekere faktore in hierdie bepalings kan opgenoem word:

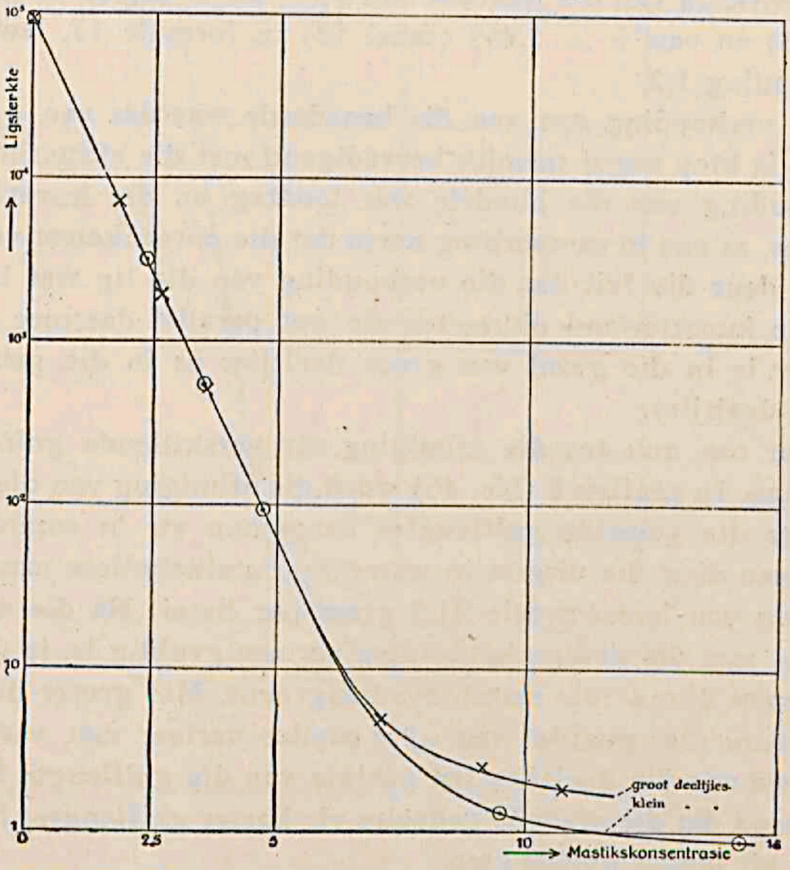
1. Onsekerheid van die faktor 1,25 wat ingevoer is om vir totale refleksie te korrigeer. 2. Weens die groot verhouding in intensiteite wat gemeet word (n.l. dié van die invallende bundel tot dié van die verstrooide lig), het 'n klein fout in die yking van die wig direk 'n groot invloed op die eksperimentele waarde van i_u (0°). As ons b.v. 'n verloop e^x langs die wig bepaal *i.p.v.* $e^{x(1-0{,}05)}$ dan word in die laasgenoemde geval i_u $(0^\circ) = 4{,}86 \times 10^{-6}$ en $n\beta$c $= 0{,}26$, sonder korreksie, terwyl

met korreksie $n\beta c = 0{,}3$ onmiddellik aan die vergelyking voldoen. 3. Moeilikheid om die ligsterkteverhouding, van die orde 2 op 10^6, met voldoende sekerheid te meet.

§ 3. *Invloed van die grootte van die deeltjies op die afbuiging van die kromme.*

Daar is ook metinge aan emulsies uitgevoer om die invloed van die *grootte van die deeltjies* op die afbuiging van die kromme te leer ken. Grafiek 17 volg uit die metinge aan emulsies wat groot en klein deeltjies bevat respektiewelik (naamlik emulsies *G* en *K* van § 5 van hoofstuk VI.

Die konsentrasies van emulsies *G* is met $\frac{1{,}100}{1{,}465}$ vermenigvuldig om die regte gedeeltes van die krommes op mekaar te laat pas.



Grafiek 17. Die afbuiging vir groot en vir klein deeltjies.

Uit die grafiek is dit duidelik dat daar in die geval van groot deeltjies meer lig onder klein hoeke met die normaal op die wand van die kuvet deurgelaat word as in die geval van klein deeltjies. Vir konsentrasie 10 is die verhouding van die gemete helderhede gelyk aan 1,6.

Met die kennis wat ons van die emulsies het kan ons formule 17 (bls. 64) kwalitatief toets vir variasie van $n\beta c$ met die grootte van die deeltjies. Daar ons die waardes van $n\beta c$ vir die ongekleurde emulsies nie ken nie, moet ons maar tevrede wees met die waardes vir emulsies wat die minste daarvan verskil, naamlik dié vir $G(\alpha)$ en $K(\beta)$ wat in tabel 15 uitgesit is. Dit laat ons toe om die gemete toename van die ligstroom met dié van die grootte van die deeltjies aan te toon.

Substitusie van die waardes van $n\beta c$ vir G (α) en K (β) (tabel 15) en van $\sigma = 1{,}465$ (tabel 12) in formule 17, lewer die verhouding 1,2.

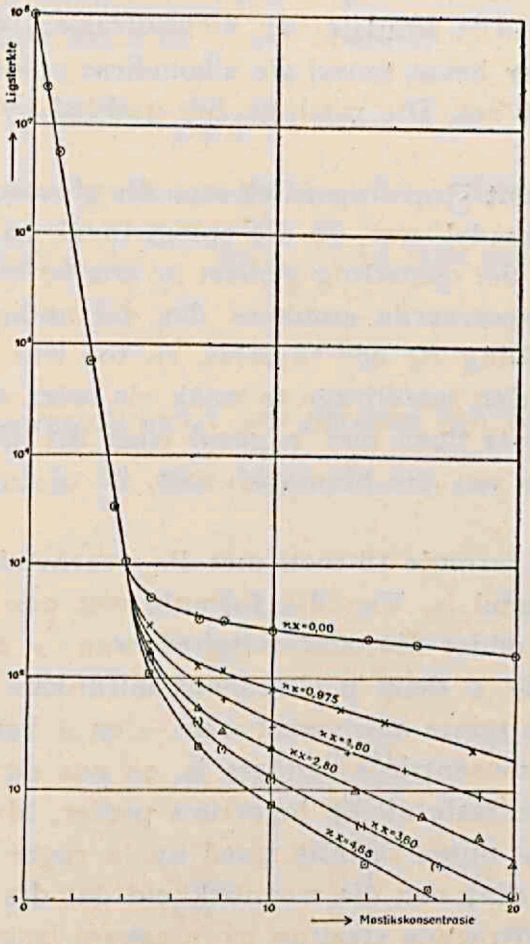
Die verhouding wat van die benaderde waardes van $n\beta c$ bereken is klop nogal taamlik bevredigend met die eksperimentele verhouding van die bundels wat loodreg op die kuvettewand uittree, as ons in aanmerking neem dat die ooreenkomst verbeter word deur die feit dat die verhouding van die lig wat loodreg op die kuvettewand uittree tot die wat parallel daarmee uittree groter is in die geval van groot deeltjies as in die geval van klein deeltjies.

Laat ons nou tot die afbuiging vir verskillende *golflengtes* oorgaan. In grafiek 8 (bls. 46) word die afbuiging van die kromme by die gemelde golflengtes aangetoon vir 'n emulsie wat ontstaan deur die uitgiet in water van 'n alkoholiese mastiksoplossing van konsentrasie 41,5 gram per lieter. Ná die waardes van σ met die nodige konstantes vermenigvuldig is, is die drie krommes binne die meetfoute kongruent. Met groter deeltjies, waarvoor die waarde van $n\beta$ c sneller varieer met varierende grootte van die deeltjies ten opsigte van die golflengte, kan ons vermoed dat die afgeboë gedeelte vir korter golflengtes hoër sal lê as vir langer golflengtes.

Dieselfde effek sal seker ook te voorskyn kom uit metinge in 'n groter golflengte gebied.

§ 5. *Die invloed van absorpsie op die afbuiging van die kromme vir 'n verstrooiende laag.*

Soos ons gesien het (§ 2), is die uittreënde lig met dik lae hoofsaaklik dié wat in sy deurgang deur die laag herhaaldelik verstrooi word. Sodra die herhaaldelik verstrooide lig die oorweënde rol gaan speel, tree die effek van absorpsie sterker te



Grafiek 18, Absorpsie in die geval van dik lae.

voorskyn, wat skyn aan te toon dat die ligweg in die laag groter is daarvoor as vir die direk deurvallende bundel. Die invloed van absorpsie op die verloop van die kromme vir gekonsentreerde lae word aangetoon in grafiek 18 waarvoor, nes in die geval van grafiek 11, daar in ieder emulsie van 'n reeks, waarvan die metinge één kromme lewer, ewe veel kleurstof is, terwyl dit met die verstrooiende stof anders is. Omdat die regte gedeeltes op mekaar gepas is deur verskuiwing in 'n loodregte rigting, was dit ná deurmeting van verdunde ongekleurde emulsies doelmatig om alleen konsentrasies van 4 en groter vir die gekleurde emulsies deur te meet.

Die ongekleurde emulsie van konsentrasie 100 het 8 gram mastiks per lieter bevat, terwyl die alkoholiese oplossing 160 gram per lieter bevat het. Die metinge het geskied by 'n golflengte van 520 $\mu\mu$.

Die laagste punt op die grafiek toon die grootste verswakking aan van die bundel wat op die spleet inval, naamlik omtrent 10^{-10}, wat met die opstelling gemeet is. Dis by metinge van gekleurde gekonsentreerde emulsies dat dit nodig was om die lamp N (opstelling B) oor te belas, en toe was dit ook nodig om gemiddeld tien instellinge te maak vir ieder emulsie.

Ons het hier te doen met 'n geval waar dit *nie* op dieselfde neerkom nie as ons die kleurstof voor, ná of in die laag aanbring.

Nou kan ons formule 15 toets met die waarneminge wat in die grafiek voorgestel is. Van die formule wat ons gaan toets, is bekend dat i_u onder die omstandighede van $\varkappa$ en σ konstant maar varierende x deur 'n eksponensiaalfunksie beskryf word. As ons 'n reeks punte neem waarvoor $\varkappa$ en σ konstant is, maar waarvoor die konsentrasie anders is, en ons sit die ligsterkte teen die konsentrasie uit op logaritme papier, blyk dit eksperimenteel dat die punte taamlik goed op 'n regte val.

Dit laat ons dink aan die moontlikheid dat die rigtingsverdeling van die uittreënde straling ná 'n sekere laagdikte konstant bly, ook wanneer absorpsie teënwoordig is.

Ons kan dit kontrolleer met die hulp van die werk van *Spykerboer* (42).

As ons in sy uitdrukking $H = (\varkappa + \sigma)x$ groot stel, volg vgl. 32,

$$i_u(\vartheta) = e^{-H\sec\vartheta} + \frac{2\sec\vartheta\, e^{-qH}}{\left(1+\frac{\varkappa}{\sigma}\right)\left\{4+q^2+4q\right\}} \times$$

$$\times\left[\frac{2q(\sec\vartheta+2)}{\sec^2\vartheta - q^2} + e^{(q-\sec\vartheta)H}\left(\frac{q^2+2\sec\vartheta}{q^2-\sec^2\vartheta} + \frac{q(\sec\vartheta+2)}{q^2-\sec^2\vartheta}\right)\right] = A\, e^{-qH} + (1+B)\, e^{-H\sec\vartheta}$$

waarin A en B onafhanklik van H is.

$i_u(\vartheta)$ is die uittreënde lig onder hoek ϑ,

$$\text{en } q^2 = \frac{4\varkappa}{\varkappa+\sigma}.$$

As ons nou $\sec\vartheta = \infty$ en $\sec\vartheta = 1$ respektiewelik insit, kan ons die verhouding $\dfrac{i_u(0)}{i_u\left(\frac{\pi}{2}\right)}$ vind, en dit blijk dat as $\varkappa < \frac{\sigma}{3}$ dit na 'n grenswaarde nader wat bereken kan word vir verskillende waardes van $\frac{\varkappa}{\sigma}$. Die volgende tabel gee 'n paar waardes:

Tabel 7.

$\frac{\varkappa}{\sigma}$	$\dfrac{i_u\left(\frac{\pi}{2}\right)}{i_u(0)}$
0,00	0,33
0,01	0,32
0,05	0,27
0,10	0,21
0,17	0,14
0,33	0,00

Van die grafiek word die volgende tabel (8) verkry, daar die rigtingsverdeling by die dik lae konstant bly.

Tabel 8.

Reeks	Gebruikte konsentrasies op opeenvolgende krommes	$\varkappa$	σ	f (eksp.)	$c^2(\varkappa^2 + 2\varkappa n\beta\sigma)$
1	7,5 ; 13,75 ; 21,45.	0,13	2,88	0,43	c^2 [0,0169 + $n\beta$ (0,75)]
2	11,5 ; 17, 95.	0,155	2,88	0,475	c^2 [0,024 + $n\beta$(0,895)]
3	9,17 ; 14,3 ; 18,56.	0,195	2,88	0,57	c^2 [0,038 + $n\beta$(1,125)]
4	6,0 ; 9,35 ; 12,15.	0,30	2,88	0,78	c^2 [0,09 + $n\beta$(1,73)]

Verder deur substitusie in $f^2 = c^2(\varkappa^2 + 2\varkappa n\beta\sigma)$ en ná vermenigvuldiging van die koëffisiënte van c^2 met getalle om hulle vir ieder reeks gelyk te maak kan die koëffisiënte van $n\beta c^2$ teen die linkerlede van die vergelykinge uitgesit word op 'n voorstelling, en dit blyk dat die punte nie te sleg op 'n regte lê nie. Die helling gee $n\beta c^2 = 0{,}164$. Op dieselfde manier kry ons $c = 1{,}93$.

Uit die feit dat die punte nie so sleg op 'n regte lê nie, kan ons besluit dat c en $n\beta$ nie *baie* snel met toenemende absorpsie afneem nie, en dat die waardes nogal taamlik bevredigend is, as eerste benadering.

Met klein waardes van $\varkappa/\sigma$ is die koëffisiënt van $n\beta c^2$ baie groter as dié van c^2, en die laasgenoemde kan dan in die algemeen gelyk aan nul gestel word, waarvan direk 'n ruwe benadering van $n\beta c^2$ volg uit die bepaling van $f, \varkappa$ en σ vir een monster. Met die waardes van c en $n\beta$ kan die formule verder getoets word. Formule 17 en ook formule 21 kan in die vorm $\lambda = \varphi - \beta\psi$ geskryf word, waarin φ en ψ funksies is van $\varkappa, \sigma, c, n\beta$ en $i_u(0°)$ terwyl $\lambda = \dfrac{i_u}{i_u(0°).\,I_0}$ ($i_u(0°)$ is hier die gemete ligsterkte).

Die waarde van λ is onafhanklik van die laagdikte, want die rigtingsverdeling bly konstant met variasie van die laasgenoemde.

Substitusie van die waarneminge van grafiek 18 en die resultate wat daarvan volg in die laasgenoemde formules, lewer die volgende:

$$\left.\begin{array}{llll} \text{Vir } \varkappa = 0 & \text{is } \lambda = \{0{,}1205 - \beta(0{,}1108)\}10^6 \\ \;\;,,\; \varkappa = 0{,}13 & ,,\; \lambda = \{0{,}0964 - \beta(0{,}0900)\}10^6 \\ \;\;,,\; \varkappa = 0{,}298 & ,,\; \lambda = \{0{,}0530 - \beta(0{,}0498)\}10^6 \\ \;\;,,\; \varkappa = 0{,}518 & ,,\; \lambda = \{0{,}0234 - \beta(0{,}0221)\}10^6 \end{array}\right\} \quad 33$$

As die waardes van φ teen die van ψ uitgesit word, val die punte baie mooi op 'n regte wat byna deur die oorsprong gaan. Dis ook teoreties in te sien dat die lang uitdrukkinge vir φ en ψ byna eweredig is vir klein waardes van $\varkappa$ ten opsigte van σ, en dat die eweredigheidskonstante met afnemende $\varkappa$ nader tot $1 + \beta nc$.

Die grootte λ is dus eweredig met φ en ψ, en as ons β verwaarloos ten opsigte van die eenheid (sien bls. 86 vir $n\beta$), volg die waardes van λ vir verskillende waardes van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ direk.

Die resultaat is in die praktyk nogal van groot belang, daar dit die verhouding tussen die loodreg en die totaal uittreënde lig gee.

Laat ons nou die rigtingsverdeling van die uittreënde lig vir klein deeltjies volgens *Spijkerboer*(42) met dié vir groter deeltjies vergelyk.

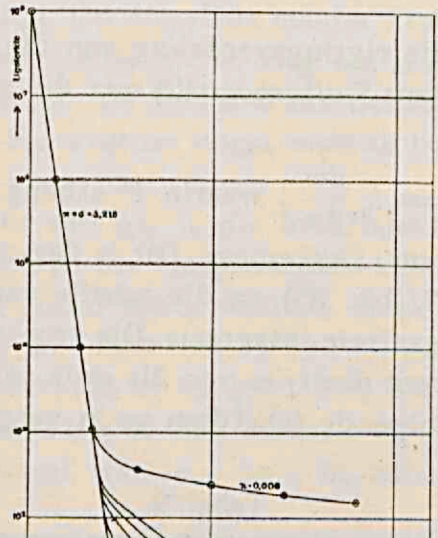
Stel $P \cdot i_u(0°) = i_u \frac{d\omega}{4\pi}$, waarin P afhang van $\frac{\varkappa}{\sigma}$, vir die uitdrukking volgens *Spijkerboer*. Dit is dan maklik om P te bereken uit tabel 7 (bls. 85) en die tabelle van *Spijkerboer* deur ekstrapolasie en grafiese integrasie. Die groottes P vir klein deeltjies, en λ vir groot deeltjies van die orde van 0,25 μ, is vergelykbaar, en die volgende tabel dien as 'n vergelyking van 'n paar ruwe waardes.

Tabel 9.

$\frac{\varkappa}{\sigma}$	$\lambda \times 10^4$	$P \times 10^{-1}$	$\frac{\lambda}{P} \times 10^5$
0,000	12,00	6,9	1,75
0,045	9,60	5,7	1,70
0,103	5,30	4,4	1,20
0,179	2,35	—	—

Die afname van die verhouding $\frac{\lambda}{P}$ met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$ toon aan dat die lig wat loodreg op die wand van die kuvet uittree, sneller toeneem, in verhouding tot die totaal uittreënde lig, vir groter deeltjies as vir kleiner deeltjies.

Voor ons oorgaan tot die behandeling van die waarneminge met 'n diffuus bundel, kan grafiek 19 kort toegelig word. In dié grafiek vir al die krommes waarvan $\varkappa + \sigma = 3{,}215$ is die metinge van grafiek 18 voorgestel ná korreksie vir die verplasinge in 'n loodregte rigting wat daar gebeur het, terwyl die hellinge van die regtes teoreties bepaal is met die hulp van $f = c\sqrt{\varkappa(\varkappa + 2n\beta\sigma)}$ en die regtes dan aan die punte gepas deur verskuiwing in 'n loodregte rigting, parallel aan hulself. Dat die punte taamlik goed op die teoretiese regtes val, is van die grootste belang vir ons verdere beskouinge.



Grafiek 19. Variasie van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ met konstantblywende $\varkappa + \sigma$.

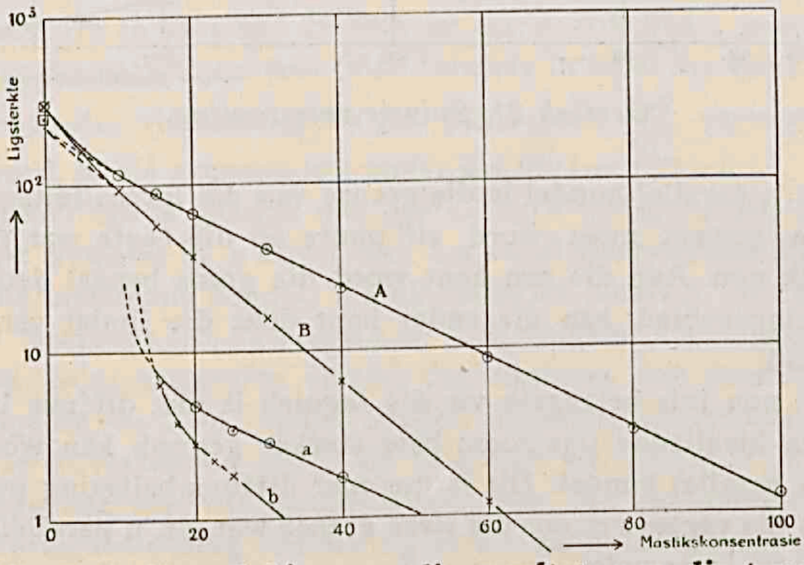
HOOFSTUK V.

DIE VOORDELE VAN DIE AANWENDING VAN DIFFUUS BELIGTING TOT DIE OPLOSSING VAN DIE PROBLEEM.

§ 1. *Vergelyking van die uitkomste met diffuus beligting en dié met 'n parallel bundel — 'n vinnige ruwe bepaling van 'n tegnies belangrike koëffisiënt.*

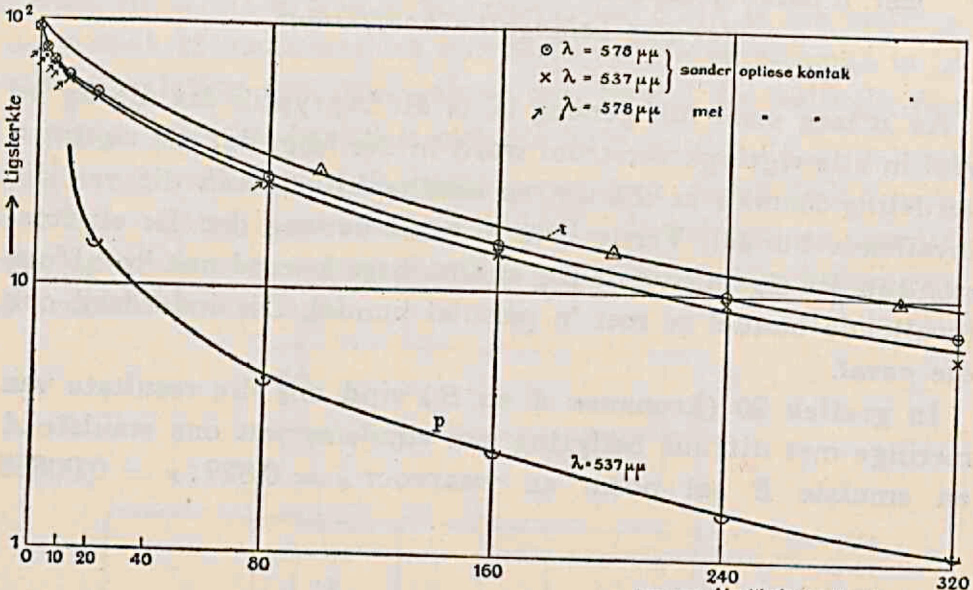
As 'n laag maar dik genoeg is, is dit begryplik dat die lig so veel in alle rigtings verstrooi word in die laag, dat die rigtingsverdeling daarvan as dit uittree onafhanklik is van dié van die invallende bundel. Verder sou 'n mens verwag dat die eindtoestand in die rigtingsverdeling sneller bereik word met 'n diffuus invallende bundel as met 'n parallel bundel. Dis inderdaad ook die geval.

In grafiek 20 (krommes *A* en *B*) vind ons die resultate van metinge met diffuus beligting aan emulsies wat ons emulsie *A* en emulsie *B* sal noem en waarvoor $\sigma = 0{,}829$; $\varkappa = 0{,}00885$



Graf. 20. Vergelyking van die resultate van die twee beligtingsmetodes.

en $\sigma = 0{,}793$; $\varkappa = 0{,}02215$ respektiewelik is. Vir verdunde emulsies is die verloop met diffuus beligting anders as met 'n parallel invallende bundel. Maar wat sien ons by groter konsentrasies? Krommes *a* en *b* volg uit metinge aan dieselfde emulsies met 'n parallel bundel. Dit blyk dus dat die hellinge van die regtes wat die verloop met groter konsentrasies aantoon, vir die twee beligtingsmetodes, gelyk is. Dieselfde effek is duidelik met verstrooiing alleen (sien bls. 92).



Grafiek 21. Suiwer verstrooiing.

Met 'n parallel bundel is die grense van die intensiteitsgebied waarin gemeet moet word vir punte op die regte wat *f* gee, taamlik nou. Aan die een kant word die grens bepaal deur die afbuigingsgebied, aan die ander kant deur die limiet van sigbaarheid.

Wat nou juis belangrik vir die tegniek is met diffuus lig, is dat die invallende ligstroom baie sterker gemaak kan word as met 'n parallel bundel. Dit is dus met diffuus beligting moontlik om die regtes ver oor die twee grense wat vir 'n parallel bundel gestel is, te volg.

Dis van belang om te sien in hoever die teorie die verloop van die krommes beskryf. Ná bepaling van $\varkappa$, σ, c, en $n\beta$ op die manier van § 3 van Hoofstuk VI is die waardes in die formule vir diffuus lig (in tabel 5) gesubstitueer, waaruit volg dat die verloop in die buurt van konsentrasie = 0, soos in die grafiek gestippel, laer is as die eksperimentele. Dis vermoed dat die afwyking te wyte is aan onvolmaakthede van die spieëls van die ligbak, wat as gevolg het dat 'n oormaat van lig onder klein hoeke met die normaal op die wand van die kuvet inval. In altwee gevalle is $\frac{i \text{ teor:}}{i \text{ eksp:}}$ omtrent 0,72.

Vir die vergelyking van die krommes vir die twee beligtingsmetodes in die geval van 'n verstrooiende laag sonder merkbare absorpsie kan ons na grafiek 21 kyk. Dis 'n baie interessante voorstelling. Al die krommes volg uit metinge aan dieselfde emulsies by die aangemelde golflengtes. Die emulsie van konsentrasie 320 ontstaan deur die uitgiet van 'n alkoholiese oplossing van 80,5 gram mastiks per lieter in loog van 0,0002 *N*, tot daar 25 gram mastiks per lieter in die emulsie teenwoordig was. Die waardes van σ vir golflengtes 537 $\mu\mu$ en 578 $\mu\mu$ is 0,79 en 0,69 respektiewelik. Punte met ⊙ en × aangegee is met diffuus beligting verkry. Dat die kromme vir λ = 578 $\mu\mu$ hoër lê as die ander, is waarskynlik te wyte aan die feit dat die waarde van σ sneller afneem as dié van $n\beta c$ toeneem (sien formule in tabel 5); want as die konsentrasies vir metinge by λ = 578 $\mu\mu$ met $\frac{0,69}{0,79}$ vermenigvuldig word, lê die kromme iets onder die vir λ = 537 $\mu\mu$.

Die metinge is gemaak met opstelling *F* vir diffuus beligting, aan die emulsies in 'n kuvet teen die wand waarvan aan die kant van die invallende bundel, 'n stuk melkglas (soort 5, sien bls. 93) staan waarvoor $c n \beta \sigma x$ (*ekw.*) = 1,70 volgens die bepaling op bls. 94. Soos aangetoon verskil die krommes wat ontstaan van metinge by λ = 578 $\mu\mu$ met, en sonder, canadabalsem tussen melkglas en kuvettewand alleen by baie dun lae. Punte $\times$ dui die metinge aan met die canadabalsem laag. As ons aanneem dat die rigtingsverdeling van die lig in die melkglaslaag nie so baie anders is as dié in die mastiks nie, kan die sterker afval van intensiteit in die geval sonder optiese kontak kwalitatief verklaar word deur breking. Die mastiksemulsie sprei die lig uit, wat van die dun luglaag inval onder hoeke wat in die mastiks laag kleiner is as dié vir totale refleksie, oor 2π, en ná dit gebeur het, is die verloop teoreties met die formule van tabel 5 te verklaar. Met optiese kontak kan die teorie egter al direk vanaf konsentrasie $= 0$ toegepas word. Vir die gekombineerde effek van melkglas en emulsie volg die formule

$$\frac{i_1 - i_2}{i_2 \; x_2} = \frac{c\, n\, \beta\, \sigma}{1 + c n \beta \sigma x\,(\text{glas})} = \text{konstant} \quad . \quad . \quad 34$$

direk uit dié in tabel 5 vir diffuus beligting; waarin $i_1 =$ gemete ligstroom met water in die kuvet, en $i_2 =$ gemete ligstroom met verstrooiende stof van konsentrasie x_2 in die kuvet, terwyl $c\, n\, \beta\, \sigma$ in die teller betrekking het op die emulsiereeks.

Ons kry die volgende tabel (10) van die kromme vir $\lambda = 537 \mu\mu$.

As meer ag geslaan word op waardes wat uit groter konsentrasies ontstaan, en ons neem die gemiddelde $= 0{,}03$, volg dat $c\, n\, \beta\, \sigma = 0{,}081$. Daar $\sigma = 0{,}79$ (bls. 91) gee dit 'n waarde van $c\, n\, \beta = 0{,}1025$.

Tabel 10.

i_1	i_2	x_2	$\frac{i_1 - i_2}{i_2 \; x_2}$
800	620	10	0,0290
	380	40	0,0277
	240	80	0,0292
	145	160	0,0283
	90	240	0,0328

Deur substitusie van $c n \beta \sigma x$ (emulsie) $+ c n \beta \sigma\, x$ (glas) in formule 19 word die teoretiese kromme (t) verkry wat in die voorstelling geteken is. Die kromme mag natuurlik in 'n loodregte rigting, parallel aan homself verskuif word.

Die verloop word ook goed beskryf ná 'n konsentrasie van omtrent 100, as ons $c n \beta \sigma x$ (glas) verwaarloos. Punte $\triangle$ wat op die manier bereken is, val nogal bevredigend op die getekende teoretiese kromme.

Kromme p is verkry van metinge met 'n parallel invallende bundel (opstelling C) by $\lambda = 537$ $\mu\mu$. Vir konsentrasies > 100 is die krommes vir die twee beligtingsmetodes parallel, soos ons verwag.

Uit die bekyking van die krommes volg dus 'n metode vir die bepaling van $c\,n\,\beta\,\sigma$ per millimeter dikte vir 'n stuk wit melkglas.

Ná bepaling van $c\,n\,\beta\,\sigma$ vir die emulsiereeks (sien bls. 86, of beter §3 van hoofstuk VI) kan uit metinge in optiese kontak met die gegewe stuk melkglas die waarde van $c\,n\,\beta\,\sigma\,x$ vir die glas bepaal word met die hulp van formule 34. Dit kan ruwer gebeur deur in plaas van emulsies 'n stuk melkglas as verspreier te gebruik waarvoor $c\,n\,\beta\,\sigma\,x$ *bekend* is. Uit metinge van die lig wat deur die verspreier alleen kom, en dié wat deur verspreier en monster tesame in optiese kontak kom, kan die koëffisiënt baie snel bepaal word.

Een stap verder bring ons egter in gevaar. Poginge om verspreier en monster eners te hê met die doel om $c\,n\,\beta\,\sigma\,x$ *sonder die kennis* van dié verspreier te bereken van 34, het aangetoon dat met groot waardes van die koëffisiënt die kleinste onnoukeurigheid in 'n meting hom wreek op die uitkomste. As voorbeeld kan ons na die volgende eksperimentele uitkomste kyk. Die gemete ligstrome deur 1,2 en 3 gelyke melkglasplate (wat ons sal noem soort 5,) was 88, 45, en 26, respektiewelik.

Ons sal eers $c\,n\,\beta\,\sigma\,x$ vir die glas bereken op die manier van bekende $c\,n\,\beta\,\sigma\,x$ (verspreier) wat in die geval natuurlik gelyk is aan dié van die monster.

Die *ekwiwalente* waarde van $c\,n\,\beta\,\sigma\,x$ (glas) vir die eerste plaat, en vir die twee eerste plate respektiewelik, kan maklik bereken word uit die waardes van $\frac{j_u}{i_o} = 0{,}63$ en $\frac{j_u}{i_o} = 0{,}74$ vir één en vir twee (in optiese kontak) van die gebruikte melkglase (soort 5); daar die glas wat as verspreier dien, die waarde van $\frac{i_1}{i_2}$ (sien formule 34) beïnvloed *alleen deur sy waarde van* $\frac{j_u}{i_o}$.

Substitusie in formule 20 lewer $c n \beta \sigma x$ (ekw:) $= 1,7$ en $2,85$ respektiewelik, en agtereenvolgende substitusie hiervan en van die waarneminge, in formule 34 lewer dan $c n \beta \sigma x$ (vir verspreier en vir monsters natuurlik) $= 2,58$ en $3,22$ met één, en 2,80 met twee plate as verspreier, welke waardes vergelykbaar is met dié op bls. 100 naamlik 2,1.

Dis ook maklik om in te sien dat die te hoë waardes te wyte is aan absorpsie in die melkglasmonsters (wat ná die verspreier kom), waardeur die deurlatinge daarvoor te klein uitval. Daarom is die getal 3,22, wat ontstaan uit metinge van die deurlating met twee melkglase ná die verspreier hoër as dié met *één* daarna.

Gaan ons egter die waardes bereken op die manier van onbekende ekwiwalente $c n \beta \sigma x$ vir die verspreier, ontstaan $c n \beta \sigma x = 21,5, - 6,2$ en $- 1,58$ respektiewelik, uit die substitusie van die waarneminge in formule 34.

Met bekende $c n \beta \sigma x$ vir die verspreier is die metode van praktiese belang daar hiermee baie snel 'n skatting van $c n \beta \sigma x$, 'n tegnies belangrike grootte vir melkglas, gemaak kan word vir wit melkglas. Die metode is vergelykbaar met 'n dergelik eksperimentele en teoretiese werk deur *H. J. Channon, F. F. Ren wick* en *B. V. Storr* (8) — vir verstrooiende lae waarin die lig ook absorpsie ondergaan.

§ 2. *Die soek na 'n metode vir die vasstelling van die praktiese groottes $c \varkappa$ en $c n \beta \sigma$.*

Daar is 'n metode aangegee om c en $n \beta$ te vind vir *emulsies* deur 'n bietjie kleurstof wat dit nie uitflok nie, by te voeg. Verder is daar ook aangegee hoe $c n \beta \sigma$ vir 'n stuk wit melkglas (of emulsie) bepaal kan word. Ons het 'n relasie tussen $c \varkappa$ en $c n \beta \sigma$, naamlik f. Nou kan ons eksperimenteel verskillende weë inslaan om 'n twede relasie tussen $c \varkappa$ en $c n \beta \sigma$ te soek, waarmee die probleem dan vir *gekleurde* melkglase opgelos is.

Vir opties dun opaalglase kan ons $(\varkappa + \sigma)$ bepaal, en $f = c\sqrt{\varkappa(\varkappa + 2 n \beta \sigma}$ deur stapels van hulle in optiese kontak met mekaar deur te meet.

Maar wat nou gedaan om die terme van mekaar te skei! Sou metinge in verskillende golflengtes tot 'n oplossing lei as ons anneem dat σ omgekeerd eweredig is met die twede mag van die golflengte?

Daar is gesoek na 'n metode vir die bepaling van $\varkappa$ en σ vir gekleurde melkglase, deur metinge uit te voer in verskillende golflengtes aan gekleurde emulsies en die resultate met bekende groottes te vergelyk.

Eksperimenteel is dus bepaal:

a. σ vir die ongekleurde mastiks, in drie verskillende golflengtes, met verdunde lae.

b. $\varkappa$ vir fuchsine, in dieselfde drie golflengtes.

c $(\varkappa+\sigma)$ vir 'n bepaalde mengsel van die twee, in die drie golflengtes, met verdunde lae.

d. $f=c\sqrt{\varkappa(\varkappa+2n\beta\sigma}$ vir die mengsel, in die drie golflengtes, met gekonsentreerde lae.

Die metinge *a* en *b* dien om die waardes wat deur gebruik van *c* en *d* bepaal is, te kontrolleer.

Uit die metinge *c* en *d* ontstaan die 6 vergelykinge,

$$\left.\begin{array}{ll} \varkappa+\sigma=A \quad \text{en} \quad c^2(\varkappa^2+2n\beta\varkappa\sigma)=B & .\ 35 \\ p_1\varkappa+\alpha_1\sigma=C \,\text{en}\, c^2(p_1^2\varkappa^2+2n\beta\varkappa\sigma p_1\alpha)=D & .\ 36 \\ p_2\varkappa+\alpha_2\sigma=E \,\text{en}\, c^2(p_2^2\varkappa^2+2n\beta\varkappa\sigma p_2\alpha_2)=F & .\ 37 \end{array}\right\} \text{waarin } A, B \ldots F \text{ bekend is.}$$

as c en $n\beta$ nie met die verhouding van absorpsie tot verstrooiing, en met die golflengte varieer nie.

Ons kan verder aanneem dat α_1, α_2 in die algemeen bekend is vir deeltjies wat in melkglas voorkom (sien b.v. (35)). In hierdie poging, egter, is α_1, α_2 verkry deur gebruik van metinge *a*.

Ons het dus 6 vergelykinge met 6 onbekendes $\varkappa$, σ, $n\beta$, c, p_1 en p_2, waaruit $\varkappa$ en σ bereken kan word. Die uitkomste het egter nie groot sukses gelewer nie.

Die volgende tabel (11) kan dien as 'n opsomming van 'n poging.

Tabel 11.

	λ in $\mu\mu$	$\varkappa$	σ	f
1.	498	0,032	0,578	0,0745
2.	537	0,049	0,513	0,094
3.	578	0,0096	0,436	0,0352

As ons b.v. vir $\lambda = 498 \mu\mu$ stel $\varkappa_1 + \sigma_1 = A$ en $f_1 = c\sqrt{\varkappa_1^2 + 2\varkappa_1\, n\beta\, \sigma_1} =$

en vir $\lambda = 578 \mu\mu$ stel $\varkappa_3 + \sigma_3 = C$ en $f_3 = c\sqrt{\varkappa_3^2 + 2\varkappa_3\, n\beta\, \sigma_3} = D$, en $\sigma_3 =$

volg,

$$\varkappa = \frac{\varphi \pm \sqrt{\varphi^2 - 4a^2 c^2 B(\delta)^2}}{2a\, c^2 (\delta)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 38$$

waarin $\delta = A a - C$ en $\varphi = c^2 \delta^2 - a^2 B - D$.

Ná bepaling van $n\beta c^2 = 0{,}252$ vir geval 3 op die metode van bls. 86 kry ons $c^2 = 2{,}16$ daarvoor. As ons nou die verskillende waardes in formule 38 substitueer, word die uitdrukking onder die wortelteken imaginêr. Verwaarloos ons dit, dan volg $\varkappa = 0{,}198$ in plaas van 0,032. Ons vermoed dat die afwykinge in die algemeen terug te voer is na die variasies van c en $n\beta$ met die golflengte en met die absorpsiekoëffisiënt, en dis onwenslik geag om in dié rigting verder voort te sit.

Nes dit in die geval van byna suiwer diffusie moontlik was om 'n benaderde waarde van $c\, n\beta\, \sigma$ te vind, is dit natuurlik moontlik in die geval van baie sterk absorpsie om die waarde van f direk as 'n ruwe skatting van $c\varkappa$ aan te neem. Dis egter *in die algemeen* moontlik, om met diffuus beligting 'n benaderde waarde van $c\varkappa$ te bepaal uit metinge van i_0, f en die snypunt van die terug geproduseerde regte met die ordinaat van konsentrasie $= 0$, wat $\frac{2fi_o}{f+a}$ gee (sien 23).

Dan volg die waarde van $cn\beta\sigma = \sqrt{a^2 - f^2}$ 39

$$\text{en } c\varkappa = a - \sqrt{a^2 - f^2}$$

Die oormaat van lig wat onder klein hoeke met die normaal inval (sien graf. 20) is gedeeltelik weggewerk deur die swart karton voor in die ligbak te vervang met 'n melkglasplaat, wat deur sy terugverstrooiing die bundel meer diffuus maak. Hierdeur bly f onveranderd terwyl die waarde van i_0 ten opsigte van die regte in die voorstelling anders word. Punte ⊡ wys die ruwe eksperimentele i_0 met melkglas *voor* sowel as *agter* in die ligbak. Toepassing op die krommes lewer dan vir A, $c\varkappa =$ 0, 0352 en vir B, $c\varkappa = 0{,}0369$, wat daar nogal nie te sleg uitsien nie (sien bls. 89 vir $\varkappa$ waardes). Die waardes van $cn\beta\,\sigma$, egter, was A, $cn\beta\sigma = = 0{,}0253$ en B, $cn\beta\sigma = 0{,}0811$ respektiewelik. De formule vir $cn\beta\,\sigma$ laat ons die onnoukeurigheid al verwag, daar die waarde van $cn\beta\sigma$ afhang van 'n betreklik klein verskil tussen groottes wat, weens eksperimentele onvolmaakthede, nie noukeurig genoeg vir sulke doele is nie.

Die metode sal waarskynlik bruikbaar wees vir noukeuriger bepaling van $c\varkappa$ ná yking van die toestel vir faktore $\dfrac{i \text{ teor:}}{i \text{ eksp:}}$ met baie verskillend sterk gekleurde emulsies. Na dié yking, en ná i_0 (eksp.) vir die ligbak bepaal is, is dit 'n baie klein werk om $c\varkappa$ vir 'n soort melkglas te bepaal; twee waarneminge aan plate daarvan (b.v. met 1 en met 2 plate respektiewelik) voor die ligbak is voldoende.

§ 3. *Oor die metode van H. J. Channon, F. F. Renwick en B. V. Storr* (8).

In 1918 is deur *H. J. Channon, F. F. Renwick* en *B. V. Storr* 'n werk gepubliseer waarin hulle die gedrag van volledig diffuus lig in verstrooiende stowwe bestudeer en waaruit 'n metode volg vir die bepaling van die Schuster-konstantes $\overline{\varkappa}$ en $\overline{\sigma}$ Hulle uitgangspunt, naamlik „the indisputable fact that when light falls upon a finite thickness of scattering medium, part is rejected, part extinguished, and part transmitted", is in die grond van die saak dieselfde as dié in hierdie werk, en nes in die teenwoordige werk word in die teoretiese beskouings geen ag geslaan op die rigtingsverdeling van die deurvallende en terugkerende bundels nie . Hulle werk is egter lang nie 'n direkte beskrywing van die voortplanting van lig in die twee rigtings nie, en daar hulle matematiese omsettinge formules lewer wat moeilik fiesies interpreteerbaar is, nie oorsigtelik nie. Dit sal hier voldoende wees om alleen die nodige teoretiese materiaal vir die belangrikste opmerkinge saam te vat.

Ná berekening van die lig wat deur twee plate in optiese kontak dring (op die manier wat Stokes (43) gevolg het in sy publikasie „On the Intensity of the Light Reflected from or Transmitted through a Pile of Plates",) volg hul formule $\varrho^2 = O^2 - O_2$ ....(40) vir drie plate wat *eners* is, waar ϱ = breukdeel van die invallende lig wat terugverstrooi word deur een plaat, terwyl O_1 en O_2 die ligstroom deur een plaat deurgelaat, gedeel deur die strome deur 2 en 3 plate respektiewelik is.

Ná dié bepaling word een van die plate gebruik as fotometerverspreier, wat telkens in optiese kontak gebring word met die monster.

'n Twede formule $R_1^2 (0_1^2 - \varrho^2) + R_1 (0_2 - 1) - (0_1^2 - 0_2) = 0$ . . word dan gebruik, waarin R_1 = breukdeel van die terugverstrooide lig deur een monsterplaat. In vergelykinge 41, 42 en 43 tel die fotometer-verspreier as eerste plaat vir O_1 en O_2. Ten slotte word

$$\text{gebruik } R\infty = \frac{O_1 R_1}{\left[O_1 - (1 - \varrho R_1) e^{-\gamma} \right]} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 42$$

$$\text{waarin} \qquad 2 \cosh \gamma = \frac{O_2 + 1}{O_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 43$$

en $R\infty$ = breukdeel van invallende bundel wat terugverstrooi word deur 'n oneindig dik laag.

Vergelyking met die Schuster-konstantes lewer dan

$$R\infty = \frac{\sqrt{\bar{\varkappa} + \bar{\sigma}} - \sqrt{\bar{\varkappa}}}{\sqrt{\bar{\varkappa} + \bar{\sigma}} + \sqrt{\bar{\varkappa}}} \text{ en } \gamma^2 = \bar{\varkappa}\,(\bar{\varkappa} + \bar{\sigma}).$$

Die nodige metinge bestaan dus uit dié vir 0, 1 en 2 plate van die monster in kontak met die verspreier. Dis direk in te sien dat hulle γ en hulle R_∞ dieselfde is as ons f en $\left(\frac{j_u}{i_o}\right)_{x\ \text{groot}}$, uitgedruk in die Schuster-konstantes. Verder kom hulle eksperimentele bepaling van γ prakties neer op die bepaling van f uit metinge aan een en twee lae respektiewelik, wanneer dit om dik lae gaan. Maar wat vind ons nou as ons ϱ eksperimenteel wil bepaal vir die verspreier? Kies ons by voorbeeld konsentrasie 20 van grafiek 20 (*A*), blyk dit dat, weens die invloed van speling in die waarneminge op die teoretiese waarde van ϱ die metode onbruikbaar is.

Substitusie van die *waarneminge* lewer by voorbeeld $\varrho = 1{,}05$, terwyl waardes van die *kromme afgelees* $\varrho = 0$ gee.

Met 'n melkglasplaat (soort 5) in die kuvet teen die wand wat aan die kant van die invallende bundel staan, was die gemete intensiteite van die deurgelate lig 192,0, 45,0, 22,5 en 10,5 vir emulsies *B* van konsentrasies 0,20, 30 en 40 respektiewelik. As die punte op die gewone manier uitgesit word, val hulle vir praktiese doele goed op 'n regte, wat al genoeg bewys is dat selfs met vooraf bepaalde ϱ vir die verspreier (in dié geval was dit $\frac{j_u}{i_0} = 0{,}63$) (soort 5) die uitkomste vir die emulsies wys dat die metode vir dik lae waardeloos is.

Dit was weens die temperatuur van die ligbak nogal moeilik om tydelik optiese kontak tussen kuvettewand en melkglasplaat te kry sonder om dit in 'n kuvet met xylol te sit.

Die metode is dus alleen bruikbaar in die geval van betreklik dun melkglase met 'n klein absorpsiekoëffisiënt, waarvoor dus die voorstelling van waarneminge met 0,1 en 2 plate teen die verspreier 'n *duidelike* kromming het. As voorbeeld lewer die waarneminge van bls. 93 aan die plaat met die kleinste $\frac{c\varkappa}{2c\,n\beta\,\sigma}$ van almal wat gemeet is, ná substitusie in die formules $\varrho = 0{,}662$ en $\gamma = 0{,}485$ waaruit volg $\bar{\varkappa}x = 0{,}052$ en $\bar{\sigma}x = 4{,}5$. Mag egter daarop gewys word dat dit tog baie ru is, want stel die deurlating deur 3 plate $= 25$ in plaas van 26 (wat binne die speling van die waarneminge vir sulke bepalinge is), dan volg $\bar{\varkappa} = 0{,}10$ en $\bar{\sigma}x = 3{,}05$, waardeur die tegnies belangrike waarde van $\frac{\bar{\varkappa}}{\bar{\sigma}}$ aansienlik gestoor word.

Op die manier van die teenwoordige werk (hoofstukVI) bepaal, vind ons $\left(\frac{j_u}{i_0}\right)_{x\ \mathrm{groot}} = 0{,}78$ en $f = 0{,}52$ waaruit volg $c\varkappa x = 0{,}064$ en $2cn\beta\sigma x = 4{,}20$ vir dieselfde melkglas.

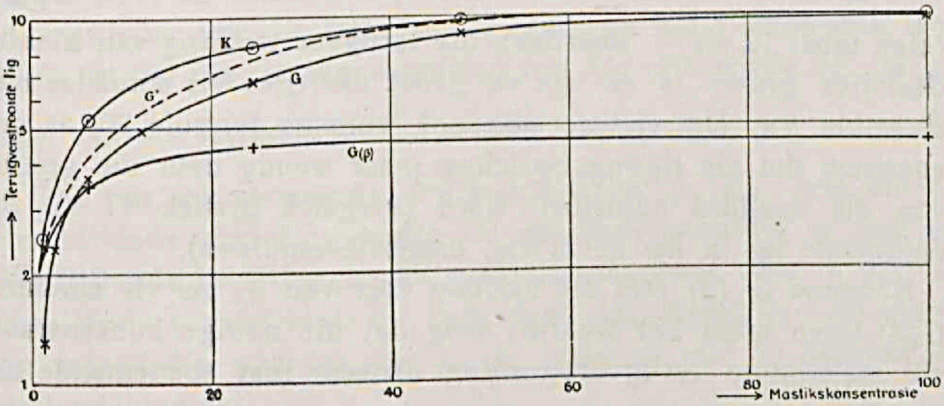
HOOFSTUK VI.

DIE EKSPERIMENTELE VASSTELLING VAN TERUGVERSTROOIDE LIG VAN 'N BAIE DIK LAAG AS 'N TWEDE RELASIE TUSSEN DIE ONBEKENDES.

§ 1. *Voorproewe met emulsies van verskillende konsentrasies.*

Nou is 'n punt in die werk bereik waar ons voel dat metinge van deurgelate lig ná substitusie in die nodige formules, ons toelaat om skattings van die onbekendes $c\varkappa$ en $cn\beta\sigma$ te maak, in sommige gevalle meer, in andere minder ru.

Die probleem is in sy geheel vir praktiese doele in die tegniek opgelos wanneer 'n twede relasie bepaal word met dieselfde noukeurigheid as f. Weens die groot invloed van klein hoeveelhede kleurstof op die rigtingsverdeling van die uittreënde straling, skyn dit dat metinge onder b.v. twee hoeke 'n relasie aanbied. Sulke metinge is egter vir die praktyk nie snel uitvoerbaar nie, o.a. weens die moeilikheid om randeffekte kwyt te raak by metinge onder groot hoeke met die normaal op die laag, weens die noodsaaklikheid om ander hoeke vir ander verhoudinge van absorpsie tot verstrooiing te kies (sien tabel 7), die groter meetnoukeurigheid wat nodig is, ens. Ons kan groter sukses verwag



Grafiek 22. Voorproewe aan die terugverstrooide lig.

van metinge in die terugverstrooide lig en die substitusie daarvan in ons formules. Hiervoor is die kennis van 'n paar feite betreffende die rigtingsverdeling van die terugverstrooide lig nodig.

Met opstelling E vir 'n parallel invallende bundel is die terugverstrooide lig onder 65 ° gemeet vir 'n wit mastiks emulsie en die gemete intensiteit was 15,0; met dubbel die konsentrasie, (die emulsie was op die grens van deursigtigheid) was dit 22,0 en met dubbel dié konsentrasie weer, 22,5. Met betreklik dik lae nader die terugverstrooide lig dus asimptoties na dié vir 'n *oneindig* dik laag, en dit sal blyk dat die nodige optiese dikte van die laag vir maksimum terugverstrooiing van die orde van dié is wat ook dien om *f*. te bepaal. Die verloop van $j_u d\omega$, waar $d\omega$ 'n klein liggaamshoek is, met die konsentrasie is in grafiek 22 voorgestel.

Krommes *G* en *K* volg uit metinge onder 25° aan die wit emulsies *G* en *K* respektiewelik (sien bls. 108). Die nodige optiese dikte vir die bepaling van $j_u\ d\omega$ vir 'n oneindig dik laag is dus in die laboratorium maklik verkrygbaar; 'n konsentrasie van 'n paar keer dié wat nodig is vir ondeursigtigheid is al voldoende, in die geval van verstrooiing sonder merkbare absorpsie.

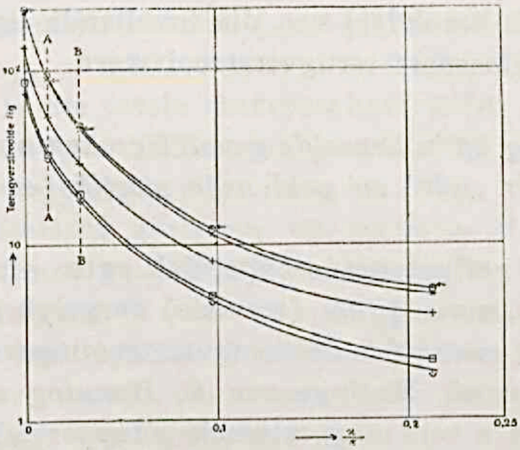
Interessant is dit om te sien (kromme G[1]) dat, ná vermenigvuldiging van die konsentrasies vir groot deeltjies met $\frac{1,100}{1,465}$ (sien tabel 12 vir σ waardes), die terugverstrooiing van kleiner deeltjies groter is as die vir groot deeltjies vir emulsies met dieselfde σx. Dit verwag ons ook volgens formule 20, as ons aanneem dat die rigtingsverdeling maar weinig deur die grootte van die deeltjies beïnvloed word (vergelyk grafiek 17 vir die deurgelate lig in die geval van dieselfde emulsies).

Kromme *G* (β) stel die verloop voor van $j_u\ d\omega$ vir emulsies $G(\beta)$ (sien tabel 12) waaruit volg dat die nodige konsentrasie vir maksimum terugverstrooiing afneem met toenemende absorpsie.

§ 2. *Proewe onder verskillende hoeke en met verskillende verhoudinge van absorpsie tot verstrooiing.*

Ons gaan nou oor tot die verloop van *R* met $\frac{\varkappa}{\sigma}$. Punte met

→ · in grafiek 23 aangegee stel metinge voor met opstelling E onder 65 ° aan 'n mastiksemulsie ná toevoeging van kleurstof in hoeveelhede wat in die grafiek afgelees kan word. (die punte A en B het betrekking op emulsies A n B van bls. 89) Die gevoeligheid van $\left(\frac{j_u}{i_0}\right)_{\text{groot } x} = R$ vir variasie van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ is dus voldoende



Grafiek 23. Rigtingsverdeling van die terugverstrooide lig.

vir ons doel. Punte met ⊙, × en + aangegee volg uit metinge onder 60 °, 32 ° en 5 ° respektiewelik, *) aan dieselfde gekleurde emulsies; van die feit dat die krommes byna ewewydig loop blyk dit dat die rigtingsverdeling van die uittreënde lig nie so veel van die verhouding $\frac{\varkappa}{\sigma}$ afhang nie.

Ons kan ook verwag dat die waardes van $j_u \, d\omega$, wat vir die verskillende uittreëingshoeke vir ons doel eweredig is, ook vir verskillende beligtingshoeke eweredig sal wees. Met 'n diffuus invallende bundel blyk dit inderdaad dat dieselfde verhoudinge tussen die waardes van $j_u \, d\omega$ volg as met 'n parallel invallende bundel.

*) **Opmerking:** In die terugverstrooide, sowel as in die deurgelate ligbundel tree merkbare polarisasie op onder hoeke van meer as omtrent 70° met die normaal op die wand van die kuvet, wat hoogswaarskynlik aan breking, en nie aan verstrooiing te wyte is nie, daar die polarisasievlak loodreg op dié is, waarin die normaal en die gesigsrigting is.

Met diffuus lig, onder 0° en 40° respektiewelik gemeet, is punte $\boxdot$ en $\dot{\vee}$ verkry. Dis duidelik dat die gemete waardes $j_u\, d\omega$, onder 'n willekeurige hoek (nie te groot nie) met die normaal, en met enigeen van die twee opstellinge, taamlik goed eweredig met j_u (totaal) is vir ons doel.

Dit laat ons dus toe om te skryf $R = j_u\, d\omega$ (emulsie of glas) $\div$ $j_u\, d\omega$ (*totaal* reflekterende vlak wit oppervlak), waarin R die maksimum breukdeel van die invallende lig is wat deur die emulsie of glassoort terugverstrooi word.

§ 3. *Toepassing op 'n bepaalde geval. Berekening van* $c\varkappa$ *en* $c\, n\beta\sigma$ *vir „wit" en gekleurde mastiks emulsies.*

Daar 'n totaal reflekterende oppervlak egter nie in die praktyk voorkom nie, moet $j_u\, d\omega$ (emulsie) vergelyk word met die van 'n oppervlak met bekende terugverstrooiingsvermoë of diffuus refleksievermoë. Metinge van *F. Henning* en *W. Heuze* (17) toon aan dat 'n vars magnesiumoksiedoppervlak vir ons doel die mees geskikte is.

Ná deurmeting van die wit emulsie met opstelling F vir diffuus lig is 'n meting aan 'n dik vars laag magnesiumoksied uitgevoer, wat op 'n glasplaat neergeslaan is deur dit in die rook van 'n brandende magnesiumband te hou.

Met $R = 0{,}953$ gestel vir die oksied volg R (mastiks) $= 0{,}77$ (sien ook tabel 12). Die gemiddelde van *al* die metinge wat gemaak is aan emulsies A en B lewer dan $R_A = 0{,}312$, $R_B = 0{,}17$. Substitusie hiervan en van $f_A = 0{,}0515$ en $f_B = 0{,}087$ (grf. 20) in die formules lewer dan vir A, $c\varkappa = 0{,}027$ en $c\, n\beta\sigma = 0{,}0354$ en B, $c\varkappa = 0{,}0615$ en $c\, n\beta\sigma = 0{,}0305$ (vir $\varkappa$ en σ, bls. 89). Hieruit volg $c_A = 3{,}05$, $n\beta_A = 0{,}014$ en $c_B = 2{,}78$, $n\beta_B = 0{,}0138$, wat baie bevredigend uitsien. Ons sien dat c sneller dan $n\beta$ afneem met toenemende absorpsie; dis in die algemeen die geval.

Daar kan nog 'n klein verbetering aan die waardes van c en $n\beta$ aangebring word. Die waardes van $\varkappa$ wat gebruik is vir die bepaling van c_A en c_B is gewoon die wat volg uit metinge aan die kleurstof, voor die menging daarvan met die emulsie. Die waardes van $\varkappa$ is egter groter dan dié waardes daar die mastiks self ook 'n klein absorpsie het. Laat ons die orde daarvan skat. Formule 24 gee vir $R = 0{,}77$ 'n waarde van $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma} = 0{,}0346.$

Vir emulsies A en B is $n\beta = 0{,}014$ en dus volg $\frac{\varkappa}{\sigma} = 0{,}000485$ vir die „wit" emulsie. Stel nou $(\varkappa_1 + \sigma_1)_A = 0{,}829$ (sien bls. 89), dan kry ons $\varkappa_{1_A} = 0{,}0004$ en $\sigma_{1_A} = 0{,}8286$ Vir die gekleurde emulsie, dus, is die totale absorpsiekoëffisiënt , $\varkappa_A$ (totaal) $=$ $0{,}00925$, waaruit $c_A = 2{,}92$ en $(n\beta)_A = 0{,}01465$ verkry word, met die hulp van $(c\varkappa)_A$ en $(c.n\beta\sigma)_A$ (sien bls.104)

Wanneer dieselfde korreksie op emulsies B toegepas word, kry ons $\varkappa_B$ (totaal) $= 0{,}02255$ en dus $c_B = 2{,}735$ en $n\beta =$ $0{,}0141$. Met die gebruik van $n\beta = 0{,}01465$, wat waarskynlik die naaste van die twee aan dié vir „wit" mastiks is, kan die waardes *weer* verbeter word, ens., maar dit sal blyk dat verdere verbeterings weinig invloed het.

'n Mens sou ook oppervlakkig verwag dat 'n ander kombinasie van die deurvallende en terugkerende ligbundels, volgens formules 23 en 24, naamlik

$$c\,n\beta\sigma = \frac{2fj_u}{i_u e^{xf}} = \frac{2f\frac{j_u}{i_0}}{\frac{i_u}{i_0}e^{xf}} \quad , \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 44$$

ook 'n aanneemlike bepaling van die onbekendes toelaat.

Die verskil tussen 26 en 44 berus egter alleen hierin, dat in die laasgenoemde geval, behalwe die gemete groottes ook nog bekend moet wees die variasie van die rigtingsverdeling van die deurvallende en terugverstrooide lig met variasie van $\frac{\varkappa}{\sigma}$.
Verder sal hier nog die verskil in refleksiekoëffisiënte en nog meer, die polariserende invloed spesiaal onder groot hoeke van die verskillende spieëls (b.v. C, X ens van fig. 3) 'n baie aansien-

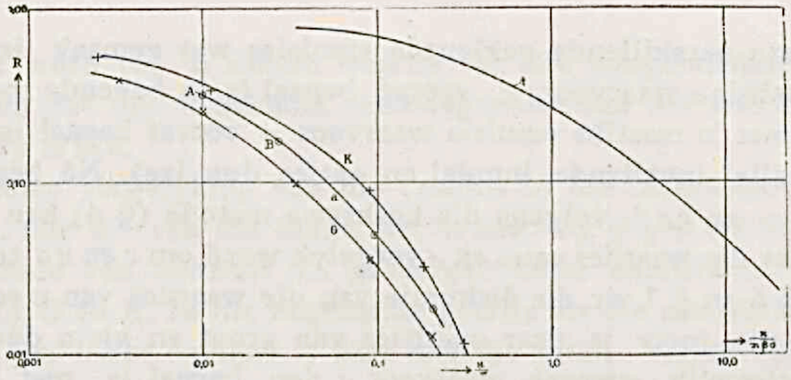
like foutebron wees. Probeer ons om dié foutebron kwyt te raak deur die regterlid van 44 op die twede manier te skryf en deur die bybehorende i_0 vir terugkerende en deurvallende ligstrome te meet soos in die voorgaande bladsye aangetoon, stuit ons nie alleen teen die komplikasie van die verskil in die rigtingsverdeling van die invallende bundel en dié van die uittreënde lig nie, maar ook teen dié van die uitgeskermde stukke van die invallende bundel, deur die spieël en die skerm in die ligbak (fig. 3). Daar is dus voldoende rede om formules 25 en 26 te gebruik vir die bepaling van $c\varkappa$ en $cn\beta\sigma$.

§ 4. *Die variasie van die grootte $n\beta$ met die deeltjiesgrootte en met die waarde van $\frac{\varkappa}{\sigma}$.*

Waarneminge aan die terugverstrooide lig deur gekleurde emulsies G en K (sien bls. 108), van groot en klein deeltjies respektiewelik, is in tabel 12 saamgevat. Die waarde van $j_u \; d\omega$ in die geval van sterk fuchsine in die kuvet gee natuurlik die strooilig wat van al die ander afgetrek moet word om die goeie $j_u \; d\omega$, vir substitusie in die formules te kry vir die emulsies. Met R $R(MgO) = 0{,}953$ gestel, volg die waardes van R in die tabel aangegee. Die waarde van R vir „wit" mastiks, naamlik 0,77, wys dat $\frac{\varkappa}{\sigma}$ vir mastiks in werklikheid $\neq 0$ (met dieselfde baie gekonsentreede laë is $(i_u \, d\omega)_G \approx 7{,}0$, $(i_u \; d\omega)_K \approx 0{,}50$).

Die verskillende waardes van R in die tabel aangegee is ook in graf. 24 uitgesit, en dit stel ons in staat om die variasie van $n\,\beta$ met deeltjiesgrootte en met $\frac{\varkappa}{\sigma}$ waar te neem. As toeligting van die grafiek, wat op dubbel logaritmiese papier uitgesit is, dien die volgende:

Kromme t stel die teoretiese verloop van R met $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$ voor volgens formule 24, wat die tegniese belang van die grootte $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$



Grafiek 24.

aantoon, daar die breukdeel van die lig wat deur 'n laag terugverstrooi word hiervan afhang. In kromme (*a*) is die gemiddelde van *al* die metinge van graf. 23 voorgestel. In dié geval, sowel as vir (*G*) *en* (*K*), stel die absis waardes van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ voor, en nie $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$ soos dit vir kromme t doen nie.

Vir 'n gegewe *R* is die verhouding van die absis van (*a*), (*G*) of (*K*), tot die van (*t*), gelyk aan $n\beta$ vir die bybehorende emulsie. Daar die kromme (*G*) geheel links van (*K*) lê is dit duidelik dat $n\beta$ vir emulsies (*G*) kleiner is as die van (*K*), en hulle waardes is deur die grafiek direk kwantitatief vergelykbaar.

Verder is die afname van $n\beta$ met toename van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ ook duidelik te sien in die uiteenloping van kromme (*G*) of (*K*) en (*t*) na onder. Die verloop van $n\beta$ met $\frac{\varkappa}{\sigma}$ is ook natuurlik deur die grafiek direk kwantitatief bepaalbaar. Weens die klein absorpsie van „wit" mastiks is die waardes van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ iets groter as dié in tabel 12 aangegee, waardeur al die krommes 'n klein bietjie na regs in 'n waterpasse rigting verskuif moet word. Dis egter nie uitgevoer nie daar die verskuiwing in die algemeen verwaarloosbaar klein is.

§ 5. *Verdere toetsing van die vasgestelde metode vir die bepaling van* c $\varkappa$ en c $n\beta\sigma$.

Dis van belang om die metode, wat baie eenvoudig is, en volgens welke die bepaling van c $\varkappa$ en c $n\beta\sigma$ snel uitvoerbaar is, te toets aan verskillende gekleurde emulsies wat gemaak is deur suurfuchsine waarvoor c vooraf bepaal is, in bekende mate te meng met 'n mastiks emulsie waarvoor σ vooraf bepaal is (met 'n parallel invallende bundel en opties dun lae). Ná bepaling van $c\,\varkappa$ en $c\,n\,\beta\,\sigma$ volgens die beskrewe metode (§ 4), kan hulle dan met die waardes van $\varkappa$ en σ vergelyk word om c en $n\beta$ te vind (sien § 6 en § 7 vir die diskussie van die waardes van c en $n\beta$)

Vir die toets is daar emulsies van groot en klein deeltjies respektiewelik gemaak, waarvoor σ dan bepaal is met 'n parallel invallende bundel; hulle is dan in bekende mate gekleur met fuchsine waarvoor $\varkappa x$ op dieselfde manier vooraf bepaal is. Dit laat ons dan toe om $\varkappa$ en σ vir die gekleurde emulsies te bereken.

Die moederemulsie G (groot deeltjies) het ontstaan deur 'n alkoholiese oplossing van 225 gram mastiks per lieter in water uit te giet, *) en die emulsie het 5 gram mastiks per lieter bevat.

Die konsentrasie is 100 genoem; die waarde van σ, naamlik 1,10, is bepaal met die hulp van opstelling B vir 'n parallel invallende bundel. Moederemulsie K, wat kleiner deeltjies bevat het, het ontstaan deur die uitgiet van 'n oplossing van 45 gram mastiks per lieter, en konsentrasie 100 van die emulsie waarvoor $\sigma = 1{,}465$ (dus $\sigma x = 146{,}5$) het 17 gram mastiks per lieter bevat.

By die uitgiet van 100 ksm. van die alkoholiese oplossing, het daar in die geval van G 'n groot wit klont mastiks ontstaan, wat op die oppervlakte dryf. Die klont is op 'n sandbad gedroog tot dit hard en deursigtig was. Deur die verhitting het die gewig gedaal van 22,5 gram tot 14,0 gram en verder verhitting het niks aan die gewig verander nie. 'n Gewoon mastikskorrel het met dieselfde verhitting geen gewig verloor nie, wat bevestig dat die verlies in die geval van die klont alleen water was.

Verdere proewe het aangetooon dat die gewig van die stuk mastiks wat ontstaan by die uitgiet van 'n alkoholiese mastiksoplossing onafhanklik is van die watervolume waarin dit uit-

*) By die afdamp van die alkohol was dit nodig om stukkies poreuse pot in die kolwe aan te bring om die opspat van die emulsies te vermy.

gegiet word (bo 'n sekere waarde van die laasgenoemde), wat aantoon dat die maksimum mastiksgehalte van die emulsie nie oorskry is nie.

Volume vergelyking van die residus in die melkdoek ná filtrasie, met dié van die klont, het 'n skatting gegee vir die eersgenoemde van omtrent 0,5 gram per lieter emulsie in altwee gevalle, *G* en *K*. In die bogemelde getalle vir die mastikskonsentrasie per lieter emulsie is daar met die totale residu al rekening gehou.

Mikroskopiese skatting lewer vir die deeltjies van emulsies *G* 'n gemiddelde straal van $0{,}335\,\mu$, en vir dié van *K* 'n straal van $0{,}245\,\mu$.

Die emulsies is met verskillende bekende hoeveelhede suurfuchsine van $\varkappa$ x $= 34{,}3$ gemeng, en die verskillende waardes van $\varkappa$ en σ, soos die berekening volgens volumeverhoudinge lewer, is in tabel 12 aangegee. Ons maak dus die aanname dat die mastiks wit is.

Tabel 12. Waardes van R vir verskillende waardes van $\frac{\varkappa}{\sigma}$.

Opties baie dik lae	$\varkappa$	σ	$\frac{\varkappa}{\sigma}$	$j_u\,d\omega$	R
Magnesiumoksied.	.	.		125,7	0,953
„Wit" mastiks (*G*)	0,0	1,1	0,0	102,0	0,770
Suurfuchsine	34,3	0,0	∞	1,7	0,0
G (α)	0,00377	1,09	0,00346	52,7	0,392
G (β)	0,01105	1,065	0,0104	35,0	0,255
G (γ)	0,0346	0,99	0,0350	14,3	0,0970
G (δ)	0,0773	0,852	0,0905	6,2	0,0346
G (ε)	0,137	0,66	0,208	3,4	0,0131
„Wit" mastiks (*K*)	0,0	1,465	0,0	102,0	0,770
K (α)	0,00377	1,45	0,00260	70,7	0,530
K (β)	0,0163	1,395	0,0117	46,0	0,340
K (γ)	0,0522	1,24	0,0420	24,5	0,175
K (δ)	0,0980	1,045	0,0937	11,5	0,0885
K (ε)	0,1535	0,81	0,1895	5,83	0,0317
K (η)	0,1975	0,62	0,318	3,21	0,0116

Die emulsies $G(\alpha)$, $G(\beta)$ . . . is verkry deur emulsie G (groot deeltjies) met bekende hoeveelhede kleurstof te meng, terwyl $K(\alpha)$, $K(\beta)$ . . verkry is deur die met klein deeltjies,(K), in bekende mate te kleur.

Nou gaan ons oor tot die toetsing van die vasgestelde metode. In tabel 12 is aangegee die bybehorende waardes van $j_u\, d\omega$ onder 25° met die normaal op die wand van die kuvet, vir opties baie dik lae van die emulsies,fuchsine en *MgO*, waarop 'n diffuus bundel inval (opstelling F).

Die waarde van $j_u\; d\omega$ vir suurfuchsine gee ons 'n maat van die strooilig, wat van al die ander waardes van $j_u\, d\omega$ in die tabel afgetrek moet word, om die goeie waarde van $j_u\; d\omega$ oor te hou vir die berekeninge.

Die waarde van R vir magnesiumoksied is bekend. Vergelyking van die waardes van $j_u\, d\omega$ vir die emulsies met die vir MgO, daar hulle almal onder dieselfde hoek gemeet is, lewer die waardes van R in dieselfde tabel aangegee.

Die metinge, in 'n seker skaal, aan die deurgelate lig deur dik lae in diffuus lig, volgens die metode wat getoets word, en die berekende bybehorende f waardes is in die volgende tabel (13) saamgevat.

Tabel 13. Metinge aan die deurgelate lig.

Emulsie	$G(\alpha)$		$G(\gamma)$		$G(\varepsilon)$		$K(\beta)$		$K(\gamma)$		$K(\varepsilon)$	
	x	$i_u\, d\omega$	x	$i_u\, d\omega$	x	$i_u\, d\omega$	x	$i_u\, d\omega$	x	$i_u\, d\omega$	x	$i_u\, d\omega$
	37,5	46,0	12,5	53,0	6,25	64,0	12,5	45,00	$8,\dot{3}$	34,000	8,125	20,00
	50,0	30,0	25,0	14,2	12,50	15,0	25,0	10,00	$16,\dot{6}$	6,100	12,50	5,20
	75,0	13,2	37,5	3,6	18,75	3,5	37,5	2,75	25,0	1,420	18,75	0,65
	100,0	5,4	50,0	1,15	25,00	0,9	50,0	0,90	$33,\dot{3}$	0,365	25,00	0,12(?)
$f =$	0.0336		0,111		0,218		0,085		0,164		0,321	

Vir die metinge aan die deurgelate lig was die emulsies in 'n kuvet van 1 sm. dikte; vir dié aan die terugverstrooide lig in 'n kuvet van 3 sm. dikte.

Substitusie van die waardes van R (tabel 12) en die van f (tabel 13) in ons formules gee die waardes van $c\,\varkappa$ en $c\,n\,\beta\,\sigma$ wat in die volgende tabel (14) uitgesit is; terwyl die waardes van c en $n\beta$ verkry is met die verdere hulp van die vooraf bepaalde waardes van $\varkappa$ en σ, in tabel 12 aangegee.

Tabel 14. *Konstantes van die emulsiereekse.*

Emulsie	$c\varkappa$	$c n \beta \sigma$	$\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$	c	$n\beta \times 10^3$
$G(\alpha)$	0,0147	0,0312	0,472	3,90	7,3
$G(\gamma)$	0,0915	0,0218	4,20	2,65	8,3
$G(\varepsilon)$	0,212	0,0057	37,20	1,55	5,6
$K(\beta)$	0,0419	0,0656	0,64	2,57	18,3
$K(\gamma)$	0,115	0,0595	1,95	2,21	21,5
$K(\varepsilon)$	0,300	0,0203	14,8	1,95	12,8

Die waardes van c en $n\beta$ wat in tabel 14 aangegee is, kan nog 'n bietjie verbeter word as ons ag slaan op die feit dat die mastiks self, sonder die toevoeging van kleurstof, ook lig absorbeer. Daarom is immers vir 'n mastiksemulsie $R = 0{,}77$ wat teoreties $\left(\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}\right)_{\text{mastiks}} = 0{,}0346$ gee, (sien formule 24). Daar ons $n\beta$ vir die suiwer „wit" mastiksemulsie nie ken nie, gaan ons die naaste waarde daaraan gebruik wat ons het, naamlik die vir emulsiereeks $G(\alpha)$, wat uit die verbetering self volg. Die korreksie word dan as volg aangebring. Laat die absorpsiekoëffisiënt van die mastiks $\varkappa_1$ wees (dié van die kleurstof is $\varkappa$) en die *egte* verstrooiingskoëffisiënt van die mastiks, σ. Volgens afspraak stel ons $n\beta$ van emulsie $(G) = n\beta$ van emulsie $G(\alpha)$. Dan lewer die tabelle die volgende vergelykinge vir emulsie $G(\alpha)$

$$\varkappa_1 + \sigma = 1{,}09$$

$$\varkappa = 0{,}00377 \qquad c(\varkappa_1 + \varkappa) = 0{,}0147$$

$$2\,c n \beta \sigma = 0{,}0624 \qquad \frac{\varkappa_1}{n\beta\sigma} = 0{,}0346$$

In die vyf vergelykinge het ons vyf onbekendes, en hulle kan dus opgelos word. Word $n\beta\sigma$ as één onbekende beskou, dan voldoen die laaste vier vergelykinge vir die bepaling van $\varkappa$ natuurlik. Uit die vergelykinge volg $\varkappa_1 = 0{,}0003$, $\sigma = 1{,}09$, $c = 3{,}6$ en $n\beta = 0{,}008$.

Na hierdie bepaling van $\frac{\varkappa_1}{\sigma} = 0{,}000275$ vir die ongekleurde mastiksemulsies is die waarde daarvan gebruik om die waardes van $\varkappa_1$ vir $G\ (\gamma)$ *en* $G(\varepsilon)$ te bereken.

Die waarde van $\varkappa$ (totaal) vir 'n emulsiereeks is die som van die waarde van $\varkappa$ daarvoor in tabel 12 aangegee, en die bybehorende waarde van $\varkappa_1$ Die waardes van c en $n\beta$ in tabel 15 aangegee volg dan van die vergelykinge $c = \frac{c\,\varkappa}{\varkappa\,(\text{totaal})}$ en

$$n\beta = \frac{c\,n\,\beta\,\sigma.\ \ \varkappa\,(\text{totaal})}{c\,\varkappa.\,\sigma}.$$

Presies op dieselfde manier is die waardes van c en $n\beta$ vir $K(\beta), K(\gamma)$ en $K(\varepsilon)$ verbeter met die hulp van $\frac{\varkappa_1}{\sigma} = 0{,}00066$, wat uit die gegewens van emulsiereeks $K(\beta)$ bereken is, en dié verbeterde waardes is ook in tabel 15 uitgesit.

Tabel 15.

Emulsie	$c\,\varkappa$	$c\,n\,\beta\,\sigma$	c	$n\beta \times 10^3$
$G(\alpha)$	0,0147	0,0312	3,60	8,0
$G(\gamma)$	0,0915	0,0218	2,62	8,4
$G(\varepsilon)$	0,212	0,0057	1,54	5,6
$K(\beta)$	0,0419	0,0656	2,42	19,5
$K(\gamma)$	0,115	0,0595	2,17	22,0
$K(\varepsilon)$	0,300	0,0203	1,95	13,0

Dis duidelik om te sien dat die verwaarlosing van die absorpsiekoëffisiënt van mastiks meer invloed het op die waardes van c en $n\beta$ in gevalle van minder gekleurde emulsies, soos ons ook verwag.

Die metode is dus getoets deur die koëffisiënte $c\ \varkappa$ en $c\,n\,\beta\,\sigma$ te bepaal vir 'n aantal emulsies wat verskillend sterk gekleur is en ons kry waardes van c en $n\,\beta$ wat taamlik bevredigend uitsien maar wat nie streng kwantitatief gekontrolleer kan word nie.

Dis van belang om 'n toeligting by die waardes van c en $n\,\beta$ te gee.

§ 6. *Diskussie van die waardes van c in die voorgaande tabel.*

Weens die onmoontlikheid om die waardes van c en $n\,\beta$ presies kwantitatiefte kontrolleer is die toetsing van die voorgestelde metode vir die bepaling van die koëffisiënte nie volledig nie, en die oordeel oor die metode moet berus op die aanneemlikheid van die onbekende waardes van c en $n\,\beta$ wat uit die werk volg.

Ten eerste gaan ons die waardes van c oorweeg.

Volgens § 3 van hoofstuk III lê die waarde van c in die buurt van 2 as die rigtingsverdeling van die lig nie te veel van dié van 'n volkome diffuus bundel verskil nie.

Vir die *deurvallende* lig is die waarde van $c = c_1$ kleiner as 2 daar die intensiteit van die lig wat onder klein hoeke met die normaal op die wand voortgeplant word groter as die onder groot hoeke is.

In dun lae is die waarde van c_1 nie konstant nie; miskien word dit bereik ná die lig 'n sekere optiese laagdikte deurloop het

Grafiese integrasie van die teoretiese resultate van *Spijkerboer* vir die lig wat van dik lae onder verskillende hoeke in die geval van suiwer verstrooiing uittree en substitusie van die integrale in die uitdrukking vir c_1 lewer $c_1 = 1{,}70$.
Dit is dus die finaal bereikte waarde van c_1 in die laag in die geval van suiwer verstrooiing deur klein deeltjies as ons aanneem dat die rigtingsverdeling van die deurvallende bundel konstant word ná 'n sekere optiese diepte in die laag.

Met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$ neem die finale breukdeel van die deurvallende lig wat onder groot hoeke met die normaal voortgeplant word af en daarmee ook die finaal bereikte waarde van c_1 in die laag.

Vir die grensgeval van suiwer absorpsie, dit wil sê, $\frac{\varkappa}{\sigma} = \infty$ is $c_1 = 1$.

In die terugkerende ligstroom is $c = c_2$ ook nie deur die hele laag konstant nie en dis altyd *groter* as 2. Laat ons probeer om in die geval van suiwer verstrooiing 'n denkbeeld van sy grootte binnein die laag te kry, met die hulp van die benaderde formule volgens *Schwarzschild*, naamlik

$$j(\sigma x,\vartheta)=\frac{\sigma x+0{,}5-\cos\vartheta}{\sigma x+1}+e^{-\sigma x\sec\vartheta}\,\frac{\cos\vartheta-0{,}5}{\sigma x+1}$$

waarin $j(\sigma x\vartheta)\cos\vartheta$=terugkerende ligstroom onder hoek ϑ met die normaal op die wand in 'n punt x in die laag, in dieselfde rigting gemeet as in hierdie werk.

Dis baie eenvoudig om die waardes van ν_1, ν_2, ν_3 en ν_4 in die volgende tabel (16) aangegee te verkry deur substitusie in die formule. Die bybehorende waardes van c_2 is bereken (met formule, bls 57), ná die nodige grafiese integrasies ruuitgevoer is met die hulp van die verhoudinge ν_1 ens. in die tabel aangegee, en ook dié vir $0{,}47\,\pi$.

Tabel 16.

σx	$\frac{j(\sigma x,\,0{,}5\pi)}{j(\sigma x,\,0)}=\nu_1$	$\frac{j(\sigma x,\,0{,}3\pi)}{j(\sigma x,\,0)}=\nu_2$	c_2	$\frac{j(0{,}5\,\sigma x,\,0{,}5\pi)}{j(0{,}5\,\sigma x,0)}=\nu_3$	$\frac{j(0{,}5\,\sigma x,\,0{,}3\pi)}{j(0{,}5\,\sigma x,\,0)}=\nu_4$	c_2
0,0	∞	2,0		∞	2,0	
0,01	102,0	2,0	6,8	201,0	2,0	10,0
0,10	11,4	1,91	3,4	21,5	1,05	4,35
1,0	2,2			3,3		
3,0	1,39	1,19	2,05	1,8	1,0	2,20
10,0	1,10			1,2		
∞	1,0	1,0	2,0	1,0	1,0	2,0

Opmerking: Wanneer ons die vorme van die stralingsdiagramme vergelyk vir groot en klein deeltjies, lijk dit hoogswaarskynlik dat ν_1 groter sal wees, in die geval van groot, as in die geval van klein deeltjies — maar laat ons nou geen ag op die feit slaan nie.

Dit volg uit die tabel dat ν_1 en ν_2 tot 1 nader met toenemende optiese laagdikte, dit wil sê, die terugkerende ligbundel in dik lae volg die kosinus wet van *Lambert*. Verder is $\frac{\nu_3}{\nu_1}>1$ in die algemeen, wat aantoon dat die terugkerende lig in sy gang deur die laag relatief sterker en sterker word onder groot hoeke met die normaal. Met opties dik lae is die laasgenoemde effek kleiner as met opties dun lae.

Volgens die werk van *Bartels* (3) is die terugverstrooide lig wat *uit* 'n dik laag uittree ook aan die wet van *Lambert* gehoorsaam,

en dus is $\dfrac{j\left(0, \frac{\pi}{2}\right)}{j\,(0{,}0^0)} = 1{,}0.$

Vir dik lae van baie klein deeltjies is dus $\dfrac{j\,(\sigma x, 0{,}5\,\pi)}{j\,(\sigma x, 0^0)} = 1$

waarin x van 0 tot x loop, en dus is $c_2 = 2$.

In die geval van groter deeltjies is dit egter anders.

Vir b.v. deeltjies van 'n gegewe stuk melkglas kan ons 'n baie ru denkbeeld van c_2 kry, as veronderstel word dat $\dfrac{\nu_1}{\nu_2}$ deur die hele laag konstant is, nes in die geval van dik lae van klein deeltjies. Dan lewer die grafiese integrasie van metinge onder verskillende hoeke, aan die terugverstrooide lig van 'n stuk opaalglas (45) 'n waarde $c_2 = 2{,}2$

Daar die metinge aan die terugverstrooide lig in lug uitgevoer is, is dit duidelik dat die getal, weens breking van die terugkerende bundel aan die glas/lug oppervlak, 'n *mienimum* waarde vir c_2 voorstel.

Hoeveel van die lig is daar in die deurvallende en hoeveel in die terugkerende ligbundel, in die verskillende punte binnen die laag?

Dit volg direk uit differensiaalvergelykinge 20 en 21 deur $i - j = A$ daarin te substitueer, dat i en j reglynig met x verloop. Verder toon vergelyking 20 aan dat $j_u < i_0$, dit wil sê, dat $j < i$ vir x = x ; van die grenswaardes van die probleem is $j = 0$ vir $x = 0$. Hieruit volg dus dat $i > j$ orals in die laag.

Met toenemende optiese laagdikte nader j_u tot i_0 en i_n tot 0, dit wil sê, die verhouding $\dfrac{j}{i}$ vir enige punt in die laag neem toe tot dit vir $\sigma x = \infty$ gelyk is aan 1.

Soos ons al gesien het is die rigtingsverdeling van die deurvallende bundel nie gelyk aan dié van die terugkerende nie en daarom $c_1 \neq c_2$; verder is die waarde van c_1 nie deur die hele laag konstant nie daar die rigtingsverdeling van die deurvallende bundel nie orals in die laag konstant is nie. Die waarde van c_2 bly ook nie deur die hele laag konstant nie.

Terwyl in die werklikheid dus c varieer, het ons in ons formules c deur die hele laag konstant gestel en gelyk vir die deurvallende en terugkerende lig.

Ons sal nou 'n paar onderstellinge maak, om te skat *welke gemiddelde waarde van* c ons moet aanneem om met ons eenvoudige formules die meer gekompliseerde werklikheid benaderd te beskryf.

1. In 'n werk soos die teenwoordige waarin c nie alleen deur die hele laag as konstant gestel is nie, maar ook gelyk vir die deurvallende en terugkerende ligbundels $(c_1 = c_2 = c)$, is dit moontlik dat die waarde van c nie baie anders as die van c_1 of c_2 is nie.

Dan is die eksperimentele waardes van c in tabel 15, en ook op bls. aanneemlik.

2. Dis moontlik dat die waarde van c nader aan c_1 of aan c_2 sal lê naarmate die deurvallende bundel orals in die laag baie of weinig sterker is as die terugkerende, dit wil sê, naarmate $\frac{\varkappa}{\sigma}$ groter of kleiner is (sien hieronder).

In die geval van *suiwer* absorpsie is daar geen terugkerende ligstroom nie en $c = c_1$, wat die juisheid vir die grensgeval direk aantoon.

3. Daar so weinig bekend is omtrent die rigtingsverdeling van die terugkerende bundel in 'n laag van groot deeltjies moet ons maar tevrede wees met die kwalitatiewe waarskynlikheid dat volgens die opmerking op bls. 114, die waarde van c_2 in die geval van 'n laag van groot deeltjies groter is as in die geval van 'n laag van klein deeltjies met dieselfde $\frac{\varkappa}{\sigma}$ terwijl c_1 nie baie deur die deeltjiesgrootte beïnvloed word nie).

Met dié onderstellinge kan ons die feite oorsien, en dan is dit ook bevredigend dat die eksperimentele waarde van c groter is vir groot as vir klein deeltjies (vir gelyke waardes van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ wanneer die absorpsie klein is (sien tabel 15)).

Laat ons nou in dieselfde gees die variasie van c met variasie van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ beskou. Daar is twee redes vir die afname van c met toename van $\frac{\varkappa}{\sigma}$. Ten eerste nader c_1 tot 1 met groeiende $\frac{\varkappa}{\sigma}$ (sien § 3 van hoofstuk III), en ten twede neem die verhouding van die deurvallende tot die terugverstrooide ligstroom orals in die laag toe met groeiende $\frac{\varkappa}{\sigma}$. Dis maklik om die laasgenoemde van ons formules te bewys.

Die breukdeel van die invallende bundel wat terugverstrooi word neem met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$ af (sien b.v. tabel 12). Vir dik lae het ons dus $i > j$ Vir $x = x$ (daar $i = i_0$), en $i > j = 0$ vir $x = o$. Dis verder eenvoudig om van die uitdrukkinge vir i en j (bls. 56) uitgaande, te bewys dat die deurvallende ligstroom orals in die laag groter is as die terugkerende, en ook dat die verhouding $\frac{i}{j}$ orals in die laag toeneem met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$ tot $\frac{i}{j} = \infty$ vir $\frac{\varkappa}{\sigma} = \infty$.

Die invloed van die waarde van c_2 op die van c neem dus met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$ af.

Volgens die beskouings verwag ons dat c afneem met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$, as ons nog verder die veronderstelling maak n.l. dat die rigtingsverdeling van die terugkerende lig in die laag nie op so'n manier met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$ verander nie dat so'n *groot* breukdeel van die lig onder groot hoeke met die normaal voortgeplant word, dat die afname van c opgehef word deur 'n groot toename van c_2 'n grootte wat *weinig* invloed op c het.

Die afname van c met toename van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ word duidelik eksperimenteel bevestig. (sien tabel 15 en bls. 105). Vir suiwer absorpsie, dit wil sê, $\frac{\varkappa}{\sigma} = \infty$, is natuurlik $\frac{i}{j} = \infty$ en $c = c_1 = 1$ vir 'n oneindig dik laag.

§ 7. *Diskussie van die waardes van $n\beta$ van tabel 15.*

Die diskussie van $n\beta$ sal in dieselfde gees as die van c gevoer word, en 'n paar aannames, wat alleen deur 'n afsonderlik ondersoek juis of onjuis bewys kan word, sal daartoe ingevoer word. Ons gaan eers die stralingsdiagram (sien bls. 60) vir 'n deeltjie beskou. In die geval van 'n baie klein deeltjie ten opsigte van die golflengte van die invallende lig is die diagram nie alleen ten opsigte van die as simmetries nie maar ook ten opsigte van 'n lyn loodreg op die as deur *O*, waarvan dit duidelik is dat $\beta = 0{,}5$ en dus ook $n\beta = 0{,}5$. Vir groot bolvormige deeltjies, egter, lewer die berekeninge van *Mie*, (27) *Blumer* (5) dat β baie kleiner is as $0{,}5$; β kan met toenemende deeltjiesgrootte verwaarloosbaar klein word.

As voorbeeld dien die volgende:
Met die hulp van die tabelle van *Blumer* (5), waarin uitgesit is die teoreties berekende uitstraling van dielektriese bolvormige deeltjies van verskillende groottes en vir verskillende relatiewe brekingsindekse van die deeltjies (ten opsigte van die omgewing), vind ons deur grafiese integrasie dat $\beta = 0{,}027$ in die geval van lig van golflengte $400\,\mu\mu$ wat op 'n dielektriese deeltjie van straal $0{,}19\,\mu$, relatiewe brekingsindeks 1,25, inval.

Die uitstraling van Tyndalllig word met toenemende deeltjiesgrootte ook uiters ingewikkel en die stralingsdiagram neem die vorm van rosette met skerp en stomp, en sterk en swak maksima en mienima skynbaar reëlloos verdeel.

By voorbeeld, vir 'n deeltjie van straal 0,8 λ en relatiewe brekingsindeks 1,25, sien ons in fig. 10 die gedeelte van die stralingsdiagram wat die uitstraling na agter aantoon. Die diagramme vir bolvormige deeltjies is altyd simmetries ten opsigte van hulle as. Dis duidelik dat $n\beta < 0{,}5$ wat ook die rigtingsverdeling van die lig is wat op 'n deeltjie inval.

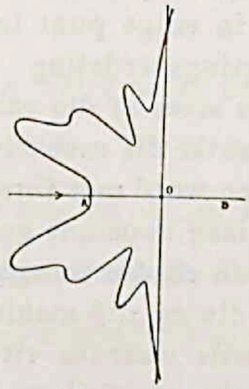


Fig. 10. Stralingsfiguur vir 'n groot deeltjie.

Grafiese integrasie van die resultate van Blumer laat ons verder direk insien dat $\beta \leqslant n\beta$. Die twee grenswaardes van $n\beta$ is dus vasgestel, naamlik $\beta < n\beta < 0{,}5$.
Maar wat nou van die uitstraling in die geval van onreëlmatige deeltjies waarvan die deursnee in die buurt van die invallende lig se golflengte is? In dié geval kan ons aanneem dat die maksima en mienima selfs nie ten opsigte van die rigting van die invallende lig simmetries is nie.

Ons gaan nou oor tot $n\beta$. Dis natuurlik duidelik dat $n\beta$ nie alleen met β en met die rigtingsverdeling van die invallende lig op 'n deeltjie of elementêr lagie intiem verbonde is nie, maar ook met die *vorm* van die stralingsdiagram.
Dis van simmetrie-oorweginge in te sien dat $n\beta < 0{,}5$, wat ook al die rigtingsverdeling van die bundel is wat inval op 'n *laag* van ongelyke deeltjies, as β en $n\beta$ staan vir die gemiddelde waarde vir al die deeltjies. (Dit volg uit dieselfde oorweginge dat dit ook vir *ieder* deeltjie afsonderlik geld as die gemiddelde oor 'n voldoende lang tyd geneem word.)

Ons kan aanneem dat $\beta < n\beta$ vir onreëlmatige deeltjies en dat ons dus in hierdie geval dieselfde grenswaardes vir $n\beta$ het as in die geval van bolvormige deeltjies.

Daar die rigtingsverdeling van die deurvallende ligstroom anders is as dié van die terugkerende, varieer die waarde van $n\beta$ nie alleen met die beskoude punt in die laag nie maar sy waarde is ook anders ($n_2\beta$ en $n_1\beta$ respektiewelik) vir die deurvallende en terugkerende strome in enige punt in die laag. Volgens die beskouings van die rigtingsverdeling van die ligstrome, sal die waarde van $n_2\beta$ groter wees as die van $n_1\beta$.

In die geval van dik lae is dit moontlik dat die verskynsels prakties goed verklaar kan word met formules waarin $n_1\beta$ en $n_2\beta$ nie alleen deur die hele laag konstant gestel word nie, maar ook gelyk vir die deurvallende en die terugkerende strome (dus $n_1\beta = n_2\beta = n\beta$), en verder dat die op dié manier bepaalde waarde van $n\beta$ nie baie van die finale waardes vir die twee strome (wat afhang van die finale rigtingsverdelings van die strome na hulle 'n sekere optiese dikte van die laag deurloop het) sal verskil nie.

Ten twede is dit moontlik dat $n\beta$ nader aan $n_1\beta$ of $n_2\beta$ sal lê naarmate die deurvallende bundel baie of weinig sterker is as die terugkerende (in ieder punt in die laag), dit wil sê, naarmate $\frac{\varkappa}{\sigma}$ groter of kleiner is.

Die waarde van $n_2\beta$ kan nie groter as 0,5 wees nie; verder sal die waarde van $n_1\beta$ baie kleiner as 0,5 wees as $\beta \ll 0{,}5$ is, by voorbeeld in die geval van deeltjies waarvan die deursnee in die buurt van die invallende lig se golflengte is. Ons kan dus verwag dat $n\beta$ ook baie kleiner as 0,5 is vir die groot deeltjies, daar die deurvallende ligstroom sterker is as die terugkerende.

Op die manier kan ons die eksperimentele waardes van $n\beta$ in tabel 15 en op bls 105, wat baie kleiner as 0,5 is, oorsien.

Daar die waardes van β baie snel afneem met toenemende deeltjiesgrootte kan ons verwag dat $n\beta$ vir klein deeltjies groter is as $n\beta$ vir groot deeltjies, (as die verandering van die terugkerende bundel se rigtingsverdeling met toenemende deeltjiesgrootte (sien onstelling 3, bls. 116) nie voldoende invloed op $n_2\beta$

het nie, om die afname van $n\beta$ weens die afname van $n\beta_1$ op te hef).

Die eksperimentele waardes van $n\beta$ is inderdaad kleiner in die geval van groot, as in die geval van klein deeltjies. (sien tabel 15).

Nou sal ons die variasie van $n\beta$ met 'n *groot* toename van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ behandel.

Nes die waarde van c_1 tot 1 nader met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$ sal die waarde van $n_1\beta$ tot β nader. Verder neem die invloed van die waarde van $n_2\beta$ op die van $n\beta$ af met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$, daar die terugkerende bundel relatief swakker word.

Ons verwag dus dat $n\beta$ uiteindelik afneem met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$ (as ons aanneem dat die rigtingsverdeling van die terugkerende bundel in die laag nie op so'n manier met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$ verander nie dat $n_2\beta$ voldoende sterk toeneem om selfs met sy klein invloed op $n\beta$, die afname van die laasgenoemde op te hef). Die afname van $n\beta$ met 'n groot toename van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ word ook eksperimenteel bevestig (sien tabel 15).

Daar die verandering van die rigtingsverdeling van die terugkerende ligstroom met verandering van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ onbekend is, is dit onmoontlik om te sê of $n\beta$ met 'n *klein* toename in $\frac{\varkappa}{\sigma}$ sal afneem of toeneem.

Dat die waardes van $n\beta$ in die geval van klein waardes van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ eers 'n bietjie toeneem met toenemende $\frac{\varkappa}{\sigma}$ skyn aan te toon dat daar 'n groter of kleiner breukdeel van die terugkerende lig onder groot hoeke met die normaal voortgeplant word naarmate $\frac{\varkappa}{\sigma}$ groter of kleiner is. Laat ons ru skat of dit waar kan wees, en daartoe verder aanneem dat die laasgenoemde skynbare effek onafhanklik is van die deeltjiesgrootte; en dat vir gelyke waardes van $\frac{c\varkappa}{cn\beta\sigma}$ in die geval van groot en klein deeltjies $\frac{(n_1\beta)_g}{(n_1\beta)_k}$ konstant bly met variasie van $\frac{c\varkappa}{cn\beta\sigma}$.

(Die agtervoegsels *g* en *k* staan vir groot en klein deeltjies respektiewelik.)

Volgens dié variasie van $n_1\beta$ sou ons verwag dat $\left(\frac{n\beta_g}{n\beta_k}\right)_{R_1}=\left(\frac{n\beta_g}{n\beta_k}\right)_{R_2}$ waarin R_2 betreklik groot is en R_1 baie klein, *as* $n\beta$ onafhanklik van $n\beta_2$ is.

Daar die waarde van $n_2\beta$ egter wel invloed op die van $n\beta$ het, verwag ons volgens ons aannames dat $\frac{(n\beta_g)_{R_2}}{(n\beta_k)_{R_2}}<\frac{(n\beta_g)_{R_1}}{(n\beta_k)_{R_1}}$ daar $\left(\frac{\varkappa}{\sigma}\right)_g<\left(\frac{\varkappa}{\sigma}\right)_k$ vir $R = R_2$ (R_1 is so klein dat $n_2\beta$ geen invloed op die waarde van $n\beta$ het nie.

Uit die gegewens van graf. 24 vind ons dat die verhouding van $\left(\frac{n\beta_g}{n\beta_k}\right)_{R=0,43}$ tot $\left(\frac{n\beta_g}{n\beta_k}\right)_{R=0,0116}$ gelyk is aan 0,675, soos ons van die aannames kan verwag.

Die feit dat krommes *G* en *K* van dieselfde grafiek na boontoe uitmekaar loop toon die geldigheid van die formule *in die algemeen* aan, n.l. dat die verhouding van die waarde van $n\beta$ vir klein deeltjies tot dié vir groot deeltjies in die geval van gelyke waardes van *R* toeneem met toenemende *R*.

§ 8. *Onderlinge vergelyking van metinge met die balans, die mikroskoop en die fotometer.*

Nou nog 'n ruwe kwantitatiewe berekening. Ons het die waardes van $n\beta$ in tabel 14 gebruik om $\left(\frac{\varkappa_1}{\sigma}\right)_g = 0{,}00275$ en $\left(\frac{\varkappa_1}{\sigma}\right)_k = 0{,}00066$ te bepaal vir die ongekleurde mastiks. Van tabel 12 kry ons die waardes van $(\sigma)_g$ en $(\sigma)_k$, en dus $\frac{(\varkappa_1)_g}{(\varkappa_1)_k} = 0{,}31$. Die absorpsie in 'n ongekleurde mastiksemulsie is te wyte aan die feit dat mastiks nie kleurloos is nie, en die absorpsiekoëffisiënt daarvan sal eweredig wees met die gewig mastiks per lieter, en sal onafhanklik wees van die verdeling van die mastiks.

Die konsentrasies van die mastiks G en K respektiewelik vind ons op bls. 108; hulle is in die verhouding 0,295.

Die verstrooiingskoëffisiënt hang egter wel van die verdeling van die hars in emulsie af. Laat ons vir deeltjies van dié grootte aanneem dat ewenas vir klein deeltjies (*Rayleigh*) $\sigma = A\ s\,r^3$, waar A 'n konstante is, s die mastikskonsentrasie en r die straal van die deeltjies. Van bls. 109 kry ons die straal, en verder is $\frac{s}{s'} = \frac{\sigma\, r'^3}{\sigma'\, r^3}$ waarin die s, σ en r betrekking het op die groot deeltjies, en s', σ', r' op dié van emulsie K.

Deur substitusie volg $\frac{s}{s'} = 0{,}293$.

Dit kan miskien toeval wees dat die resultate volgens die drie ruwe metodes so goed onderling klop, maar ons moet tog erken dat die eksperimentele feite met ons teorie verenigbaar is.

HOOFSTUK VII.

DIE BEPALING VAN DIE ABSORPSIE- EN VERSTROOI-INGSKOËFFISIËNTE VIR ENKELE SOORTE MELK-GLAS VOLGENS DIE DEFINITIEWE METODE.

§ 1. *Resultate vir melkglasplate van verskillende soorte.*

Die voorgaande werk is op melkglas toegepas deur die koëffisiënte vir vier verskillende monsters te bepaal.

Met die apparaat wat in § 4 van hoofstuk I beskryf word is daar metinge uitgevoer aan die deurgelate en terugverstrooide lig van die vier soorte glas, wat in die vorm van vlak plate was.

Daar is eers metinge aan die terugverstrooide lig van 'n magnesiumoksiedlaag uitgevoer in verskillende golflengtes, en daarna aan die terugverstrooide lig van 3 plate van ieder monster in optiese kontak.

Die melkglasplaatjies wat vir die metinge gebruik, is was omtrent 6 sm. breed en 8 sm. lang.

Die optiese kontak tussen plaatjies van een soort is verkry deur 'n dun laag sederolie tussen die plate te pers.

Nà die metinge aan die terugverstrooide lig is die skerm *Z* (fig. 5) voor die opening *a* geplaas en die spieël X om sy as gedraai tot hy die deurgelate lig van die plate in die fotometerveld werp. (Vir die instelling word die kyker van die fotometer natuurlik verwyder.)

Alhoewel dit teoreties voldoende is om die deurgelate lig deur één en deur twee plate respektiewelik in optiese kontak te meet, is daar noukeurigheidshalwe ook metinge uitgevoer met drie plate in optiese kontak.

Eers 'n korte beskrywing van hoe die plate daar uitsien.

..*Soort 1.* 'n Wit melkglasplaat van die teruggekaatste lig beoordeel; die deurgelate lig is ook wit.

..*Soort 2.* Na die teruggekaatste lig skyn die glas wit. Wanneer dit egter met soort 1 vergelyk word is dit flou groenagtig. Met soort 1 vergeleke is die deurgelate lig swak geelgroenagtig.

Soort 3. Hierdie dik stuk glas sien daar ook wit uit maar swak ligblou as dit naas die vorige twee lê. Die deurvallende lig is blouagtig; die blou kleur is baie duidelik wanneer die plaat ver van die oog is.

..*Soort 4.* 'n Sterk geelgroen melkglas na die teruggekaatste lig; die deurgelate lig is dieper geelgroen as die teruggekaatste.

Die diktes van al die gebruikte plaatjies is omtrent in die middel van ieder sy gemeet en die gemiddelde van die twaalf metinge vir ieder soort glas is in tabel 17 uitgesit. Die grootste afwyking van die gemiddelde dikte is ook in die tabel aangegee, en dit gee 'n idee van die egaligheid van die dikte.

Tabel 17 Diktes van die melkglasplate in m.m.

Soort	gem. dikte	grootste afwyking
1	1,95	0,09
2	2,73	0,13
3	3,63	0,06
4	2,26	0,05

In tabel 18 is die metinge aan die deurgelate lig deur 1, 2 en 3 plate respektiewelik in 'n willekeurige skaal aangegee.

Verder vind ons in tabel 18 in 'n willekeurige skaal uitgesit die metinge (by die golflengtes) aan die deurgelate lig deur 1, 2 en 3 plate resp. Die metinge is op enkel logaritmiese papier uitgesit, en uit die helling van regetes wat deur die punte getrek is, volg die waardes van *f* wat in die tabel per m.m. glasdikte aangegee is.

Metinge is uitgevoer aan die terugverstrooide lig van 'n dik vars laag magnesiumoksied wat op 'n glasplaat neergeslaan is. Die metinge het onder 'n hoek van 25° met die normaal op die glasplaat plaasgevind en die waardes van $j_{u}\, d\omega$ by die gegewe golflengtes is in 'n onbekende willekeurige skaal onder in die tabel aangegee. In dieselfde skaal is ook aangegee die waardes van $j_{u}\, d\omega$ vir die verskillende melkglase, en die bybehorende waardes van *R* volg direk wanneer $R = 0{,}953$ gestel is vir die magnesiumoksied. Daar is in die gegewe waardes van $j^u\, d\omega$ al rekening gehou met die strooilig.

Substitusie van die gegewe waardes van f en R in formules 25 en 26 lewer die waardes van $c\varkappa$ en $c\, n\, \beta\, \sigma$ wat in die tabel per m.m. glasdikte uitgesit is. Tenslotte kan die tegnies belangrike grootte $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$ by 'n gegewe golflengte baie snel uit één meting aan die terugverstrooide lig vir 'n monster bepaal word, ná 'n dik vars laag MgO eens vir altyd met die apparaat deurgemeet is.

Tabel 18. Waarneminge aan die melkglasplate met hulle resultate.

Glassoort	λ in $\mu\mu$	Deurgelate lig: Aantal plate 1	2	3	Deurgelate lig: f per m.m. dikte	Terugverstrooide lig: $j_u\, d\omega$	R	Resultate: $c\,\varkappa$ per m.m. dikte	$c\, n\, \beta\, \sigma$ p. m.m. dikte	$\frac{\varkappa}{n\,\beta\,\sigma}$
1	617	53,0	19,2	6,2	0,532	162	0,716	0,088	1,56	0,0565
	537	52,0	19,2	6,2	0,531	174	0,750	0,076	1,83	0,0415
	498	47,0	14,0	4,8	0,583	174	0,760	0,0795	2,10	0,0380
2	617	35,0	11,0	3,7	0,402	155	0,683	0,076	1,03	0,0740
	537	40,0	14,4	6,0	0,354	179	0,771	0,046	1,36	0,0340
	498	31,5	12,0	4,7	0,345	172	0,750	0,049	1,19	0,0415
3	617	18,8	2,5	0,7(?)	0,534	152,5	0,673	0,104	1,32	0,0790
	537	26,0	6,2	1,55	0,386	176	0,760	0,0525	1,40	0,0375
	498	21,5	7,2	2,0	0,300	176	0,766	0,040	1,12	0,0355
4	617	26,0	3,8	0,8(?)	0,838	89	0,394	0,365	0,785	0,465
	570	52,0	13,0	3,65	0,608	126	0,538	0,185	0,93	0,200
	537	64,0	19,0	6,4	0,488	130	0,560	0,140	0,80	0,175
	498	39,0	8,8	2,4	0,590	116	0,505	0,195	0,80	0,245
(Magnesium-oksied)	617					216	(0,953)			
	570					223	(0,953)			
	537					221	(0,953)			
	498					219	(0,953)			

Regs in die tabel vind ons die waardes van $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$ wat bereken is uit die waardes van R met die hulp van formule 24.

Ten eerste merk ons op dat die koëffisiënte $cn\beta\sigma$ per m.m. glasdikte nie baie anders in die verskillende soorte melkglas is nie.

Maar waarom die gek verloop van die waarde van $cn\beta\sigma$ vir 'n stuk melkglas met die golflengte?

Terwyl σ afneem met die golflengte is dit duidelik dat $n\beta$ kan toeneem (daar β toeneem weens die toename van die golflengte ten opsigte van die deeltjiesgrootte).

Die saak word meer ingewikkel wanneer ons die variasie van $n\beta$ en c met die deeltjiesgrootte en met $\frac{\varkappa}{\sigma}$ beskou.

Dis egter direk duidelik dat $cn\beta\sigma$ sal toeneem of afneem naarmate die toename van σ groter of kleiner is as die afname van $n\beta c$ met afname van die golflengte.

Laat ons nou tot die absorpsie oorgaan. In die eerste soort glas verskil die absorpsiekoëffisiënte vir die verskillende kleure die minste.

Verder is die absorpsie in al die wit glase groter vir rooi lig as vir die ander kleure; van soort 1 tot soort 3 neem die verhouding van die absorpsiekoëffisiënt vir rooi tot dié vir die ander golflengtes toe.

Die groen glas (soort 4) absorbeer duidelik meer lig van al die golflengtes as die vorige drie; die kleinste koëffisiënt is die vir $\lambda = 537\,\mu\mu$.

Die belangrike groottes $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$ is almal pragtig in ooreenstemming met die verskillende kleurverskynsele in die glase en die verloop van die groottes met die golflengte laat ons direk die verloop van R insien, en daarmee die kleur van die glas, wanneer dit met teruggekaatste lig gesien word. Die kleur van die deurvallende lig is egter afhanklik van die afsonderlike waardes van $c\varkappa$ en $cn\beta\sigma$. Die waardes van $c\varkappa$ en $cn\beta\sigma$ in die tabel aangegee laat ons maklik die kleur van die deurvallende lig teoreties insien met die hulp van b.v. formule 23, en dan blyk dit dat die verloop van $c\varkappa$ en $cn\beta\sigma$ baie bevredigend is.

§ 3. *Die betreklik klein absorpsiekoëffisiënt* $c\varkappa$ *van die glas van Philips Argentalampe en van melkglasballons wat in Leerdam vervaardig is.*

Alhoewel die teorie vir oneindig uitgestrekte *vlak* plate opgestel is, laat dit ons toe om die koëffisiënte te bepaal van metinge aan bolskywe indien die kromming van die oppervlakte daarvan betreklik klein is.

Daar is metinge uitgevoer aan skywe van uitgebrande Philips Argentalampe van 8 sm. deursnee, en van lampballons van 8 sm. deursnee wat in Leerdam vervaardig is, met die apparaat vir diffuus beligting wat in § 4 van hoofstuk I beskryf word.

Die eerste werk was die opsny van die ballons soos dit in § 9 van hoofstuk I beskryf word, en die sorteer van skywe van omtrent dieselfde optiese dikte.

Die halse en die bodems van die ballons is almal verwerp, die laasgenoemde daar die dikte daarvan baie onreëlmatig is. In die geval van die uitgebrande lampe is al die skywe, teen die binnewand waarvan 'n bruinswart neerslag was, verwerp.

In altwee gevalle was die kleur van 'n witgloeiende lampspiraal, gesien deur 'n skyf op 'n plek waar hy deursigtig was, rooiagtig, wat 'n sterker verstrooiing vir die korter golflengtes aantoon.

Die gemiddelde van 24 glasdikte metinge aan die bolskywe wat vir die metinge gebruik is lewer 0,81 m.m. vir die Philips Argentalampe en 0,485 m.m. vir die Leerdam ballons. Die diktes het tussen 0,65 m.m. en 1,02 m.m. en tussen 0,38 m.m. en 0,60 m.m. respektiewelik gelê. Daar die Philips lampe 'n dun laag op 0,74 m.m.

gewoon glas aan die binnekant van die glasbol het, geskat op omtrent $^1/_{12}$ van die totale glasdikte, is die *melkglas* laag gestel

Die effektiewe oppervlakte van 'n skyf (of plaat natuurlik), wat deur die opening van die fotometer en die afmetinge van die opstelling vasgestel word, was omtrent 2,5 vkt. sm. vir die terugverstrooide lig en omtrent 1,75 vkt. sm. vir die deurgelate lig.

In tabel 19 is die waarneminge aan die deurgelate lig aangegee in 'n willekeurige skaal wat deur die biesonderhede in die opstelling bepaal word.

Die nodige optiese kontak vir die waarneminge is verkry deur die skywe, teenmekaar gedruk, in 'n kuvet van 10 sm. $\times$ 10 sm. $\times$ 3 sm. wat met xylol gevul is, te plaas. Die waardes van f is verkry

Tabel 19

Bepaling van $c\varkappa$ en $cn\beta\sigma$ vir die glas van lampballons

	Aantal bolskywe	Golflengte in $\mu\mu$				Aantal bolskywe	Golflengte in $\mu\mu$			
		617	570	537	498		617	570	537	498
Deurgelate lig	2	57,0	52,0	52,0	52,0	2	61	58	58	55
	4	40,0	38,0	38,0	30,0	4	54	48	48	46
	7	26,5	26,0	26,0	22,2	7	30	28	28	26
f per m.m. dikte		0,182	0,169	0,169	0,160		0,297	0,287	0,287	0,301
Terug-verstrooide lig: In lug	(MgO)	142	156	156	156					
„ „	7	116	132	132	132					
„ xylol	7	42	46	46	45	7	41,5+	46	46	42−
R		0,779	0,807	0,807	0,807		0,771	0,807	0,807	0,751
$c\varkappa$ per m.m. dikte		0,0225	0,018	0,018	0,017		0,0385	0,0305	0,0305	0,043
$cn\beta\sigma$ per m.m. dikte		0,72	0,78	0,78	0,74		1,14	1,325	1,325	1,05
$\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$ vir die glassoort		0,0315	0,023	0,023	0,023		0,034	0,023	0,023	0,0405
	Philips Argentalampe					Leerdam ballons				

deur die metinge op enkel logaritmiese papier uit te sit op die gewone manier.

Ná die waardes van f in die tabel volg die metinge van die relatiewe intensiteite van die terugverstrooide lig onder 25° met die normaal op die voorkant van die ligbak.

Ten eerste vind ons metinge aan 'n dik vars laag magnesiumoksied wat op 'n Philips bolskyf neergeslaan is deur dit in die wit rook van 'n brandende magnesiumband te hou. In die volgende ry vind ons metinge aan 'n laag van 7 Philips ballons waartussen optiese kontak verkry is met dik canadabalsem. Twee bolskywe was egter al voldoende om die maksimum terugverstrooide lig te gee. Daar die bolskywe nogal nie orals goed immekaar pas nie, word die nodige canadabalsemlaag betreklik dik. Dit werk op twee maniere nadelig; ten eerste lewer dit onnoukeurigheid weens die feit dat canadabalsem nie heeltemaal kleurloos is nie, en ten twede moet sorgvuldig gewerk word daar die temperatuur van die ligbak ($\pm$ 30°) voldoende is om die dik laag dik canadabalsem week te maak. Die moeilikheid word groter met die swak dun Leerdam ballons waarvan 6 of 7 *wel* nodig is vir maksimum terugverstrooiing. Daarom was dit beter om die waardes van $j_u \, d\omega$ te vergelyk vir die twee soorte bolskywe in xylol (soos in die geval van metinge aan die deurgelate lig).

Die metinge in lug gee direk die waardes van R vir die Philips bolskywe wanneer $R = 0{,}953$ gestel word vir die MgO laag. Verglyking van die waardes van $j_u \, d\omega$ vir die bolskywe in **xylol** lewer dan die waardes van R vir die Leerdam ballons. (Die strooilig was in die geval van die metinge verwaarloosbaar.)

Substitusie van die waardes van f en R in formules 25 en 26 lewer die waardes van $c\varkappa$, $cn\beta\sigma$ en $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$ respektiewelik, in die tabel aangegee. 'n Vergelyking van die resultate vir die twee ballonsoorte wys dat $c\varkappa$ per m.m. en $cn\beta\sigma$ per m.m. merkbaar groter is in die geval van die Leerdam ballons. Per gemiddelde *glasdikte* van die ballons is daar egter weinig verskil in $cn\beta\sigma$ vir die twee soorte, terwyl $c\varkappa$ vir die Leerdam ballons, spesiaal vir $\lambda = 498\ \mu\mu$, *iets* groter is as die van die Philips ballons.

Die waardes van $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$ wat natuurlik onafhanklik van die dikte is, daar hulle konstantes vir die glassoort is, blyk egter alleen by $\lambda = 498\ \mu\mu$ merkbaar verskillend te wees.

Vergelyk ons hierdie resultate met die van tabel 18, vind ons dat die waardes van $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$ vir die glas waarvan die lampballons gemaak word baie kleiner is as dié waarvan die melkglasplate gemaak word. Die grootste waardes van $\frac{\varkappa}{n\beta\sigma}$ vir wit melkglas is in die algemeen die vir $\lambda = 617\ \mu\mu$.

Is dit moontlik dat die oorsaak hiervan in die ystergehalte van die glas lê? 'n Stuk melkglas kan deursigtig gemaak word deur dit sterk te verhit met 'n blaaspypvlam, en dit dan met 'n sekere snelheid af te koel. Stukkies wit melkglas wat op dié manier deursigtig gemaak is het daar egter taamlik kleurloos uitgesien, terwyl stukkies van die groen melkglas gewoon groen deursigtige glas geword het.

§ 3. *Splitsing van die koëffisiënte* $c\,n\beta\sigma$ *in die geval van die ballons.*

Die bepaling van σ is natuurlik alleen moontlik in die geval van deursigtige verstrooiende stowwe. Die voorwaarde word in die geval van die Leerdam ballons vervul. daar hulle in die algemeen net op die grens van deursigtigheid is, en lang nie egalig in dikte nie.

Dit moet hier opgemerk word dat daar later in die werk 'n tweede groep ballons, wat op 'n ander tyd as die vorige groep in Leerdam geblaas is, ondersoek is, en dit het geblyk dat die meeste ballons in die twede geval *ondeursigtig* was. Die skyf waarvan ons die resultate in tabel 20 vind, is uit 'n ballon van die eerste groep gesny. In die geval van Philips Argentalampe, kan daar in sommige ballons 'n klein gebied gevind word, in die boonste helfte van die bol, iets onder die hals, wat *net* deursigtig is.

Daar is b.v. tien ballons opgesny voor die één deursigtige stukkie gevind is waarvoor die resultate in tabel 20 uitgesit is. Die metinge aan die deurgelate lig is uitgevoer met die hulp van die opstelling vir 'n parallel invallende bundel soos dit in § 2 van hoofstuk I beskryf word.

Die effektiewe oppervlakte vir 'n bolskyf wat voor die fotometer staan, was 1,5 vkt. sm.

In die eerste ry van tabel 20 vind ons die gemete ligsterkte, wanneer daar 'n mikroskoopglas in die invallende ligstroom staan. Daarna volg die *totale* intensiteit, soos dit in die fotometer gemeet word, wanneer die melkglas ballonskywe respektiewelik in die ligbundel staan, in pleks van die mikroskoopglas. Ná die metinge is lens *U* verplaas om die ligbeeld naas die spleet te werp en die verstrooide lig is gemeet onder 'n hoek van omtrent 2,5° met die rigting van die invallende bundel. Die verstrooide

Tabel 20. Splitsing van σ en $n\beta c$ vir die glas van Philips Argentalampe en van Leerdam ballons.

	Golflengte in $\mu\mu$				Golflengte in $\mu\mu$			
	617	570	537	498	617	570	537	49
Ligsterkte in beeld (kleurloos glas)	22500,00	60000,00	35000,00	40000,00	22500,00	60000,00	35000,00	40000
Ligsterkte in beeld (melkglasbolskyf)	5,19	3,46	1,70	1,92	12,20	8,60	2,62	1
Ligstrekte naas beeld (melkglasbolskyf)	0,488	1,14	1,01	1,64	0,30	0,80	0,60	1
Direk deurgelate lig.	4,65	2,20	0,59	0,12	11,87	7,72	1,96	0
σ per m.m. dikte	24,5	29,0	31,5	36,5	23,5	28,0	30,5	35
$c\,n\,\beta$	0,0295	0,0270	0,0250	0,0205	0,0485	0,0475	0,0435	0
(c)	3	3	3	3	3	3	3	3
$\frac{\varkappa}{\sigma} \times 10^4$	3,10	2,05	1,90	1,55	5,50	3,65	3,35	4
	Philips argentalampe				Leerdam ballons			

lig is van die metinge met die ligbeeld *in* die spleet afgetrek.

Voor ons tot die resultate oorgaan moet opgemerk word dat $\varkappa$ baie kleiner as σ is, nes b.v. in die geval van wit mastiks, en dat ons dus die waarde van $(\varkappa + \sigma)$ wat uit die metinge volg direk as die waarde van σ kan beskou.

Substitusie van die waarneminge in die eerste ry van die tabel, en van die verskil tussen dié in die twede en derde rye, in $I = I_0 \, e^{-\sigma x}$ lewer dan waardes van σx waarvan die gemiddelde in die buurt van 10 lê. Dis duidelik dat die meting vir 'n stuk gewoon deursigtige glas in die ligbundel, en nie 'n meting van die invallende bundel self nie, I_0 genoem is om vir refleksies aan die oppervlaktes van die melkglas te korrigeer.

Daar die verstrooide lig onder 2,5° byna gelyk was aan die totale lig wat in die spleet val wanneer die beeldjie daarop gefokusseer is, is die stukkies glas herhaaldelik op verskillende dae deurgemeet.

Die verstrooiingskoëffisiënt wat op dié manier bepaal is, is verbeter met die metinge van die verstrooide lig onder verskillende klein hoeke met die normaal wat in § 2 van hoofstuk IV behandel is.

Wanneer die laasgenoemde metinge teen die hoek uitgesit is op gewoon grafiekpapier (sien bls. 75) blyk dit dat die verhouding van die verstrooide lig onder 0° (geëkstrapoleer) tot dié onder 2,5° gelyk is aan 1,1 vir $\sigma x = 10$. Ná die metinge in die derde ry van tabel 20 met 1,1 vermenigvuldig is, is hulle van dié in die twede ry afgetrek om die *direk* deurgelate lig (I) te lewer. (Die verstrooide lig onder 0° kan natuurlik beter van metinge onder verskillende hoeke aan die verstrooide lig van die ballonskywe self geëkstrapoleer word.)

Die dikte van die glas op die plek waar die deurlating gemeet is, was 0,35 m.m. vir die Argentalamp ballonskyf, en 0,32 m.m. vir die Leerdam ballonskyf. Substitusie van I, I_0 en die diktes van die glas in die bogemelde formule lewer die waardes van σ wat in tabel 20 uitgesit is.

Ons sal nou aantoon dat die orde van σ konstant bly van skyf tot skyf van een soort.

'n Aantal ballons is opgesny en die diktes van die glas is gemeet vir die ballonskywe waarvan die direkte deurlating gelyk geskat is aan dié van die skywe wat deurgemeet is. In die geval van ballonskywe van Argentalampe was die diktes gelyk aan 0,34 m.m., 0,35 m.m. en 0,37 m.m. respektiewelik, en in die geval van Leerdam ballonskywe, 0,31 m.m., 0,31 m.m., 0,32 m.m. en 0,34 m.m. respektiewelik.

In die laasgenoemde geval was dunner skywe meer, en dikker skywe minder deursigtig, en in die eersgenoemde geval was al die ondeursigtige skywe dikker as die een wat deurgemeet is.

Laat ons nou terug gaan na die resultate wat in tabel 20 aangegee is. Dit blyk dat die waardes van σ per m.m. glasdikte nie baie anders is nie vir die twee soorte glas. Uit die verloop van σ met die golflengte is die waardes van n in die uitdrukking $\sigma = a\lambda^{-n}$ bepaal en ons vind $n = 2{,}2$ in altwee gevalle as ons groter belang aan die waardes van σ vir die langer golflengtes heg.

Deur die waardes van $cn\beta\sigma$ wat in tabel 19 uitgesit is te deel deur dié van σ, vind ons die waardes van $cn\beta$ wat in die onderste ry van tabel 20 aangegee is.

Die afname van $cn\beta$ met die golflengte van die invallende lig, dit wil sê, met toename van die van grootte die deeltjies ten opsigte van die golflengte, is juis wat ons verwag (sien tabel 15).

Dis van die laasgenoemde tabel ook duidelik dat $n\beta c$ groter is in die geval van die klein deeltjies as in die geval van groot deeltjies. Kyk ons na tabel 20 dan sien ons dat die waardes van $n\beta c$ groter is in die geval van Philips Argentalampe as in dié van Leerdam ballons.

Bestaan die deeltjies in die twee gevalle uit dieselfde stof, dan verwag ons dat die deeltjies in Argentalampe groter is. Die grootte van die deeltjies in die glas van die ballons is geskat deur poeier van die fyngemaalde glas met 'n Zeiss-mikroskoop te bekyk. Die skattings lewer 'n gemiddelde straal van 0,3 μ vir die deeltjies van die Argentalampe, en 0,2 μ vir dié van die Leerdam ballons, wat dus die moontlikheid nie uitsluit nie dat die bestanddele van die twee soorte deeltjies dieselfde is.

As die bestanddele van die deeltjies in die twee gevalle wel dieselfde is, kan ons weens die feit dat die waardes van σ per m.m. glasdikte by 'n gegewe golflengte nie baie anders is nie, vermoed dat daar 'n groter verstrooiing van lig deur ieder deeltjie in die geval van Philips Argentalampe plaatvind maar dat daar 'n kleiner aantal deeltjies per ksm. en ook waarskynlik 'n kleiner totaal massa deeltjies per ksm.

Deur die resultate wat in die tabelle uitgesit is in ons formules te sugstitueer, blyk dit dat wanneer 'n ligbundel op gelyk diktes van die twee soorte glas val, (in die geval, dus, dat die waardes van σ byna gelyk is), die glas van die laasgenoemde soort lamp meer lig deurlaat, en minder terugverstrooi, as dié van die Leerdam ballons; vir die lampe soos hulle in die handel voorkom kan egter weinig gesê word, daar cet. par. die iets kleiner deurlating per m.m. glasdikte in die geval van Leerdam ballons, meer of min gekompenseer word deur die dunner wand van die ballons.

In die laaste ry van tabel 20 vind ons waardes van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ wat verkry is deur $c = 3$ te stel vir die melkglasballons. Die ruwe skattings van $\frac{\varkappa}{\sigma}$ laat ons insien hoe klein die absorpsie van lig in goeiè wit melkglas is in vergelyking met die verstrooiing; en ten slotte dat die verhouding vir rooi lig die grootste is.

Literatuurlys.

Die doel van hierdie literatuurlys is, die publikasies van enige werkers aan te gee en ook in 'n paar woorde die rigting waarin hulle gewerk het sover as dit vir die teënwoordige werk doelmatig is. Dit sal ons te ver voer om almal op te noem en daarom beperk ons die baie kort samevatting in hoofsaak tot die belangrikste werke van die twintigste eeu.

1. **W. de W. Abney en C. R. Festing.** Intensity of Radiation through turbid media. Proc. Roy. Soc. **40**, 378, 1886. Die wet van Rayleigh $I = I_0 e^{-a\lambda^{-4}}$ word getoets vir verskillende waardes van λ. Hulle maak mastiksemulsies wat baie klein deeltjies bevat deur 'n baie verdunde alkoholiese oplossing in 'n groot volume water uit te giet.

2. **René Audubert en Ch. Chéneveau.** C. R. **168**, 553, 684, 737, 766, 1919. Die wet van Rayleigh word eksperimenteel getoets.

Sur l'absorption par les milieux troubles. Influence du diametre et du nombre des particules C. R. **168**, 553, 1919.

Emulsies van gummigutti, mastiks, olie, Ba SO_4 ens. met verskillende deeltjiesgroottes word verkry deur die emulsies te sentrifugeer. Absorpsiemetinge met 'n Féry spektrofometer en die grootte van die deeltjies 'n mikroskoop. geskat.

Vir groot deeltjies word formule $\frac{I}{I_0} = e^{-\frac{kNd}{\lambda^n}}$ voorgestel, waarin N en d die aantal en deursnee van die deeltjies is en k en n konstantes.

Waardes van n tussen 4 en — 1 is gevind.

3. **H. Bartels.** Entwicklung der Grundlagen einer strengen Theorie für die Diffusion von Elektronen durch Gase. Zs. f. Phys. **55**, 507, 1929 N. 7/8.

Die formules wat diffusie van elektrone deur 'n edelgas voorstel is dieselfde as die vir verstrooiing van lig in troebel media. Die formules van Hertz vir elektronediffusie word vergelyk met die verstrooiingsprobleem van Schwarzschild. Die rigtingsverdeling van die deurvallende en terugkerende bundels word bereken.

4. **H. Bechhold en F. Hebler.** Der Nephelometereffekt kolloider Systeme von verschiedenen Teilchengrösze. Kolloid. Zs. **31**, 70, 1922 N. 2.

Deur toevoeging van alkohol word die grootte van die deeltjies in 'n

Ba SO_4 sol. gevarieer. Die wet van Rayleigh vir variasie van die grootte van die deeltjies word gevolg tot 'n grootte van $0,8\mu$. Ná die grootte neem σ af met groter wordende deeltjies in 'n sol. met konstante konsentrasie. In die werk het die groottes van 4 $\mu\mu$ tot 2,5 μ gevarieer.

5. **H. Blumer.** a. Strahlungsdiagramme kleiner dielektrischer Kugeln I Zs. f. Phys. **32**, 119, 1925, N. 2. Noukeurige berekeninge van die uitgestraalde lig is deurgevoer vir deeltjies van deursnee $= 3{,}2\ \lambda$ en relatiewe brekingseksponente 1,25, 1,33, 1,5, ∞. Vir klein deeltjies geld Rayleigh se intensiteitsverdeling; vir groter deeltjies tree 'n aantal skynbaar reëlloos verdeelde maksima en mienima op.

b. Strahlungsdiagramme kleiner dielektrischer Kugeln II. Zs. f. Phys. **38**. 304, 1926 N. 4/5.

Sy werk is voortgeset tot deeltjies van deursnee $= 3{,}8\ \lambda$ en vir brekingseksponente wat varieer van klein waardes tot ∞). Talryke tabelle en diagramme verduidelik sy werk.

6. **R. Böker.** Lichtstreuende Gläser. Zs. f. Beleuchtungswes. **26**, 93, 1920. Met 'n Weber fotometer word glase onder verskillende hoeke ondersoek vir 'n maat van praktiese betekenis.

Ná die definiesie van $S = \dfrac{\text{volkome verstr. ligstroom p. sm}^2.}{\text{onvolkome verstr. ligstroom p. sm}^2.}$

en $D = 1 - \dfrac{e}{E}$ waarin E = helderheid van beeldoppervlak en e = helderheid van omgewende oppervlak, word 'n tabel van metinge aan maten melkglase gegee.

7. **A. Boutaric,** Beitrag zur optischen Untersuchungen trüber medien, ens. Le Radium **II**, 74, 1914. Die wet van Beer word getoets.

8. **H. J. Channon, F. F. Renwick en B. V. Storr.** The behaviour of scattering media in fully diffused light. Proc. Roy. Soc. **94 A.** 222, 1918. Uitdrukkings vir die deurgelate en terugverstrooide lig word teoreties verkry en word toegepas op metinge aan wit melkglasplate.

9. **P. Compan** Transmission de la lumière par les milieux troubles, C. R. **128**, 1226, 1889.

Volgens Clausius is $\sigma = \dfrac{a}{\lambda^2}$ en volgens Stokes is $\sigma = \dfrac{a}{\lambda^4}$.

Lig van die hemel volg die wet van Stokes, wat ook gevolg word deur water wat b.v. met $HgCl_2$ of sitroenolie getroebel is, soos Hurion dit doen. Compan vind dat 'n mikroskoopglas wat met lamproet getroebel is die wet van Clausius volg. Wanneer hy egter die eksperimente van Hurion herhaal vind hy ook 'n geval waarin $\sigma = \frac{a}{\lambda^3}$; dit lei tot die gedagte dat $\sigma = \frac{a}{\lambda^n}$ waarin n van die grootte van die deeltjies afhang.

10. **H. Diesselhorst en H. Freundlich.** Über Schlierenbildung in kolloiden Lösungen, und ein Verfahren, die Gestalt von Kolloid-teilchen festzustellen. Phys. Zs. 17, 117, 1916. 'n Betrekking tussen die Tyndall-lig en die vorm van die deeltjies wys dat beweging van die sol. invloed het op die Tyndall-lig van deeltjies wat nie rond is nie.

Eksperimente met stromende sols, lewer die resultaat dat die deeltjies van $Al(OH)_3$ sol, mastiks, ens. meer of min rond is. Gans en Perrin het vroër al gevind dat mastiks deeltjies rond is.

11. **W. Dziobek.** Diffuse und direkte Durchlässigkeit und Methoden zur messung derselben. Zs. f. Phys. 46, 307, 1928 N 5/6.

Definiesies vir diffuus en direk, teruggekaatste en deurgelate lig respektiewelik word voorgestel, en ook metodes om die ligstrome te meet.

12. **F. Ehrenhaft.** Die diffuse Zerstreuung des Lichtes an kleinen Kugeln. Wied. Anz. 213, 1905. Met die hulp van Maxwell se vergelykinge probeer hy om 'n teorie vir die verstrooiing deur deeltjies wat nie oneindig klein ten opsigte van λ is nie, op te stel, en vind $\sigma = Av^2$ waar v = volume van 'n deeltjie, en dat die deeltjiesgrootte invloed het op die kleur van die verstrooide lig. 'n Aantal ondersoekinge van E. en sy leerlinge het eweneens betrekking op die bepaling van die grootte van deeltjies.

13. **F. Emde** en **E. Janke.** Funktionen Tafeln mit Formeln und Kurven. 1909. Inhoud nes in die Duitse tietel saamgevat.

14. **G. Gehlhoff** en **M. Thomas.** Zur Frage der Lichtabsorption von Opalglas. Zs. f. Techn. Phys., 172, 1928, N. 5. Ligverlies van omtrent 14% in melkglasballons word verklaar deur die absorpsie van lig deur die deeltjies en nie deur die ystergehalte van die glas nie.

15. **P. Glan.** Ueber ein neues Photometer, Wied. Anz. 1, 351, 1887. Beskrywing van die fotometer en sy gebruik. Ook die teorie vir intensiteitsmetinge met die toestel uiteengesit.

16. **P. Gruner.** Über die Beleuchtung trüber Medien. Helv. Phys. Acta 1, 1928, N. 1. Die lig wat deur 'n laag terugverstrooi word, word bereken en hy diskusseer die groot verskil met die van één deeltjie.

17. **F. Henning** en **W. Heuse.** Über den Koeffizienten der diffusen Reflexion von Magnesiumoxyd. Zs. f. Phys. 10, 111, 1922.

MgO wat verkry word deur die metaal te brand word aanbeveel as „Normaalwit". Die refleksiekoëffisiënt word met 'n Holborn-Kurlbaum pirometer bepaal en die albedo by normaal inval word verkry (0,953).

Die refleksievermoë is $r_{\vartheta}=1-1{,}3\sin^4\frac{\vartheta}{2}$, waar ϑ die hoek met die normaal is.

Die refl. koëfft. van MgO is ook bepaal deur **W. Coblentz**, Bull. Bur. of Standards **9**, 283, 1913, op 'n metode deur **Royds** (Phil. Mag. **21**, 167, 1911) eers probeer.

18. **A. Hurion**. Transmission de la lumière a travers les milieux troubles. C. R. **112**, 1431, 1891. Deur b.v. die byvoeging van 'n alkoholiese sitroen-olie-oplossing by water word fyn neerslaë verkry. Terwyl hulle nog vars is word $I=I_0 e^{-a\lambda^{-4}}$ gevolg, later egter $I=I_0 e^{-a\lambda^{-4}+b}$ waarby a en b funksies van die tyd is.

19. **T. Isnardi**. Experimentaluntersuchungen an trüben Medien. Ann. d. Phys (4) **62**, 573, 1920. Planparallel plate van gummi-gutti word gemaak vir absorpsiemetinge. Die wet $I=I_0 e^{-\sigma x}$ word getoets. Uit tabelle van sy metinge volg dat hy nie oor die vorm van die deeltjies kan besluit nie (in teenstelling met metaliese kolloidoplossinge).

20. **J. H. Lambert.** Photometria 321 §. 'n Definiesie word gegee vir albedo in die geval van stowwe wat vir alle rigtings ewe helder is.

21. **A. Lampa.** Fractional Zentrifugieren. Ber. d. Wiener Akad. d. Wissensch. **119** (2A) 1565, 1910. In die geval van mastiks het dit pas na 6 uur geluk om die grootste deeltjies uit die emulsie te sentrifugeer.

22 **B. Lange.** Zs. Phys. Chem. 132. 1928, 1/2. Die wet van Beer word getoets aan emulsies van gummigutti, mastiks, Al_2O_3, As_2S_3 ens.

23. **G. Laski**, Gröszenbestimmung submikroskopischen Partikeln aus optischen und mechanischen Effekten. Ann. d. Phys. (4), **53**, 1, 1917.

Sy stel $\sigma=a\lambda^{-n}$ en soek 'n betrekking tussen n en die grootte van die deeltjies, vir één deeltjie (en nie vir die samewerking van baie deeltjies soos voor die tyd gebeur het nie).

24. **E. Lax, M. Pirani** en **H. Schönborn.** Experimentelle Studien über die optischen Eigenschaften stark getrübter medien. S. A. Licht und Lampe

1928 N. 5 und 6. Metings van die diffuus en direk deurgelate lig deur suspensies van $Al_2 O_3$ en parafienolie by verskillende laagdiktes in die geval van loodreg invallende lig. Die ligweg is tussen 5 en 8 keer die laagdikte. In die geval van gelyk totale deurlating is die verstrooiingsvermoë vir groot deeltjies groter as vir klein deeltjies. Die werk bevat krommes wat die rigtingsverdeling van die deurgelate lig aantoon.

25. **E. Lommel.** Zur Photometrie der diffusen Zurückwerfung. Wied. Ann. **36**, 473, 1889. Vir absoluut wit liggame is die teruggestraalde lig teoreties eweredig met die kosinus van die hoek tussen die normaal en die invalsrigting, in die geval van 'n parallel bundel, en eweredig met die van die uittreëingshoek vir 'n diffuus bundel. Dit geld ook vir swak gekleurde liggame.

26. **W. Mecklenburg.** a. Über die Beziehungen zwisschen Tyndalleffekt und Teilchengrösze kolloidaler Lösungen. Kolloid Zs. **16**, 97, 1917. Vir swawelemulsies blyk dat die teoretiese relasie tussen die Tyndallstraling, λ, en die grootte van die deeltjies alleen tussen grense geldig is.
b. Die Untersuchungen von trüben Lösungen. Die Natuurwiss. **3**, 317, 1915. 'n Tyndallmeter word beskryf waarmee die ligsterkte van die verstrooide lig met dié van die invallende vergelyk kan word. Met die hulp van sy apparaat kan hy in breë trekke die geldigheid van Beer se wet aantoon.

27. **G. Mie.** Beitrage zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. Ann. d. Phys. (4) **25**, 377, 1908. Op grond van Maxwell se vergelykinge word die absorpsie en verstrooiing in troebel stowwe ondersoek, in die geval van bolvormige deeltjies. Die golwe van die uitgestraalde lig bestaan uit die som van 'n oneindige reeks van „Partialwellen", waarin twee groepe, die elektriese en die magnetiese, van mekaar onderskei moet word. Met die teorie word die kleurverskynsels in goudoplossinge verklaar.

28. **E. A. Milne.** The Relation between the Law of Darkening and the Temperature Distribution. Phil. Trans. Roy Soc. **223 A**, 214, 1922. Teorie van absorpsie en verstrooiing in die dampkring van die son. Ook talryke ander verhandelinge.

29. **U. Milthaler.** Optische Eigenschaften trüber Lösungen nicht metallischer Teilchen ens. Ann. d. Phys. (5) **1**, 229, 1929, N. 2. In die eerste deel word die bruikbaarheid van Pulfricht se Stufenphotometer vir die werk beskryf, en in die twede word gevind dat Beer se wet alleen in 'n beperkte konsentrasiegebied geld. Verskillende skrywers is dit nie omtrent die gebied eens nie.

30. **C. Patowski.** Sur l'application de la loi de Beer aux milieux troubles. C. R. Séances. Soc. Pol. de Phys. **2**, 21, 1921/1922. N. 1. In troebel

stowwe wat stabiel is (Kolophonium emulsies ens.) geld die wet van Beer. In melk, ens. geld dit nie, waarvan gedeeltelike uitvlokking die waarskynlike oorsaak is .

31. **J. Perrin.** Les Atomes 135, 1914. 'n Kilogram fraksioneel gesentrifugeerde mastiks in emulsie lewer na enige maande 'n paar desigram deeltjies van meer of min dieselfde grootte.

32. **G. I. Pokrowski.** a. Über Zerstreuung in Schwefelsuspensionen. Zs. f. Phys. **40**, 368, 1926, N. 5.

Swawelsuspensies gemaak deur Swawelsuur met hiposulfiet te laat reageer.

Grootte van deeltjies hang eksponensiaal van die tyd af. Rayleigh se formule hiermee getoets.

b. Zur Theorie der diffusen Lichtreflexion II. Zs. f. Phys. **35**, 34, 1925.

Die ligverstrooiing en refleksie deur de binnenste van die liggaam word ook in rekening gebring. Roet, magnesia ondersoek (soms gekleur met rhodamine); ooreenstemming van teorie en eksperiment goed.

c. Zur Theorie der diffusen Lichtreflexion IV. Zs. f. Phys. **36**, 472, 1926.

Teorie word uitgebrei tot die geval dat refleksie onder willekeurige hoeke plaas vind. Getoets vir magnesia, roet, weefsel van wol ens. Ooreenkomst eksp. en t. taamlik goed.

d. Über die Absorption des Lichtes in optisch-inhomogenen Medien. Zs. f. Phys. **31**, 14, 1925.

Met gebruik van melkglas as verspreier word daar gevind dat Beer se wet gevolg word, terwyl vir loodreg invallende lig dit alleen vir groter laagdiktes die geval is.

33. **C. Pulfrich.** Über ein den Empfindungsstufen des Auges tunlichst angepasztes Photometer, Stufenphotometer genannt, und über seine Verwendung als Farbmesser, Trübungsmesser, Kolloïdometer, Kolorimeter und Vergleichsmikroskop. Zs. f. Instrkde **45**, 35, 61, 109, 1925, N. **1**, **2**, 3.

Uitvoerige beskrywing van die instrument en sy verskillende gebruike.

34. **Lord Rayleigh.** a. Phil. Mag. **41**, 107, 274, 447, 1871; **44**, 28, 1897: **47**, 375, 1899. Teorie van verstrooiing opgestel; verstrooiing onder hoek ϑ met die invallende lig eweredig met $1 + \cos 2\ \vartheta$; die laasgenoemde is in werklikheid 'n hersiening van sy vroëre werke.

b. On theScatte.ing of Light by a Cloud of similar small Particles of any Shape and Oriented at random. Phil. Mag. 1918 (6) **35**, 373.

Verstrooiing deur onsimmetriese deeltjies word behandel en hy vind dat die probleem baie meer ingewikkel word as vir die geval van bolvormige deeltjies. Die werk word op die geval van bolle en ellipsoide toegepas.

c. The Blue Sky and the Optical Properties of Air. Nature **105**, 584, 1920.

Na-thiosulfaat + 'n paar druppels suur gee 'n troebeling wat vir verstrooiingsproewe baie geskik is.

35. **J. W. Ryde** en **D. E. Yates.** Opal Glasses, Journal Soc. Glass Techn. **10**, 274, 1926.

Beknopte geskiedenis van melkglas vervaardiging en ondersoek van die stof van die deeltjies.

Hulle vind dat die deeltjies bestaan uit Ca F_2, Na F, of 'n mengsel van die twee. Grootte van die deeltjies met mikroskoop bepaal ; σ word as 'n relasie van die grootte van die deeltjies voorgestel. Minder absorpsie in die geval van groot as van klein deeltjies gevind. Met die hulp van Röntgenstrale word die bestanddele van die deeltjies ondersoek.

36. **R. Schachenmeier.** Über die Zerstreuung des Lichtes durch trübe Mediën. Zs. f. Beleuchtungswesen **28**, 62, 1922, 9/10. Uitkomste van eksperimente waarop die teorie van Mie toegepas is.

37. **G. Schott.** Herstellung und Eigenschaften lichtzerstreuender Gläser. Licht und Lampe 3, 37, 1925, N. 1 en 2.

Die troebeling in melkglase word verkry deur ontmenging van glase, deur kristalle ens.

Daar is op die moeilikhede gewys om gelykmatige troebelinge te verkry. Vir enkele glase is die ligverlies en verstrooiingsvermoë aangegee.

38. **Sir A. Schuster.** Radiation through a foggy atmosphere. Astrophys. Journ. **21**, 1, 1905.

Differensiaalvergelykinge word vir die algemene geval van absorpsie en verstrooiing opgestel. Isotrope verstrooiing en gelykmatige rigtingsverdeling word aangeneem. Die spesiaal geval van suiwer verstrooiing word uitgewerk.

39. **K. Schwarzschild.** Über Diffusion und Absorption in der Sonnenatmosphäre. Berl. Ber. 1914, 1183.

Isotrope verstrooiing word aangeneem en die probleem word teoreties behandel vir die algemeen geval van absorpsie en verstrooiing.

In teënstelling met Schuster word **wel** die rigtingsverdeling van die bundels in aanmerking geneem. Die werk word op die grensgevalle van suiwer absorpsie en suiwer verstrooiing toegepas. Deur 'n korreksieterm vir die benadering van Schuster numeries te bereken blyk dit dat die laasgenoemde 'n baie **goeie** benadering is.

40. **Was Shoulejkin.** Scattering of Light by very big Colloidal Particles. Phil. Mag. (6) 48, 307, 1924, N. 284.

Die uitstraling van diëlektriese deeltjies van $\frac{2\pi\varrho}{\lambda} \approx 0, 1, 3, \infty$ word bereken (ϱ = straal van deeltjies). Daar is gewys op die geleidelike oorgang van verstrooiing tot refleksie en breking.

41. **Ludwik Silberstein.** The Transparency of Turbid Media. Journ. Opt. soc. Amer. **15**, 125,1927, N. 3. Phil. Mag. (7) **4**, 1291, 1927, N. 26.
Vir groot deeltjies neem hy aan dat 'n breukdeel η van die lig dat deur 'n deeltjie verstrooi word, na vore gaan, en van sy differensiaalvergelykinge volg uitdrukkings vir die deurgelate en terugverstrooide ligstrome.

42. **J. Spijkerboer.** Verstrooiing van Licht en Intensiteitsverdeeling over de zonneschijf. Diss. Utrecht 1917.
Die metode van Schwarzschild word met dié van King vergelyk en altwee metodes word uitgebrei. Hy vind dat die invloed van die anisotropie van σ 'n groter invloed op die uitkomste van Schwarzschild gehad het as wat die laasgenoemde vermoed het. Die groot invloed van absorpsie op die rigtingsverdeling v. d. straling volg uit sy formules.

43. **G. Stokes.** „On the Intensity of Light Reflected from or Transmitted through a Pile of Plates". Proc. Roy. Soc. vol 2, 545, (1860-62.).

42. **A. H. Taylor.** Measurement of diffuse reflection factors and a new absolute reflectometer. Journal opt. Soc. Amer. **4**, 9, 1920.
'n Soort van bolfotometer word gebruik, waarmee hy die diffuus refleksiekoëffisiënt vir Mg CO_3 = 0,99 kry in plaas van die waarde 0,77 volgens die Bureau of Standards.

45. **J. M. Waldram.** Precise Measurement of Optical Transmission, Reflection and Absorption Factors. Rec. des Trav. de la Comission Internationale de L'éclairage, 7 session, Sept. 1928, 1020.
Die deurlating, terugverstrooiing en absorpsie van lig in melkglas word gemeet vir diffuus lig. Die opstelling bestaan uit aanmekaar grensende bolfotometers, waarvan die één dien om die lig diffuus te maak. Oorsigtelike teorie van die bolfotometer en sy meetmetode vir parallel en diffuus invallende bundels. In dieselfde publikasie word ook ander werke van die lede van die „Comité des Matérieux Diffusants" behandel.

46. **Zchimmer.** Das Glas als Werkstoff im Dienste der Lichttechnik. Licht und Lampe **66**, 317, 1923.
Verstrooiing van lig in melkglas word verkry deur klein deursigtige deeltjies in 'n deursigtige glas aan te bring. Die verstrooiing is beter wanneer die relatiewe brekingsindeks vir die deeltjies groot is, en die deeltjies nie te klein is nie.

ABSTRACT.
THE ABSORPTION AND SCATTERING OF LIGHT IN OPAL GLASSES.

Opal glasses are sometimes manufactured by making a high-temperature solution of two colourless glasses of different refractive indices and allowing the solution to cool, whereby an emulsion of one glass in the other is formed. In other cases the material of the particles is NaF, CaF_2 or a mixture of both (35); phosphates (in the form of bone meal) are also used.

Problem. The present work is concerned with the determination of the coefficients of scattering (σ) and absorption ($\varkappa$). For this purpose intensity measurements were made with a spectrophotometer. As no complete theory of the scattering and absorption of light in thick layers of big particles (with regard to λ) exists, the theory of *Schuster* (38) was expanded to include this case.

Method: For measuring the intensities a *Glan* spectrophotometer (15) was used in conjunction with a calibrated optical wedge; the latter proved to be a great improvement on the Nicol's prism which it replaced. Fig. 3 shows the apparatus for measuring the intensity of the light transmitted * by the emulsion in cell K, for parallel incident light; the light for both fields was provided by a single 10 volt motor headlight bulb.

Fig. 5 shows the arrangement for measuring both transmitted and rejected * beams for diffused light. The behaviour of light in mastic emulsions coloured with acid fuchsine was examined.

Optically thin layers. It is experimentally found that in the case of a parallel incident beam, the directly transmitted light may be expressed as an exponential function of the product of concentration and thickness. In disagreement with previous workers, this holds over a very great range of this product (e.g. see curve 8). The coefficient of scattering σ may be expressed as $\sigma = a\,\lambda^{-n}$ where a = constant and n (constant for any one emulsion) > 4. The effect of colouring material on the transmitted light is the

---

*) The light here measured is the narrow pencil which enters the field of the photometer.

same whether the former be placed before, after or within the cell (see table 3).

OPTICALLY THICK LAYERS

Theoretical. The theory of *Schuster* * is generalised by the introduction of
1. a quantity c = ratio of scattering (or absorption) coefficient for diffused light to that for a parellel beam.
2. a quantity β = the light scattered backwards, expressed as a fraction of the total scattered light, in the case of a parallel beam incident on a particle or elementary layer; $n\beta$ is the same quantity for diffused incident light. The cases of diffused and parallel light incident on the layer are treated, and a preliminary application to the case of electric lamp bulbs is made.

The use of the term „mean path" (of light in an emulsion) is criticised.

Experimental. Measurements of the light transmitted by thick layers of an emulsion were made, both for scattering alone, and for a mixture of scattering and absorption (see curve 18). The transmitted light follows the law of Beer up to a certain optical thickness, and then repeatedly scattered light adds itself to the directly transmitted light. By measurements of the scattered light under small angles with the normal, it is shown that the deviation from Beer's law is wholly to be accounted for by this effect. Measurements of the transmitted light form the starting point for the determination of $c\varkappa$ and $cn\beta\sigma$ in the case of emulsions; the quantity $f=\sqrt{\varkappa(\varkappa+2n\beta\sigma)}$ is easily obtained.
A second relation between $c\varkappa$ and $cn\beta\sigma$ is then sought; the method of *H. J. Channon, F. F. Renwick* and *B. V. Storr* (8) is found to be practicable only in the case of optically thin layers with small absorption. The problem has been solved by determining the albedo (R) of coloured mastic emulsions with the aid of the known albedo of MgO. The relation between R, ck and cnß together with f has

---

*) loc. cit.

enabled $c\varkappa$ and $cn\beta\sigma$ to be determined for different coloured emulsions.

Comparison with $\varkappa$ and σ for these emulsions renders these results very plausible. Owing to lack of knowledge of the necessary quantities e.g. the angular distribution of the rejected light in the layer etc., it is impossible to test the theory completely. The values of c and $n\beta$ are, however, fully discussed; the former approaches 1 and the latter approaches β with increasing $\frac{\varkappa}{\sigma}$ (see tabel 15). A further confirmation of the method is provided by the agreement between quantities determined for white mastic by this and other methods.

Applications. The values of $c\varkappa$ and $cn\beta\sigma$ which result from the method are such as to be expected from the colour effects observed in several glasses.

By this method, which is very simple and direct, the values of $c\varkappa$ and $cn\beta\sigma$ are compared for Philips Argenta bulbs and those manufactured at Leerdam (see table 19).

It has been possible, by careful selection of a specimen, to measure σ, and so determine $cn\beta$ for the bulbs. Taking $c = 3$ in both cases, the values of $n\beta$ for the glasses are compared.