

Principes van lichtverstrooiing door kleine deeltjes

Dr. Ir. C.H.F. Velzel
Philips - CFT

Inleiding

Verstrooiing van licht aan kleine deeltjes is een veel voorkomend verschijnsel in de natuur om ons heen. Er zijn veel vormen van dit verschijnsel; men vindt een beschrijving o.a. in het bekende boek van G. Minnaert: *Natuurkunde van het vrije veld, Deel I (1)*. In dit artikel kunnen we slechts een klein deel van dit rijke gebied beschrijven. We beperken ons tot de eenvoudigste begrippen en voorbeelden, en bespreken enkele toepassingen. Een uitgebreide weergave van de theorie, alsmede een overzicht van experimentele resultaten en toepassingen vindt men in het klassieke boek van H.C. van de Hulst: *Light scattering by small particles (2)*. Een belangrijke toepassing is het bepalen van de diameter van kleine deeltjes. Hiervan vindt men vele voorbeelden in een recente uitgave van Gouesbet en Gréhan (3). In dit artikel beperken we ons tot de volgende omstandigheden:

- de deeltjesdichtheid en de dikte van het meetgebied worden altijd klein verondersteld, zodat meervoudige verstrooiing verwaarloosd kan worden;
- we bespreken alleen elastische verstrooiing, waarbij het verstrooide licht dezelfde golflengte heeft als het ingestraalde licht.

1. Grondbegrippen

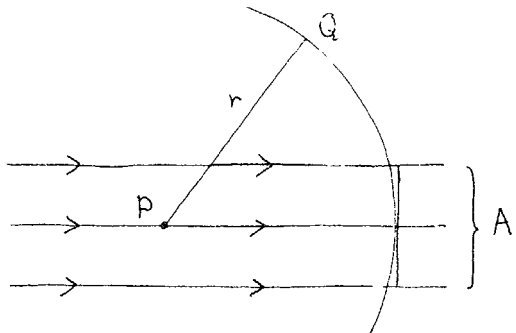
We beginnen met de verstrooiing van licht door één enkel deeltje. Voorlopig trekken we ons van de polarisatie van het licht niets aan; strooiing van gepolariseerd licht wordt in de volgende paragraaf behandeld.

In fig. 1 is aangegeven dat een invallende

(vlakke) lichtgolf een enkel deeltje treft dat gesitueerd is in het punt P. De intensiteit van de invallende golf zij I_0 , het golfgetal k . Het golfgetal is gelijk aan 2π gedeeld door de golflengte. De intensiteit van het verstrooide licht in een punt Q, op een afstand r van P, is omgekeerd evenredig met r^2 ; dit volgt uit de wet van het behoud van energie. In het algemeen is de amplitude van het verstrooide licht in Q een functie van θ en φ , waar θ de hoek tussen de invallende bundel en de richting van PQ is, en φ een azimuth. Samengevat krijgen we in formule:

$$I(\theta, \varphi) = \frac{|S(\theta, \varphi)|^2}{k^2 r^2} I_0 \quad (1)$$

De dimensieloze factor $S(\theta, \varphi)$ is evenredig met de complexe amplitude van het verstrooide licht in Q. In de literatuur wordt S



Figuur 1
Verstrooiing aan een enkel deeltje.

“phase function” genoemd; in dit artikel gebruiken we de naam “amplitude” die de situatie wat beter weergeeft. De factor k^2 is in de noemer van (1) toegevoegd om $S(\theta, \varphi)$ dimensieloos te maken.

De formule (1) geldt met één uitzondering: wanneer PQ in de richting van de invallende golf ligt moeten we deze bij het berekenen van de intensiteit meenemen. De beide golven zijn coherent, men moet hun amplitudes optellen en vervolgens kwadrateren. Integratie over een detector met oppervlak A in de voorwaartse bundel geeft de stralingsenergie:

$$E_A = (A \cdot \frac{4\pi}{k^2} \operatorname{Re} \{S(0,0)\}) I_0 \quad (2)$$

Hierbij is rekening gehouden, in overeenstemming met de theorie van Fresnel (2), met de faseverschillen tussen de verstrooide en de niet verstrooide golf. Het minteken is plausibel, door de verstrooiing wordt de energie in de bundel vermindert.

Bij veel toepassingen is een maat voor de totale verstrooide energie van belang. Men neemt hiervoor de “verstrooiingsdoorsnede” C_{SCA} , gedefinieerd door

$$C_{SCA} = \frac{1}{k^2} \iint |S(\theta, \varphi)|^2 \cos \varphi \, d\theta \, d\varphi \quad (3)$$

De dimensie van C_{SCA} is die van een oppervlak, dit suggereert de interpretatie dat de verstrooiing een stuk uit de bundel wegneemt met oppervlak C_{SCA} . Dit oppervlak hoeft niet gelijk te zijn aan het oppervlak van de projectie van het deeltje op de invallende bundel (de geometrische schaduw), het kan zelfs groter dan dit zijn!

Wanneer geen absorptie door het verstrooide deeltje optreedt, is $C_{SCA}|_0$ gelijk aan de energievermindering in de bundel. Deze werd reeds berekend door de intensiteit op een detector in de richting van de invallende bundel te integreren.

Uit vergelijking (2) volgt dan:

$$C_{SCA} = C_{EXT} = \frac{4\pi}{k^2} \operatorname{Re} \{S(0,0)\} \quad (4)$$

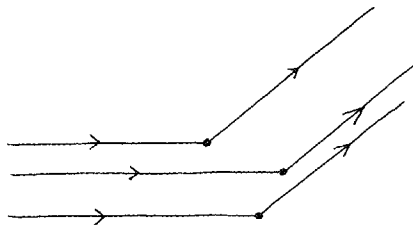
De energievermindering in de voorwaartse richting wordt in de literatuur aangeduid met “extinction” ofwel uitdoving. Wanneer het deeltje behalve verstrooit ook energie absorbeert, met een absorptie-doorsnede C_{ABS} , wordt de energiebalans

$$C_{SCA} + C_{ABS} = C_{EXT} \quad (5)$$

Gewapend met deze begrippen beschouwen we de verstrooiing aan meerdere deeltjes. De situatie is geschetst in fig. 2. Wanneer deze in de ruimte gesitueerd zijn op willekeurig verdeelde punten, op afstanden groot vergeleken met de lichtgolfengte, dan zijn de fasen van de strooigolven die in een punt Q aankomen willekeurig verdeeld. We mogen de intensiteiten dus optellen en vinden

$$I(\theta, \varphi) = \sum_i I_i(\theta, \varphi) \quad (6)$$

waarbij we de deeltjes een index i gegeven hebben. Door integratie vinden we



Figuur 2a
Verstrooiing aan meerdere deeltjes. Willekeurige richting



Figuur 2b
Voorwaartse verstrooiing aan meerdere deeltjes

$$C_{SCA} = \sum_i C_{i,SCA} \quad (7)$$

In de voorwaartse richting is de situatie anders. Uit fig 3 zien we dat hier alle fases gelijk zijn; daaruit volgt dat we nu de amplitudes moeten optellen, zodat

$$S(0,0) = \sum_i S_i(0,0) \quad (8)$$

en, door integratie

$$C_{EXT} = \sum_i C_{i,EXT} \quad (9)$$

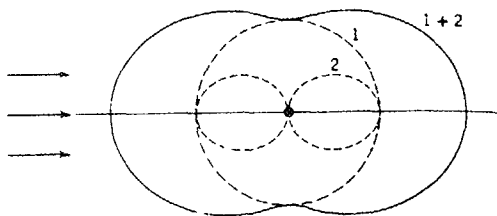
Dit maakt dat de energiebalans toch klopt, wanneer voor absorptie eenzelfde regel als (7) en (9) geldt

Tenslotte beschouwen we de verstrooiing door een planparallele laag deeltjes. Dit is aangegeven in fig 4. Wanneer het aantal deeltjes per volume-eenheid in de laag N is, kan het effect van de verstrooiing in een punt Q na de laag worden beschreven door een effectieve brekingsindex n , gegeven door

$$n = 1 + 2\pi N \text{Im}(S(0,0))/k^3 \quad (10)$$

en een effectieve absorptiecoëfficiënt γ gegeven door

$$\gamma = 4\pi N \text{Re}(S(0,0))/k^2 \quad (11)$$



Figuur 4
Verstrooiing aan zeer kleine deeltjes. Uit ref 2

Merk op dat $\gamma = NC_{EXT}$, zoals te verwachten was. Uit vgl. (5) volgt, dat de effectieve absorptiecoëfficiënt is opgebouwd uit een strooiingsbijdrage en een absorptiebijdrage

De formules (10) en (11) gelden niet voor gereflecteerde straling, om deze te berekenen heeft men de waarde van $S(\theta, \varphi)$ voor $\theta = \pi$ nodig.

2. Verstrooiing van gepolariseerd licht

De straling die door een enkele antenne, een enkel atoom of een collectie "unisono" trillende atomen (b.v. in een laser) wordt uitgezonden is gepolariseerd. Op enige afstand van de bron staat het elektrische veld loodrecht op de voortplantingsrichting en wordt beschreven door de veldcomponenten E_x en E_y , die beide een amplitude a en een fase φ bezitten; we geven dit aan, in complexe notatie, door

$$E_x = a_x e^{i\varphi_x} \quad (12)$$

$$E_y = a_y e^{i\varphi_y}$$

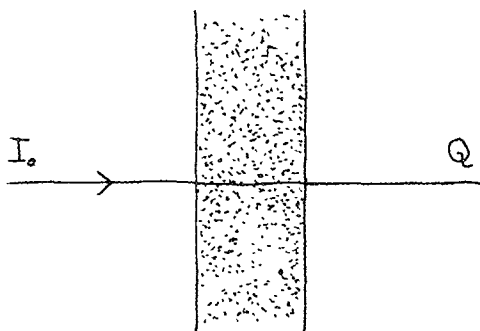
We vormen uit de amplitudes en fasen de parameters van Stokes, te weten

$$I = a_x^2 + a_y^2$$

$$Q = a_x^2 - a_y^2 \quad (13)$$

$$U = 2 a_x a_y \cos(\varphi_x - \varphi_y)$$

$$V = 2 a_x a_y \sin(\varphi_x - \varphi_y)$$



Figuur 3
Verstrooiing aan een laag deeltjes

Merk op dat hierin alleen het faseverschil van de beide componenten een rol speelt. Omdat de vier parameters van Stokes uit drie variabelen gevormd zijn, bestaat er een relatie tussen hen; deze luidt

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \quad (14)$$

De parameters van Stokes kunnen worden gemeten met behulp van een polarisator en een kwart-lambda plaatje. Voor I en Q is direct duidelijk hoe; de juiste standen van polarisator en kwart-lambda plaat bij het meten van U en V zijn iets lastiger te vinden. Het feit dat alle vier parameters door het verschil of de som van twee intensiteiten kunnen worden uitgedrukt is voor hun gebruik van groot belang.

Wanneer we namelijk straling beschouwen van een collectie onafhankelijk trillende, willekeurig georiënteerde antennes, of atomen, of van een gloeiend lichaam, dan mogen we de intensiteiten van alle uitgezonden golven optellen bij de meting van de parameters van Stokes voor een dergelijke bron. De uitdrukkingen (13) blijven geldig als het gemiddelde over het ensemble van bronnen Omdat de faseverschillen $\varphi_x - \varphi_y$ niet voor alle bronnen identiek zijn, is I^2 nu groter dan de som van Q^2 , U^2 en V^2 . We spreken van partieel gepolariseerd licht. Wanneer het faseverschil willekeurig over het ensemble verdeeld is, zijn U en V gelijk aan nul. We hebben nu volledig incoherente bronnen, maar volledig ongepolariseerd licht ontstaat slechts wanneer ook $Q = 0$. We beschouwen nu de verstrooiing van een deeltje door gepolariseerd licht. Stel de invallende bundel is volledig gepolariseerd (zoals bij een laser) met componenten E_{Ox} en E_{Oy} . In het punt Q van fig. 1 zijn de componenten van het veld te schrijven als

$$\begin{pmatrix} E_x(\theta, \varphi) \\ E_y(\theta, \varphi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_2(\theta, \varphi) & S_3(\theta, \varphi) \\ S_4(\theta, \varphi) & S_1(\theta, \varphi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{pmatrix} \cdot \frac{e^{ikr}}{kr} \quad (15)$$

De oriëntatie van het x-y coördinatenstelsel

wordt gewoonlijk gekozen in een referentievlak door de invallende bundel en loodrecht daarop.

In het algemene geval zijn alle vier de "amplitudes" $S_i(\theta, \varphi)$ complex en verschillend van nul. Bij symmetrische deeltjes, zoals een bol of een naald die loodrecht op de invallende bundel staat, en ook bij heel kleine deeltjes ($kd < 1$) zijn S_3 en S_4 gelijk aan nul.

Wanneer we te maken hebben met een invallende bundel die partieel gepolariseerd is, of met meerdere verstrooiende deeltjes, moeten we een statistische manier kiezen om de verstrooiing te beschrijven. Hierbij komen de parameters van Stokes bij uitstek van pas. Beginnend met vergelijking (15) kan men vinden dat het verband tussen de parameters I_0 , Q_0 , U_0 , V_0 van de invallende bundel en die in het meetpunt gegeven zijn door

$$\begin{pmatrix} I(\theta, \varphi) \\ Q(\theta, \varphi) \\ U(\theta, \varphi) \\ V(\theta, \varphi) \end{pmatrix} = |M| \begin{pmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

waar $|M|$ een 4×4 matrix is, de matrix van Mueller. De 16 kentallen van deze matrix zijn opgebouwd uit de 7 onafhankelijke constanten in de S-matrix van vergelijking (15)

In de meeste praktische gevallen komt één of andere symmetrie voor. Wanneer, zoals boven, $S_3 = S_4 = 0$ zodat de vergelijkingen (15) de gedaante aannemen

$$\begin{aligned} E_x &= A_2 E_{x0} \\ E_y &= A_1 E_{y0} \end{aligned} \quad (17)$$

dan kunnen de vergelijkingen voor de parameters van Stokes geschreven worden in de eenvoudige vorm

$$|E_x|^2 = |A_2|^2 |E_{x0}|^2$$

$$|E_y|^2 = |A_1|^2 |E_{y0}|^2 \quad (18)$$

$$U = |A_1 A_2| (U_0 \cos \delta - V_0 \sin \delta)$$

$$V = |A_1 A_2| (U_0 \sin \delta + V_0 \cos \delta)$$

waar δ het faseverschil tussen A_1 en A_2 is. Meer gevallen van symmetrie in verstrooiing van gepolariseerd licht worden behandeld door van de Hulst (2).

Tenslotte geven we nog kort een paar mogelijkheden aan voor de effectieve brekingsindex van een medium bestaande uit verstrooiende deeltjes in gepolariseerd licht. Wanneer er in dit medium een symmetrie-vlak aanwezig is, geeft dit aanleiding tot lineaire dubbele breking (in het algemeen vergezeld door lineair dichroïsme). De symmetrie kan veroorzaakt worden door de vorm van de deeltjes, maar ook doordat hun materiaal dubbelbrekend is. Wanneer in het medium schroefsymmetrie aanwezig is, geeft dit aanleiding tot circulaire dubbele breking (optische activiteit, meestal vergezeld door circulair dichroïsme). Dit kan door de vorm of oriëntatie van de deeltjes worden veroorzaakt, maar ook door optische activiteit van hun materiaal.

3. Voorbeelden

We onderscheiden drie categorieën van deeltjes naar orde van grootte. Wanneer het produkt van k en de diameter d kleiner is dan 1 kunnen we de verstrooiing eenvoudig beschrijven. We behandelen dit voorbeeld hieronder.

Wanneer kd van de orde van 10 is wordt een eenvoudige beschrijving onmogelijk; de reden is dat door de overeenstemming van de golflengte en de deeltjesgrootte resonantieverschijnselen gaan optreden. Het is nodig dat het verstrooiingsprobleem wordt geformuleerd als een randvoorwaardenprobleem voor het electromagnetisch veld. Dit probleem kan slechts volledig worden opgelost voor eenvoudige vormen van deeltjes zoals bollen en cilindrs. Een oplossing voor bollen, in de vorm van reek-

sen van Hankelfuncties, werd door Mie geformuleerd (2). We gaan hierop niet verder in.

In het tweede voorbeeld in deze paragraaf behandelen we de buiging aan cilindrs, waarbij we de strenge oplossing met de geometrische vergelijken.

Wanneer kd groter is dan 100, kan men in veel gevallen het strooiingsprobleem met geometrische optica beschrijven. De resonanties worden zwak en zijn eenvoudig te verdisconteren. We zullen in deze paragraaf een voorbeeld behandelen: strooiing aan een enkele cilinder.

a. Verstrooiing aan zeer kleine deeltjes, $kd \leq 1$

We nemen aan dat het materiaal isotrop is. In dit geval is de S-matrix gegeven door

$$|S| = ik^3 \alpha \begin{vmatrix} \cos \theta & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (19)$$

waarbij α een getal is (in het algemene geval is α een tensor) dat de polariseerbaarheid van het deeltje wordt genoemd. Deze is evenredig met het volume van het deeltje.

We zien uit vgl. (19) dat voor $\theta = \frac{\pi}{2}$ het verstrooide licht gepolariseerd is, loodrecht op het vlak door de invallende bundel en de strooi-richting. Zie fig. 4. Wanneer het invallend licht ongepolariseerd is, is de intensiteit van het verstrooide licht gegeven door

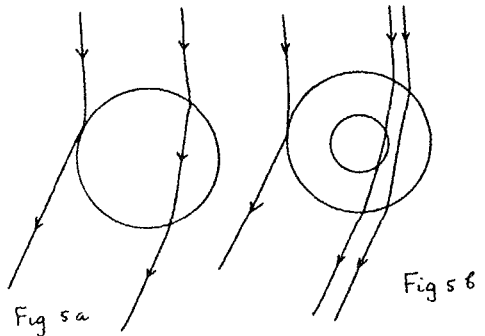
$$I = \frac{(1 + \cos^2 \theta) k^4 |\alpha|^2}{2 r^2} \cdot I_0 \quad (20)$$

Hieruit laat zich de verstrooiingsdoorsnede berekenen,

$$C_{SCA} = \frac{8}{3} \pi k^4 |\alpha|^2 \quad (21)$$

De totale intensiteit van het verstrooide licht is dus evenredig met $|\alpha|^2$. De effectieve brekingsindex en absorptie hangen lineair af van resp. $\text{Re}(\alpha)$ en $\text{Im}(\alpha)$. Al deze grootheden zijn natuurlijk ook lineair afhankelijk van de deeltjesdichtheid N . We kun-

nen dus ook door een meting van de energie van het verstrooide licht en van de effectieve brekingsindex en absorptie zowel de deeltjesdichtheid als de (complexe) polariseerbaarheid afleiden. De laatste zegt iets over het volume van de deeltjes. Uit vergelijking (21) zien we nog dat de intensiteit van het verstrooide licht omgekeerd evenredig is met de vierde macht van de golflengte. Dit is de beroemde wet van Rayleigh, waar te nemen bij de verstrooiing van zonlicht aan de dichtheidsfluctuaties in schone lucht (de hemel is dan blauw).



Figuur 5a

Verstrooiing aan een homogene, doorzichtige cylinder

Figuur 5b

Verstrooiing aan een optische vezel

b. Verstrooiing aan doorzichtige cylinders

We beschouwen eerst doorzichtige cylinders van ongeveer $100 \mu\text{m}$ diameter. Dit is dik genoeg om in aanmerking te komen voor een geometrisch optische beschrijving. Omdat het "deeltje" in de lengterichting overal hetzelfde is, wordt het licht slechts verstrooid in richtingen die een gelijke hoek maken met de as van de cylinder als de invallende bundel; we nemen voor de eenvoud aan dat deze loodrecht op de cylinder invalt, de verstrooiing vindt nu plaats in een vlak loodrecht op de cylinderas. Zie figuur 5. We merken op dat in eenzelfde richting twee stralen afgebogen kunnen worden: een straal die door de buitenkant van de cylinder wordt gereflecteerd en een straal die de cylinder doorkruist. We hebben twee van die stralen in de figuur aangegeven. De interferentie van deze twee groepen stralen geeft maxima en minima in het buigingspatroon. Voor een homogene cirkelcylinder is het wegverschil als functie van de afbuighoek eenvoudig te berekenen. De afstand tussen de maxima en minima is ongeveer omgekeerd evenredig met de diameter van de cylinder. Dit schept de mogelijkheid om uit het buigingspatroon de diameter te bepalen.

Wanneer de cylinder een kern heeft met een hogere brekingsindex ontstaat de optische vezel zoals die in de telecommunicatie en andere toepassingen, b.v. sensoren, gebruikt wordt. Men kan de verstrooiing door dit type beschrijven zoals geschetst in fig. 6. Er zijn nu drie stralen die in dezelfde

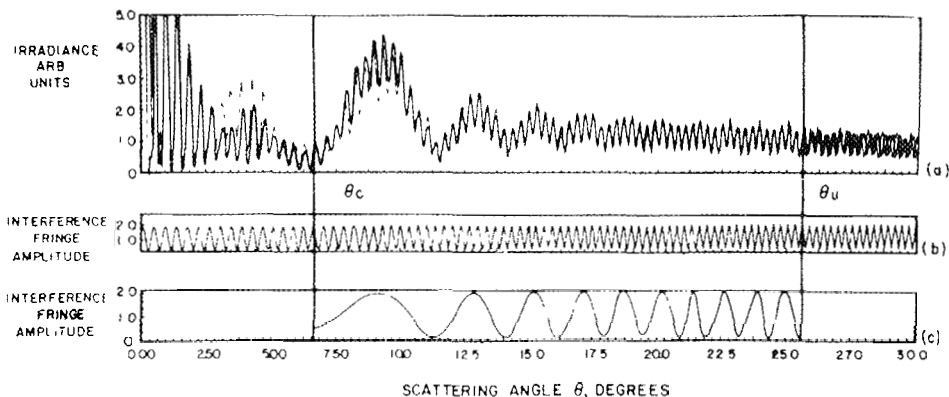
richting gestrooid worden: een gereflecteerde straal, een straal door de mantel en een straal door de kern. Dit geeft aanleiding tot twee interferentiepatronen: het ene is representatief voor de buitendiameter en het andere voor de diameter van de kern. Wanneer de kern homogeen is, zijn de wegverschillen eenvoudig te berekenen. Aan de andere kant is dit voorwerp eenvoudig genoeg om het randvoorwaardenprobleem op te lossen.

Beide berekeningen werden vergeleken door Watkins (4) die ook experimenteel de diameter van kern en mantel tijdens het trekken van optische vezels heeft bepaald.

4. Toepassingen

Metingen van de verstrooiing van licht kunnen nuttig zijn in de volgende omstandigheden (2)

- de afmetingen van de deeltjes zijn klein (van de orde van grootte van de golflengte van het licht); dit hoeft slechts in één dimensie het geval te zijn;
- de deeltjes zijn niet toegankelijk; dit komt veel voor in astronomie en meteorologie, maar ook b.v. in hoge-energie physica en in medisch onderzoek;
- het is de gemakkelijkste methode; bij het tweede voorbeeld in de paragraaf is dit



Figuur 6
Strooi patroon van een optische vezel. Uit ref 4.

het geval

Meestal worden de volgende metingen gedaan:

- verstrooiing bij een aantal golflengten, waarbij op symmetrie en polarisatieafhankelijkheid wordt gelet; voor de eenvoud beperkt men zich vaak tot een meting van C_{SCA} met behulp van een bol van Ulbricht,
- extinctie, effectieve brekingsindex, dubbele breking of optische activiteit, hiervoor zijn uit de literatuur veel meetmethoden bekend (5).

Als resultaat kan men in veel gevallen verkrijgen

- de deeltjesdichtheid (wanneer b v C_{EXT} bekend is volgt deze direct uit een meting van de extinctiecoëfficiënt),
- de deeltjesdiameter (uit maxima en minima in het buigingspatroon); wanneer er deeltjes van verschillende diameter aanwezig zijn wordt dit lastig; als alle deeltjes dezelfde (eenvoudige) vorm hebben is door nauwkeurige meting verstrooiing en extinctie en vergelijking met modellen vaak veel informatie te verkrijgen (3),
- de vorm van deeltjes is vaak moeilijk te reconstrueren uit het verstrooiingspatroon, van de Hulst noemt als voorbeeld de halo's van atmosferische ijsdeeltjes; wanneer men voorinformatie heeft is licht-

verstrooiing soms nuttig om een hypothese te toetsen,

- uit de symmetrie in het strooi patroon en de polarisatie van de verstrooide straling is in belangrijke gevallen iets te zeggen over de oriëntatie van de deeltjes; bijvoorbeeld bij naaldvormige deeltjes uit een meting van de dubbele breking.

Tot slot van dit artikel geven we een opsomming van toepassingen van de verstrooiing van licht aan kleine deeltjes. Deze opsomming is verre van volledig, we verwijzen de lezer voor meer voorbeelden naar de genoemde literatuur.

Voorbeelden van toepassingen in physica en chemie:

- deeltjesgrootte in colloïdale systemen; met name goud- en zwavelsolen zijn veel onderzocht; recentelijk is veel werk gedaan aan polymeren;
- onderzoek van fotografische emulsies,
- roetdeeltjes bij verbranding,
- diameter en structuur van vezels uit cellulose, glas en andere materialen;
- tralies opgebouwd uit dunne draadjes, de transmissie hangt sterk van de polarisatie af wanneer de periode van de orde van de golflengte is, dit geldt ook voor polaroid;
- onderzoek aan de optische eigenschappen van vloeibare kristallen.

Veel van de overwegingen die gelden bij de verstrooiing van licht zijn overdraagbaar naar de verstrooiing door straling van andere golflengte, b.v. radar en röntgenstraling. Of ook naar andere soorten straling,

zoals bijvoorbeeld ultrageluid.

Voorbeelden van toepassingen in meteorologie en astronomie

- verstrooiing en absorptie in de dampkring; studie van luchtverontreiniging; met behulp van krachtige lasers is dit een belangrijke toepassing geworden;
- aerosolen afkomstig van vulcanische uitbarstingen;
- optische verschijnselen bij regen, mist, bewolking; hieronder vallen regenbogen, halo's, bijzonnen, glories en dergelijke; meestal is de zon (soms ook de maan) de lichtbron; veel experimenten aan de extinctie door mist en regen zijn met behulp van radar gedaan;
- onderzoek naar deeltjes in planetaire atmosferen;
- interstellair stof en zodiakaal licht; dit laatste wordt veroorzaakt door verstrooiing van zonlicht aan interplanetaire stofdeeltjes; uit de polarisatiestoestand van sterrelucht zijn gegevens af te leiden over de oriëntatie van interstellair stof

Voorbeelden van toepassingen in medisch onderzoek.

- sorteren en tellen van bloedcellen;
- virus-identificatie;

- verschillende vormen van scanning (met ultrageluid, röntgenstraling) berusten op de extinctie door weefsels, ook kwantitatief is dit een zeer belangrijke toepassing.

Literatuur

1. G. Minnaert
Natuurkunde van het vrije veld, Deel I. Herdruk. Thieme, Zutphen (1972).
2. H.C. van de Hulst
Light scattering by small particles Wiley, New York (1957).
Dit werk is thans weer verkrijgbaar in een Dover-uitgave.
3. G. Gouesbet and G. Gréhan
Optical particle sizing, theory and practice Plenum Press, New York (1987).
4. L.S. Watkins
Scattering from side-illuminated clad glass fibers for determination of fiber parameters J. Opt. Soc. Amer. 64, pp. 767-772
5. Zie bijvoorbeeld L. Bergmann en Cl. Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik. W. de Gruyter, Berlin, 7e Aufl. (1978).

TECHNISCH NIEUWS

Electrophysics Infrarood Goggles, Model 6100 M

Model 6100 M van Electrophysics is een geavanceerde infrarood viewer, ontworpen om te kunnen zien in het donker. Samen met een infrarood lichtbron wordt de viewer gebruikt om in volledig duisternis te zien.

Omdat infrarood licht de meeste kleurgevoelige emulsies niet aantast heeft men met de viewer een veilige, duidelijke en ongehinderde kijk op kritische processen. Hierdoor heeft men minimale fabrieksfou-

ten, problemen en oponthoud, die foto-ontwikkelingslaboratoria kostbare tijd en klanten kunnen kosten

Kenmerken:

- werken met de handen vrij
- hoge resolutie en helderheid
- uitstekende beeldkwaliteit
- lichtgewicht en verstelbaar hoofdframe.

Model 6100 M wordt geleverd inclusief voeding en een geïntegreerde 25 mm F1,6 objectief lens. Hierdoor kan men focuseren op objecten op een afstand van 152,4 mm tot oneindig.