

MASTER

Het transversaal meten van het brekingsindexprofiel van glasvezels volgens de focusseermethode

Gaykema, F.J.M.

Award date:
1985

[Link to publication](#)

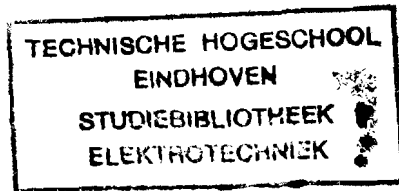
Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain



4925

AFDELING DER ELEKTROTECHNIEK
TECHNISCHE HOGESCHOOL EINDHOVEN
VAKGROEP TELECOMMUNICATIE EC

HET TRANSVERSAAL METEN VAN HET
BREKINGSINDEXPROFIEL VAN GLASVEZELS
VOLGENS DE FOCUSSEERMETHODE

door F.J.M. Gaykema

Verslag van het afstudeerwerk
uitgevoerd van januari 1984 tot april 1985
Afstudeerhoogleraar: prof. ir. J. van der Plaats
Medebegeleider: dr. ir. W.C. van Etten
Contact-hoogleraar afd. N: prof. dr. ir. D.C. Schram

De afdeling der Elektrotechniek van de Technische Hogeschool
Eindhoven aanvaardt geen verantwoordelijkheid voor de inhoud
van stage- en afstudeerverslagen.

VOORWOORD

Dit verslag beschrijft het afstudeerwerk dat ik heb mogen verrichten in de vakgroep Telecommunicatie van de afdeling der Elektrotechniek van de Technische Hogeschool Eindhoven. Gaarne wil ik mijn afstudeerhoogleraar prof. J. van der Plaats en W.C. van Etten bedanken voor het begeleiden van mijn afstudeerwerk. Ook de overige medewerkers van de vakgroep wil ik bedanken, met name L.J.P. Niessen en F.A.J. de Leyer voor hun praktische hulp. Niet in de laatste plaats wil ik mijn collega-studenten van de afstudeerzaal bedanken voor hun interesse.

Prof. D.C. Schram wil ik bedanken voor zijn bereidheid namens de afdeling der Technische Natuurkunde als afstudeer-contacthoogleraar te willen fungeren. Tenslotte ben ik prof. G.D. Khoe en K. Kopinga erkentelijk dat zij deel hebben willen uitmaken van de ondervragingscommissie.

INHOUD

SAMENVATTING	4
1. INLEIDING	6
1.1. Glasvezelaftakkingen in optische communicatie-netwerken	6
1.2. Het principe van de focusseermethode	8
1.3. Overzicht en toepassing van het afstudeerwerk	10
2. ANALYTISCH MODEL VOOR TRANSVERSALE LICHTSTRAALBEREKENINGEN	12
DOOR EEN GLASVEZEL	
2.1. Beperkingen voor het brekingsindex-profiel	12
2.2. Afbuiging van lichtstralen door een glasvezel	15
2.2.1. Lichtstralen die totaal gereflekteerd worden	18
2.2.2. Lichtstralen die zich alleen door de mantel voortplanten	18
2.2.3. Lichtstralen die zich tevens in de kern voortplanten	20
2.2.3.1. Bepalen van de binnenste doorlopen ring	21
2.2.3.2. Hoekverdraaiing van de baan in de binnenste doorlopen ring	23
2.2.3.3. Hoekverdraaiing van de baan in een buitenring	24
2.3. Intensiteitsverdeling in een vlak achter de glasvezel	25
3. MEETOPSTELLING EN SIGNAALVERWERKING	30
3.1. Beschrijving van de meetopstelling	30
3.2. Het detecteren van een licht-intensiteitsverdeling	34
3.3. Het vergaren van meetwaarden door het computer-systeem	39
3.4. Ruis in het meetsignaal	42
3.5. Discussie	47
4. NUMERIEKE SIMULATIE VAN EEN METING	49
4.1. Numeriek model	49
4.2. Voorbeeld	53
4.3. Toepassing van numerieke simulatie	55
5. HET VERWERKEN VAN MEETRESULTATEN KWALITATIEF	58
5.1. Meetresultaten	58
5.2. Indirecte verwerkingsmethode	62
6. CONCLUSIES	67
LITERATUUR	68

Appendix A: Baanvergelijking van lichtstralen in een medium met brekingsindex-profiel $n^2(r) = c_0 + c_1 \cdot r^2 + c_2 \cdot r^{-2}$	70
Appendix B: Beschrijving van numerieke procedure RAYDEFLEKTION	75
Appendix C: Beschrijving van numerieke procedure INTENSITYDISTRIB	82

SAMENVATTING

Dit verslag beschrijft een onderzoek naar de mogelijkheden de focusseermethode te gebruiken als meetmethode om het brekingsindex-profiel van glasvezels te bepalen. Een met een transversale lichtbundel belichte glasvezel verstoort de lichtvoortplanting en veroorzaakt achter zich een bepaalde intensiteitsverdeling. Deze intensiteitsverdeling bevat informatie omtrent het brekingsindex-profiel. In afwijking van de in de literatuur beschreven praktische uitwerkingen van de focusseermethode vindt in de gerealiseerde meetopstelling de detectie van de intensiteitsverdeling plaats zonder optische afbeelding met een objectief. De intensiteitsverdeling wordt direct gescand met een monomodus-vezel met een kern-diameter van ca. 8 μm . Deze koppelt lichtvermogen in en geleidt het signaal naar een lichtdetectie-systeem. Met behulp van een synchrone versterker kunnen de signalen met een goede signaal-ruisverhouding gemeten worden.

Er is een op de geometrische optica gebaseerd model ontwikkeld voor de transversale lichtvoortplanting door een glasvezel met een cilinder-symmetrisch brekingsindex-profiel. Hierbij wordt gebruik gemaakt van analytisch oplosbare baanvergelijkingen van lichtstralen. Op basis van dit model en de eigenschappen van het detectie-systeem zijn computer-programma's geschreven waarmee metingen numeriek gesimuleerd kunnen worden.

Met de meetopstelling zijn kwalitatieve metingen gedaan aan een overigens onbekende glasvezel. De verstoring van de intensiteitsverdeling kon goed gemeten worden. De metingen waren ook goed reproduceerbaar. Er is een numeriek verwerkings-programma geschreven om uit een meetresultaat het brekingsindex-profiel te reconstrueren. Hierbij worden vele simulaties uitgevoerd en met een numerieke minimaliserings-procedure wordt het brekingsindex-profiel gezocht dat een intensiteitsverdeling oplevert die het beste past bij de gemeten intensiteitsverdeling. De resultaten van deze indirecte verwerkingsmethode zijn tot nu toe niet bevredigend.

De praktische meetresultaten zijn hoopgevend wat betreft de informatie die de intensiteitsverdeling oplevert. Om de informatie bevattende fluctuaties in de intensiteitsverdeling beter te kunnen volgen verdient het aanbeveling een detector met een kleinere diameter van de apertuur te gebruiken. Naar de wijze van verwerken van meetresultaten moet nog nader onderzoek verricht worden.

1. INLEIDING

1.1 Glasvezelaftakkingen in optische communicatie-netwerken

Binnen de vakgroep Telecommunicatie van de afdeling der Elektrotechniek wordt onderzoek gedaan op het gebied van de glasvezelcommunicatie. De glasvezelcommunicatie is een zich wereldwijd snel ontwikkelend vakgebied. Oorspronkelijk legde men zich bij het onderzoek met name toe op de glasvezels als transmissie-medium, en optische bronnen en detectoren. De eerste operationele glasvezelkabel-verbinding in Nederland is 5 september 1984 in gebruik gesteld. Deze verbindt twee PTT-districtscentrales in Rotterdam. Waarschijnlijk zal de Europese Commissie nog dit jaar een beslissing nemen over de aanleg van een glasvezel-communicatienet dat alle lidstaten van de Europese Gemeenschap zal verbinden [1]. In deze toepassingen wordt de optische communicatie gebruikt voor punt-tot-punt transmissie, zie fig. 1.

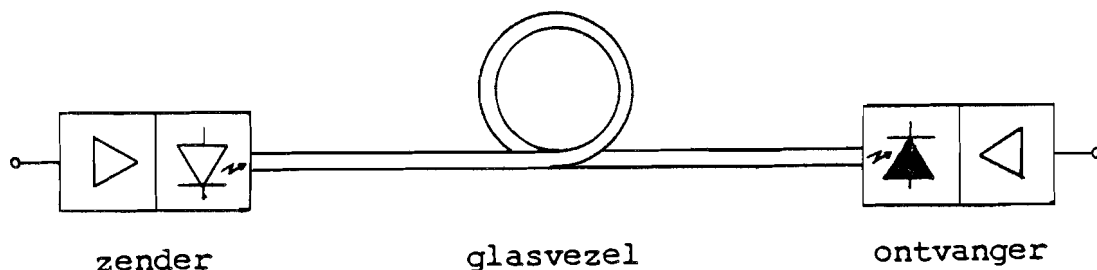


Fig. 1: Optische communicatie in punt-tot-punt transmissie.

Het onderzoek naar de toepassingsmogelijkheden van de glasvezeltechniek strekt zich ook uit over netwerken zoals kabeltelevisienetten en local area networks in computersystemen [2]. Een kenmerk van deze netwerken is dat verscheidene zenders en/of ontvangers toegang hebben tot hetzelfde transmissiekanaal. Twee basisstructuren die in netwerken voorkomen zijn de ster-structuur en de T-structuur, zie fig. 2. De toepassing van de optische communicatie behoeft niet beperkt te blijven tot punt-tot-punt transmissie. Veel onderzoek wordt verricht naar de mogelijkheden het splitsen en samenvoegen van signalen in de knooppunten van de netwerken geheel optisch te laten

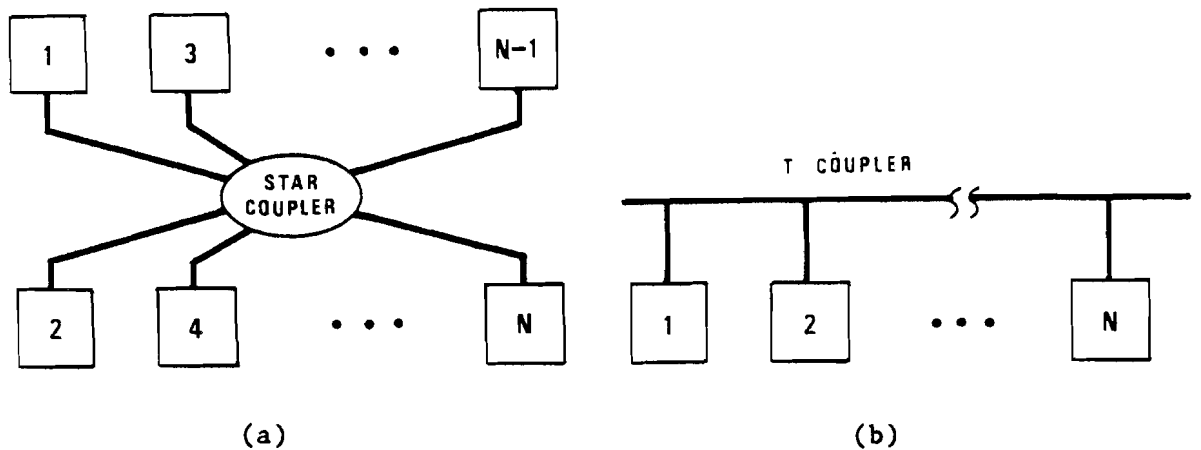


Fig. 2: Netwerkstructuren: (a) Ster-structuur; (b) T-structuur.

verlopen. Hiervoor zijn optische componenten in ontwikkeling zoals aftakkingen, sterkoppelingen en schakelaars [3],[4].

Binnen de vakgroep Telecommunicatie is een project (EC-17) gestart, dat tot doel heeft onderzoek te doen aan glasvezelaftakkingen die ontstaan door twee glasvezels in een vlamboog over enkele millimeters aan elkaar te laten smelten, zie fig. 3a. Op deze wijze ontstaat een optische vierpoort, zie fig. 3b.

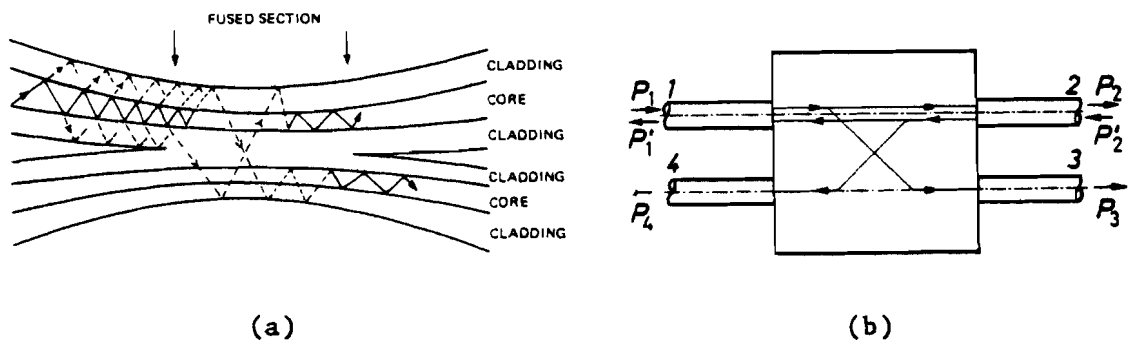


Fig. 3: Twee aan elkaar gelaste glasvezels (a) vormen een optische vierpoort (b).

De transmissie-eigenschappen van deze vierpoort worden in belangrijke mate bepaald door het brekingsindexverloop. Men wil daarom het brekingsindexverloop van gemaakte aftakkingen bestuderen. Hierbij kan gebruik gemaakt worden van een Mach-Zehnder interferentie-microscop [5]. Een andere methode om het brekingsindex-profiel te bepalen zou de focusseermethode kunnen zijn.

1.2 Het principe van de focusseermethode

De focusseermethode is een van de meetmethoden die ontwikkeld zijn om het brekingsindex-profiel van glasvezels te bepalen [6]. De methode ontleent zijn naam aan de focusserende werking van een zijdelings belichte glasvezel, die werkt als een imperfecte, cilindrische lens.

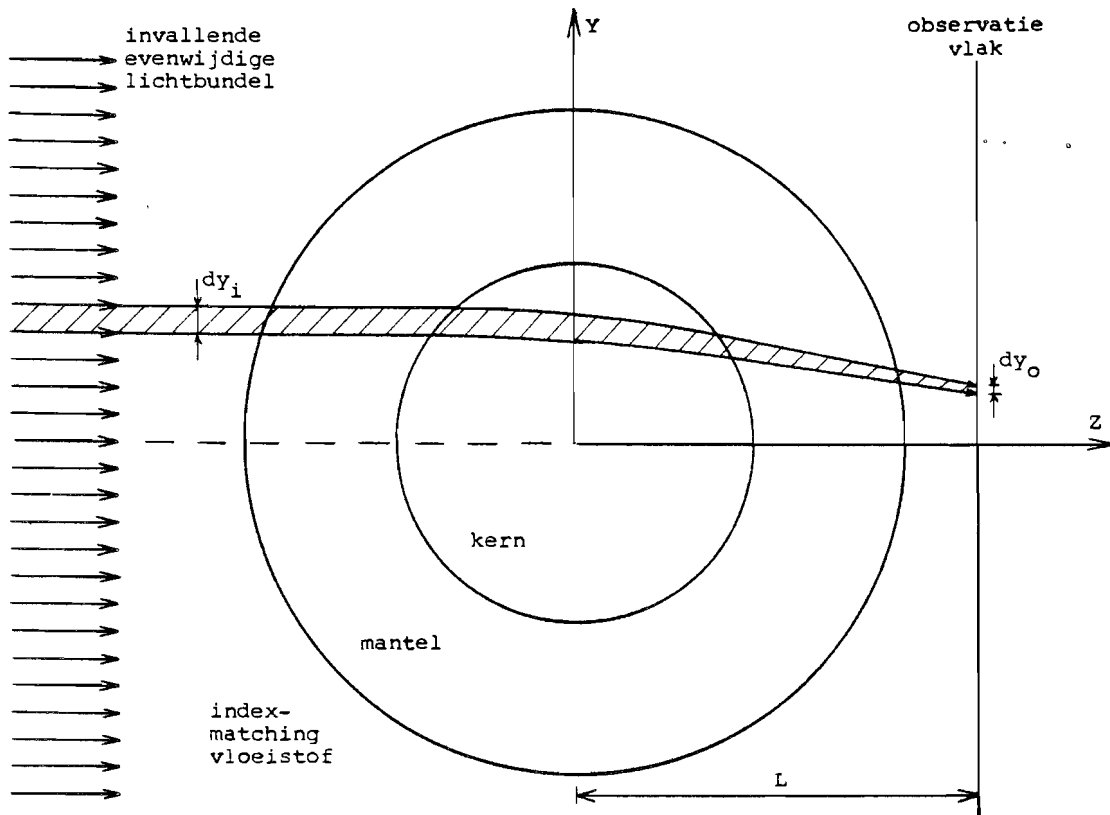


Fig. 4: Het verloop van een paar lichtstralen transversaal door een glasvezel bij de focusseermethode.

In fig. 4 is schematisch de werking van de meetmethode aangegeven in een 2-dimensionale doorsnede. Een glasvezel wordt transversaal belicht door een evenwijdige, incoherente lichtbundel, voorgesteld door een serie lichtstralen. We kiezen de Z -as van een assenstelsel evenwijdig aan de invallende lichtbundel en we laten de X -as samenvallen met de as van de glasvezel. In de X -richting veronderstellen we de situatie zoals weergegeven in fig. 4 uniform.

Om ongewenste reflectie en breking aan de buitenrand van de mantel te voorkomen is de vezel ondergedompeld in een index-matching vloeistof. Ten gevolge van een gradiënt in de brekingsindex in de kern van de vezel worden de lichtstralen afgebogen. De afbuighoek van iedere lichtstraal nadat hij de glasvezel doorlopen heeft, hangt af van het brekingsindex-profiel .

Voor de eenvoud veronderstellen we dat de intensiteit van de invallende lichtbundel tenminste over de breedte van de glasvezel constant is. Ten gevolge van de focuserende werking van de glasvezel is de verdeling van de lichtintensiteit achter de glasvezel niet homogeen. De intensiteitsverdeling achter de glasvezel is nauw verbonden met de afbuiging van de lichtstralen. Een relatie tussen de intensiteitsverdeling en de afbuiging van lichtstralen kan gevonden worden met de vermogensflux-behoudswet van de geometrische optica [7, p. 115]. We bekijken een lichtbundeltje waarvan de doorsnede in het YZ-vlak in fig. 4 is gearceerd en dat in de X-richting overal een uniforme dikte Δx heeft. In de doorsnede is de afstand tussen de lichtstralen die het bundeltje inklemmen in het invalsvlak dy_1 , en in het observatievlak dy_0 . Als I_1 de lichtintensiteit in de invallende lichtbundel is en $I_0(y)$ de gemiddelde lichtintensiteit in het observatievlak op de plaats waar de gearceerde bundel dit vlak treft, dan volgt uit bovenstaande wet

$$I_1 dy_1 = I_0(y) dy_0 \quad (1)$$

De wet voldoet zolang de geometrisch optische benadering met lichtstralen geoorloofd is. Zij verliest haar betekenis op de plaats waar twee lichtstralen elkaar snijden.

We hebben zojuist gezien dat de intensiteitsverdeling in een observatievlak bepaald wordt door de afbuiging van lichtstralen. De afbuiging van lichtstralen hangt af van het brekingsindex-profiel van de kern. De focusseermethode maakt gebruik van de informatie die de licht-intensiteitsverdeling biedt om het brekingsindex-profiel te reconstrueren.

1.3 Overzicht en toepassing van het afstudeerwerk

Het afstudeerwerk waarvan het verslag voor u ligt, had tot doel te onderzoeken wat de mogelijkheden zijn om met een vrij eenvoudige opstelling brekingsindex-profielen te meten volgens de focusseer-methode. Dit onderzoek is verricht met het oog op het project waarbij het brekingsindex-profiel van glasvezelaftakkingen bestudeerd moet worden, zoals vermeld in paragraaf 1.1. In dit verslag wordt de meetmethode echter slechts toegepast op glasvezels. Dit betekent een aanzienlijke vereenvoudiging wat betreft de structuur. Meting aan glasvezels leent zich echter goed voor het eerste onderzoek naar de bruikbaarheid van de meetmethode.

Bij het vervaardigen van graded-index vezels wordt ernaar gestreefd de brekingsindex in de kern te laten verlopen volgens een bepaald cilinder-symmetrisch profiel [6]. In hoofdstuk 2 zullen we een theoretisch model ontwikkelen, gebaseerd op de geometrische optica, voor de transversale lichtvoortplanting door een glasvezel met een cilinder-symmetrisch brekingsindex-profiel. In dit model wordt gebruik gemaakt van exacte, analytische baanvergelijkingen van lichtstralen.

Zoals in de vorige paragraaf is aangegeven wordt met de focusseer-methode het brekingsindex-profiel in een transversale doorsnede bepaald. De apertuur van het lichtdetectie-systeem heeft een bepaalde breedte in de lengte-richting van de vezel. Homogeniteit van de brekingsindex in de lengte-richting is slechts vereist over de breedte van de apertuur. In feite kan het model, beschreven in hoofdstuk 2, ook toegepast worden in gevallen van cirkel-symmetrie met "weinig" verandering van de brekingsindex in de lengte-richting van de vezel over afstanden in de orde van de breedte van de apertuur. In gevallen waarbij het brekingsindex-profiel ook niet cirkel-symmetrisch is, zal men zijn toevlucht moeten nemen tot tomografische technieken [8]. Dit is het geval bij de eerder genoemde glasvezelaftakkingen, maar bijv. ook bij lasverbindingen van glasvezels. Voor analoge problemen in andere vakgebieden zie ook [9] en [10].

In hoofdstuk 3 wordt de meetopstelling besproken waarmee metingen aan glasvezels zijn verricht. De meetopstelling is geheel geautomatiseerd. Zowel de besturing van de meetopstelling, als het vergaren van de meetgegevens worden door een minicomputer-systeem geregeld. Anders dan in [6] vindt in de hier beschreven opstelling geen afbeelding plaats van het observatievlak door een lenzenstelsel. De apertuur van het lichtdetectie-systeem, gevormd door een uiteinde van een monomodus-vezel met een kleine kern-diameter, scant direct de licht-intensiteitsverdeling in het observatievlak af. De monomodus-vezel geleidt het lichtsignaal naar een fotodiode, waarna het signaal elektrisch verder verwerkt wordt. Ook de signaalverwerking komt in hoofdstuk 3 aan de orde.

Er zijn een aantal computer-procedures geschreven die de licht-straalberekeningen volgens het theoretische model van hoofdstuk 2 numeriek kunnen uitvoeren. In hoofdstuk 4 wordt het numerieke model toegelicht waarin ook de eigenschappen van het detectie-systeem zijn verwerkt. Hiermee kunnen we een meting simuleren. Deze simulatie houdt in dat we bij een gegeven brekingsindex-profiel de licht-intensiteitsverdeling in een observatievlak kunnen berekenen. We zullen de resultaten van een voorbeeld laten zien.

In hoofdstuk 5 laten we enkele praktische meetresultaten zien, opgenomen met de in hoofdstuk 3 beschreven meetopstelling. Tevens wordt aangegeven hoe hierbij het brekingsindex-profiel gereconstrueerd kan worden met een indirecte verwerkingsmethode die gebruik maakt van numerieke simulaties. Tenslotte worden in hoofdstuk 6 de conclusies van het afstudeerwerk vermeld.

2. ANALYTISCH MODEL VOOR TRANSVERSALE LICHTSTRAALBEREKENINGEN DOOR EEN GLASVEZEL

In dit hoofdstuk bespreken we het model waarmee we de transversale lichtvoortplanting door een glasvezel zullen beschrijven. Het model is gebaseerd op de geometrisch optica en maakt gebruik van lichtstralen. Een van de eisen die we aan het model stellen is dat de banen van lichtstralen analytisch beschreven kunnen worden. In paragraaf 2.1 zullen we ingaan op de beperkingen die deze eis oplegt aan het brekingsindex-profiel. In paragraaf 2.2 zullen we formules afleiden voor de afbuighoek van een lichtstraal na het doorlopen van de glasvezel. Als de afbuighoek van een serie lichtstralen bekend is, dan kan de intensiteitsverdeling in een vlak achter de glasvezel berekend worden. Hierop gaan we nader in in paragraaf 2.3.

2.1 Beperkingen voor het brekingsindex-profiel

De baanvergelijking van een lichtstraal in een inhomogeen medium kan afgeleid worden uit de eikonaal-vergelijking [11, p. 4.3]

$$\|\nabla S\|^2 = n^2(\vec{r}) \quad (2)$$

Hierin is ∇S een vector waarvan de richting in ieder punt \vec{r} samenvalt met de richting van de lichtstraal in dat punt. In het algemeen bestaat er geen analytische oplossing voor de baan van een lichtstraal. In appendix A wordt aangetoond dat in het geval van een quartisch brekingsindex-profiel, beschreven door

$$n^2(r) = c_0 + c_1 \cdot r^2 + c_2 \cdot r^{-2} \quad (3)$$

wel een analytische oplossing voor de baanvergelijking van een lichtstraal gevonden kan worden.

We willen de lichtvoortplanting transversaal door een glasvezel beschrijven met lichtstralen, waarvoor we een analytische uitdrukking voor de banen kunnen vinden. We beperken ons daarom tot

een brekingsindex-profiel dat stuksgewijs gegeven wordt door vergelijkingen van de vorm (3). Hiertoe denken we een dwarsdoorsnede van een glasvezel door concentrische cirkels verdeeld in ringen, zie fig. 5. De kern van de glasvezel is verdeeld in N ringen, van buiten naar binnen genummerd 1 t/m N. De mantel zullen we beschouwen als een ring met index 0. De buitenstraal van de i-de ring noemen we R_i .

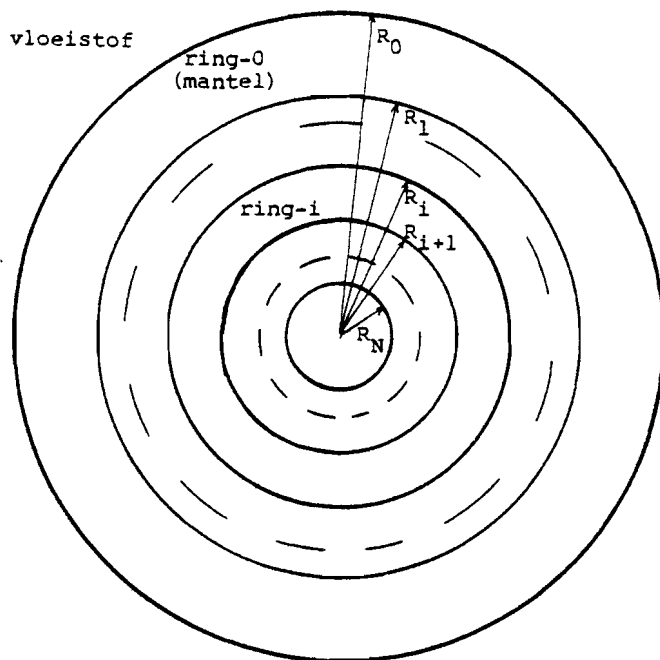


Fig. 5: Denkbeeldige opdeling van een doorsnede van een glasvezel in ringen i.v.m. beschrijving van het brekingsindex-profiel.

De glasvezel is ondergedompeld in een vloeistof met een brekingsindex n_{liq} . De brekingsindex van de mantel n_{c1} is constant. Het totale brekingsindex-profiel wordt beschreven door:

$$\text{vloeistof} \quad : \quad n^2(r) = n_{liq}^2 \quad R_0 < r \quad (4a)$$

$$\text{mantel} \quad : \quad n^2(r) = n_{c1}^2 = c_{00} \quad R_1 < r < R_0 \quad (4b)$$

$$\text{kern ring-i} \quad : \quad n^2(r) = c_{0i} + c_{1i} \cdot r^2 + c_{2i} \cdot r^{-2} \quad R_{i+1} < r < R_i \quad (4c)$$

($1 < i < N-1$)

$$\text{kern ring-N} \quad : \quad n^2(r) = c_{0N} + c_{1N} \cdot r^2 \quad r < R_N \quad (4d)$$

Verder eisen we ook dat de brekingsindex binnen de glasvezel continu verloopt. Dit legt de volgende beperkingen op aan de coëfficiënten waarmee het brekingsindex-profiel beschreven wordt:

$$c_{00} = c_{01} + c_{11} \cdot R_1^2 + c_{21} \cdot R_1^{-2} \quad (5a)$$

$$c_{0i-1} + c_{1i-1} \cdot R_i^2 + c_{2i-1} \cdot R_i^{-2} = c_{0i} + c_{1i} \cdot R_i^2 + c_{2i} \cdot R_i^{-2} \quad (2 < i < N-1) \quad (5b)$$

$$c_{0N-1} + c_{1N-1} \cdot R_N^2 + c_{2N-1} \cdot R_N^{-2} = c_{0N} + c_{1N} \cdot R_N^2 \quad (5c)$$

Bij de overgang van de vloeistof naar de mantel van de glasvezel staan we wel een stap in de brekingsindex toe. In het geval van N ringen hebben we N+1 parameters R_i , N+1 parameters c_{0i} , N parameters c_{1i} en N-1 parameters c_{2i} . De N vergelijkingen (5) beperken het aantal vrijheidsgraden tot 3N+1. Nemen we de stralen R_i vast, dan blijven er 2N vrijheidsgraden over.

We zullen ons in dit verslag beperken tot brekingsindex-profielen die voldoen aan de vergelijkingen (4) en (5). Een willekeurig cilinder-symmetrisch brekingsindex-profiel kan tot in iedere gewenste graad van nauwkeurigheid beschreven worden met (4) door het aantal ringen te laten toenemen. Hieraan moet in het model echter een fundamentele limiet gesteld worden. Bij sterke brekingsindex-variëaties over afstanden in de orde van de golflengte van het gebruikte licht kan de lichtvoortplanting niet meer adequaat beschreven worden met de geometrische optica.

De eis van homogeniteit van de brekingsindex in de lengte-richting van de vezel kan afgezwakt worden, zoals in paragraaf 1.3 is aangegeven. Het model kan daarom ook geschikt zijn voor objecten met een cirkel-symmetrisch brekingsindex-profiel met een "geringe" verandering van de brekingsindex in de loodrechte richting. Hoeveel dit geringe is laten we hier in het midden.

2.2 Af buiging van lichtstralen door een glasvezel

In deze paragraaf zullen we de afbuiging van lichtstralen bestuderen die zich transversaal door een glasvezel voortplanten. Hierbij beperken we ons tot cirkel-symmetrische brekingsindex-profielen, zoals ze in de vorige paragraaf beschreven zijn.

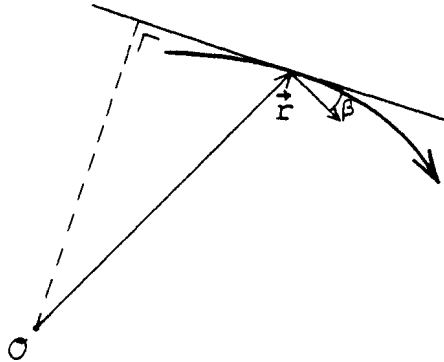


Fig. 6: Illustratie bij de formule van Bouguer (6). De lengte van de loodlijn op de raaklijn aan de lichtstraal is $r \cdot \cos \beta$.

In een medium met brekingsindex-profiel $n(r)$ geldt langs de baan van een lichtstraal in een transversaal vlak de formule van Bouguer [7, p. 123], zie fig. 6.

$$h \triangleq r \cdot n(r) \cdot \cos \beta(r) = \text{constant} \quad (6)$$

Hierin is $\beta(r)$ de hoek tussen de raaklijn aan de lichtstraal op afstand r en een vector loodrecht op de voerstraal \vec{r} . Deze definitie van de h -parameter komt overeen met die in [11, p. 4.5]. Een transversale lichtstraal wordt eenduidig gekarakteriseerd door de waarde van zijn h -parameter, afgezien van spiegeling t.o.v. de Z -as en richting-omkering, zie fig. 7.

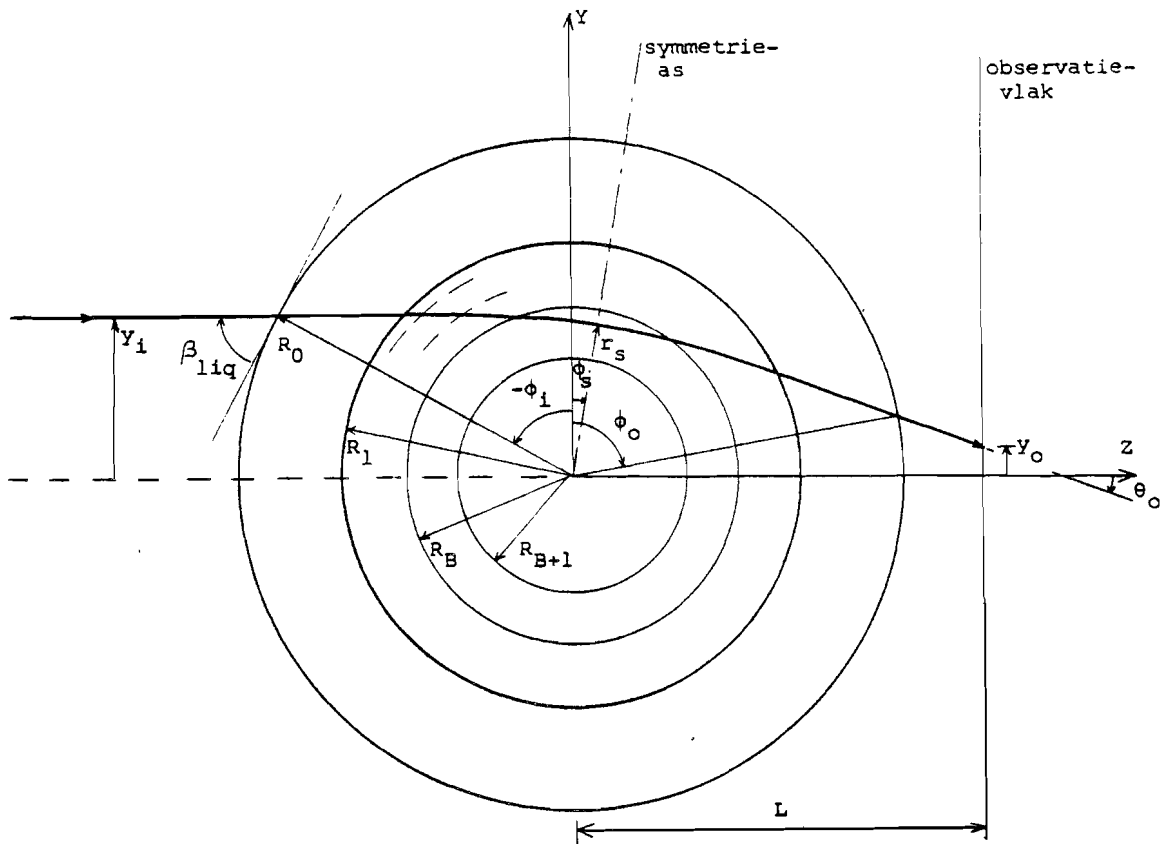


Fig. 7: Een lichtstraal transversaal door een glasvezel met van belang zijnde parameters.

In fig. 7 is een lichtstraal in een transversale doorsnede van de glasvezel getekend. We kiezen de Z-as van een assenstelsel in de richting van de invallende lichtstralen. De X-as valt samen met de as-richting van de glasvezel. De hoogte van een invallende lichtstraal boven de Z-as noemen we y_1 . Met vgl. (6) volgt voor deze lichtstraal

$$h = y_1 \cdot n_{liq} \quad (7)$$

De buitenstraal van de mantel is R_0 en van de kern R_1 . De hoek die de lichtstraal buiten de glasvezel maakt met de buitenrand van de vezel noemen we β_{liq} . Met behulp van fig. 7 lezen we af

$$\beta_{liq} = \arccos \frac{y_1}{R_0} \quad (8)$$

De baan van een lichtstraal binnen de glasvezel beschrijven we met poolcoördinaten (r, ϕ) in het YZ-vlak. De plaats waar de lichtstraal de glasvezel binnenkomt is (R_0, ϕ_i) , waar deze de glasvezel verlaat (R_0, ϕ_o) . De hoek ϕ wordt gemeten vanaf de Y-as met de wijzers van de klok mee. Vanwege de cirkel-symmetrie van het brekingsindex-profiel bestaat er voor iedere lichtstraal een lijn van spiegelsymmetrie, die door de as van de vezel gaat. De hoek die de symmetrie-as maakt met de Y-as noemen we ϕ_s . In het snijpunt van een lichtstraal met zijn symmetrie-as is de afstand van de lichtstraal tot de as van de vezel minimaal. Deze minimale afstand geven we aan met r_s . Het nummer van de ring waarin r_s ligt noemen we B. Er geldt

$$R_{B+1} < r_s < R_B \quad (9)$$

Bij het uittreden uit de glasvezel maakt de lichtstraal een bepaalde hoek met de Z-as. Deze afbuighoek geven we aan met θ_o . Vanwege de symmetrie is eenvoudig in te zien

$$\theta_o = 2 \cdot \phi_s \quad (10)$$

Op een afstand L achter de vezel-as bevindt zich tenslotte het observatievlak. De positie van een lichtstraal in dit vlak wordt weergegeven met y_o .

We willen in deze paragraaf formules afleiden waarmee we in alle voorkomende gevallen de afbuighoek θ_o van een lichtstraal kunnen berekenen. We onderscheiden vier situaties die zich voor een lichtstraal voor kunnen doen. De eenvoudigste situatie doet zich voor als een lichtstraal geheel buiten de glasvezel blijft. In deze situatie wordt een lichtstraal niet afgebogen. Voor deze lichtstralen geldt:

$$h^2 > R_0^2 \cdot n_{liq}^2 \quad (11)$$

$$\theta_o = 0 \quad (12)$$

De drie overige situaties behandelen we apart in subparagrafen.

2.2.1. Lichtstralen die totaal gereflekteerd worden

In het geval dat de brekingsindex van de mantel kleiner is dan van de omringende vloeistof kunnen lichtstralen totaal gereflekteerd worden aan de vloeistof-mantel overgang, zie fig. 8.

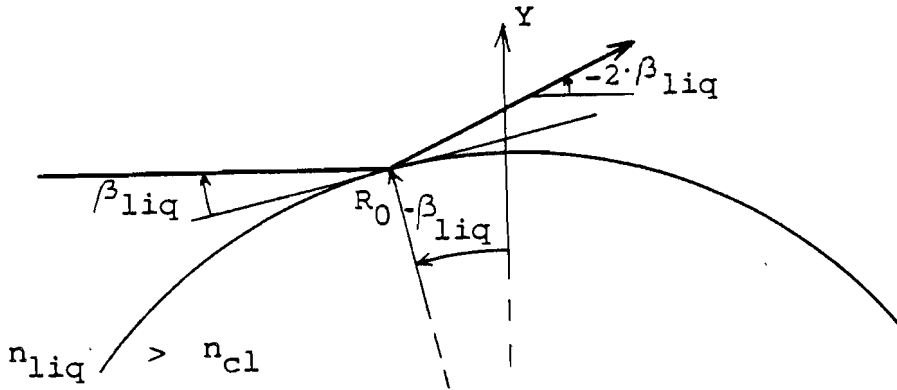


Fig. 8: Lichtstraal die totaal gereflekteerd wordt aan vloeistof-mantel overgang.

Voor deze lichtstralen geldt:

$$R_0^2 \cdot n_{cl}^2 < h^2 < R_0^2 \cdot n_{liq}^2 \quad (13)$$

$$\theta_o = -2 \cdot \beta_{liq} \quad (14)$$

2.2.2 Lichtstralen die zich alleen door de mantel voortplanten

In fig. 9 is een lichtstraal getekend die zich alleen door de mantel van de glasvezel voortplant. Bij een misaanpassing van de brekingsindex van de vloeistof aan die van de mantel wordt deze lichtstraal tweemaal gebroken aan de vloeistof-mantel overgang. De hoek die de lichtstraal in de mantel maakt met de buitenrand van de vezel kunnen we vinden met de wet van Snell:

$$\beta_o = \arccos\left[\frac{n_{liq}}{n_{cl}} \cdot \cos(\beta_{liq})\right] \quad (15)$$

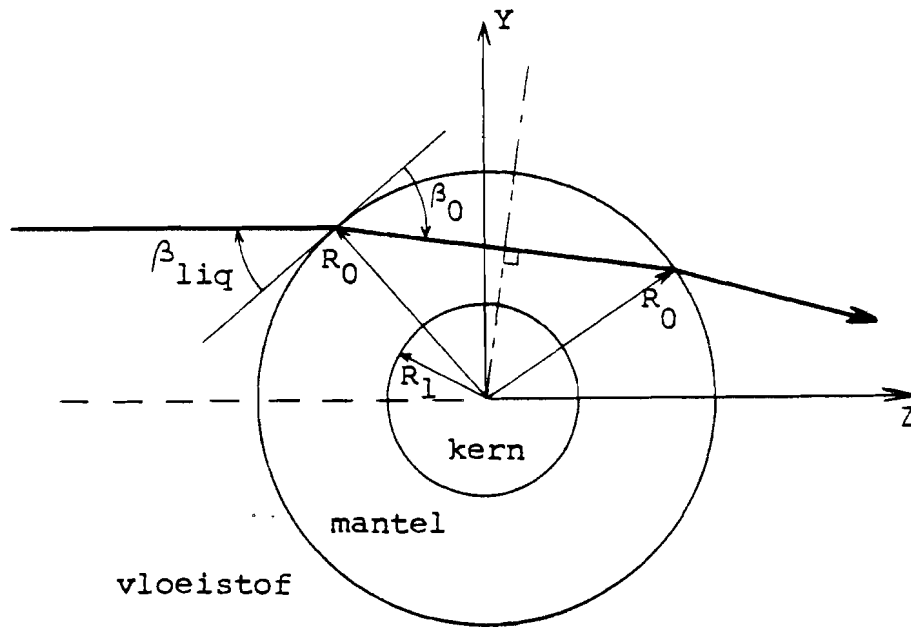


Fig. 9: Een lichtstraal die tweemaal gebroken wordt aan de vloeistof-mantel overgang.

De brekingsindex van de mantel is constant. De baan van de lichtstraal is een rechte lijn. In poolcoördinaten wordt de baan beschreven door:

$$\phi(r) - \phi_s = \pm \arccos \left[\frac{h}{r \cdot n_{cl}} \right] \quad (16)$$

De hoek die de baan binnen de mantel maakt met de Z-as is $\beta_0 - \beta_{liq}$. We vinden dan voor de lichtstralen door de mantel:

$$R_1^2 \cdot n_{cl}^2 < h^2 < R_0^2 \cdot [\min(n_{cl}, n_{liq})]^2 \quad (17)$$

$$\theta_o = 2 \cdot (\beta_0 - \beta_{liq}) \quad (18)$$

Vergelijking (18) kunnen we voor een bepaalde lichtstraal oplossen met vgl. (8) en (15).

2.2.3. Lichtstralen die zich tevens in de kern voortplanten

Het berekenen van de afbuighoek van een lichtstraal die ook de kern van een glasvezel doorloopt is niet zo eenvoudig als in de vorige situaties. Dit komt met name doordat een lichtstraal in de kern geen rechte lijn beschrijft. De baan van een lichtstraal in de kern zullen we beschrijven in poolcoördinaten (r, ϕ) . We beschouwen een lichtstraal die de glasvezel binnentreedt in het punt (R_0, ϕ_1) en verlaat in het punt (R_0, ϕ_0) , zie fig. 7. Er geldt:

$$\phi_1 = -\beta_{liq} \quad (19)$$

$$\phi_0 = \beta_{liq} + 2 \cdot \phi_s \quad (20)$$

We definiëren de totale hoekverdraaiing van de baan van een lichtstraal binnen de glasvezel als:

$$2 \cdot \Delta\phi \triangleq \phi_0 - \phi_1 \quad (21)$$

Met (19) en (20) vinden we voor de totale hoekverdraaiing:

$$2 \cdot \Delta\phi = 2 \cdot \beta_{liq} + 2 \cdot \phi_s \quad (22)$$

Hieruit vinden we met vgl. (10) voor de afbuighoek van een lichtstraal na het doorlopen van de glasvezel:

$$\theta_0 = 2 \cdot \phi_s = 2 \cdot \Delta\phi - 2 \cdot \beta_{liq} \quad (23)$$

Samen met vgl. (8) betekent dit resultaat dat we de afbuighoek van een lichtstraal kunnen berekenen, als we de totale hoekverdraaiing van een lichtstraal in de glasvezel kennen. Vanwege de symmetrie hoeven we de hoekverdraaiing slechts over de helft van de baan te berekenen. We bekijken het stuk van de baan vanaf de symmetrie-as tot aan het uittree-punt. De lichtstraal doorloopt een aantal ringen met B de index van de binnenste doorlopen ring, zie fig. 7.

Als $\Delta\phi_i$ de hoekverdraaiing van de baan in de i-de ring is dan:

$$\Delta\phi = \sum_{i=0}^B \Delta\phi_i \quad (24)$$

Allereerst zullen we nu bepalen welke ring de binnenste doorlopen ring voor een lichtstraal is. Vervolgens bepalen we de bijdrage van iedere doorlopen ring tot de totale hoekverdraaiing.

2.2.3.1. Bepalen van de binnenste doorlopen ring

Uit vgl. (6) volgt voor ieder punt van de baan van een lichtstraal:

$$r^2 \cdot n^2(r) > h^2 \quad (25)$$

We kunnen nu de ringen van buiten naar binnen doorlopen en testen of het brekingsindex-profiel in een ring voldoet aan vgl. (25). De eerste ring die we vinden waarvoor in een interval binnen de ring niet voldaan is aan vgl. (25) is dan de binnenste doorlopen ring. In deze ring neemt de lichtstraal zijn minimale afstand tot de vezel-as r_s aan, waarbij r_s een oplossing is van de gelijkheid in vgl. (25).

We gaan ervan uit dat we bij het testen bij ring-i gekomen zijn en dat we de binnenste doorlopen ring nog niet gevonden hebben. Dit betekent dat de lichtstraal de i-de ring binnentreedt. In de i-de ring met brekingsindex-profiel

$$n_i^2(r) = c_{0i} + c_{1i} \cdot r^2 + c_{2i} \cdot r^{-2} \quad (26)$$

leidt vgl. (25) tot de ongelijkheid:

$$c_{1i} \cdot r^4 + c_{0i} \cdot r^2 + c_{2i} > h^2 \quad (27)$$

Het linkerlid van deze vergelijking is een parabolische vergelijking in r^2 . Met de eigenschappen van een parabool kunnen we eenvoudig de voorwaarden af leiden waaraan de coëfficiënten c_{0i} , c_{1i} en c_{2i} moeten voldoen, wil de ongelijkheid in vgl. (27) niet opgaan op een interval tussen $r=0$ en $r=R_i$, zie fig. 10.

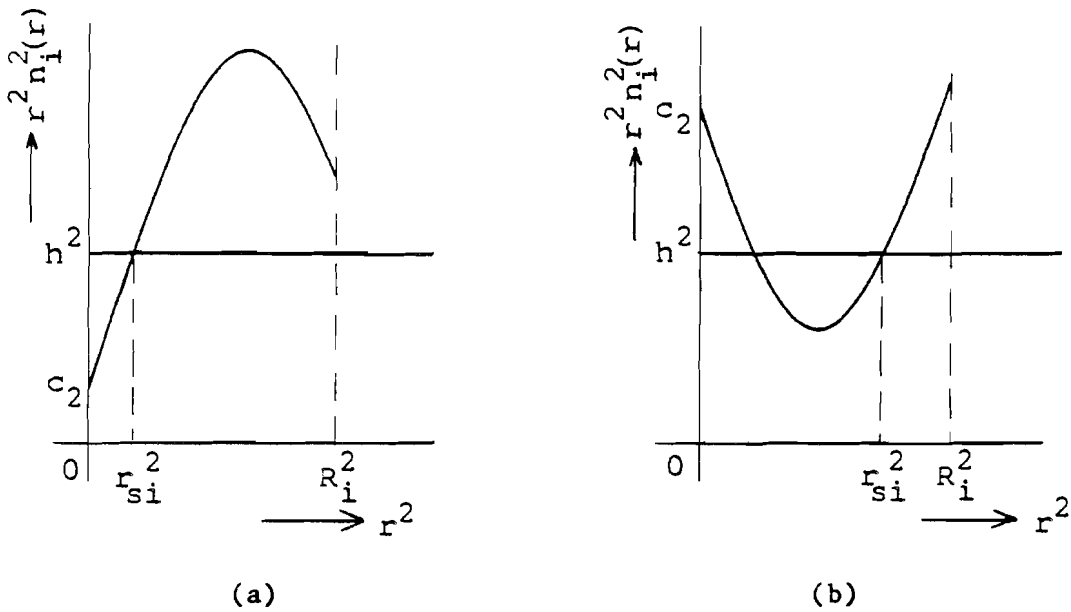


Fig. 10: Grafieken van $r^2 n_i^2(r)$ tegen r^2 , voor $c_1 < 0$ (a) en $c_1 > 0$ (b).

Deze voorwaarden zijn:

$$h^2 - c_{2i} > 0 \quad (28a)$$

of

$$c_{1i} > 0 \text{ en } c_{0i} < 0 \text{ en } h^2 - c_{2i} > -\frac{c_{0i}^2}{4 \cdot c_{1i}} \text{ en } -\frac{c_{0i}}{2 \cdot c_{1i}} < R_i^2 \quad (28b)$$

We noemen de straal waar de gelijkheid in vgl. (27) opgaat r_{si} . In de gevallen dat er twee snijpunten zijn voor $0 < r < R_i$ nemen we de grootste waarde. Als aan vgl. (28) is voldaan vinden we:

$$r_{si}^2 = \frac{-c_{0i} + \sqrt{c_{0i}^2 + 4 \cdot c_{1i} \cdot (h^2 - c_{2i})}}{2 \cdot c_{1i}} \quad (29)$$

Ring- i is de binnenste doorlopen ring als

$$r_{si}^2 > R_{i+1}^2 \quad (30)$$

Als aan deze voorwaarde is voldaan geeft de waarde van r_{si} in deze ring de minimale afstand van de totale baan tot de vezel-as r_s . Vinden we op deze wijze dat ring- i niet de binnenste doorlopen ring is dan treedt de lichtstraal ook de $i+1$ -ste ring binnen en kunnen we de test herhalen voor deze ring.

2.2.3.2. Hoekverdraaiing van de baan in binnenste doorlopen ring

We bekijken het gedeelte van de baan van een lichtstraal in de binnenste doorlopen ring vanaf de symmetrie-as tot aan het punt waar de lichtstraal de ring verlaat, zie fig. 11.

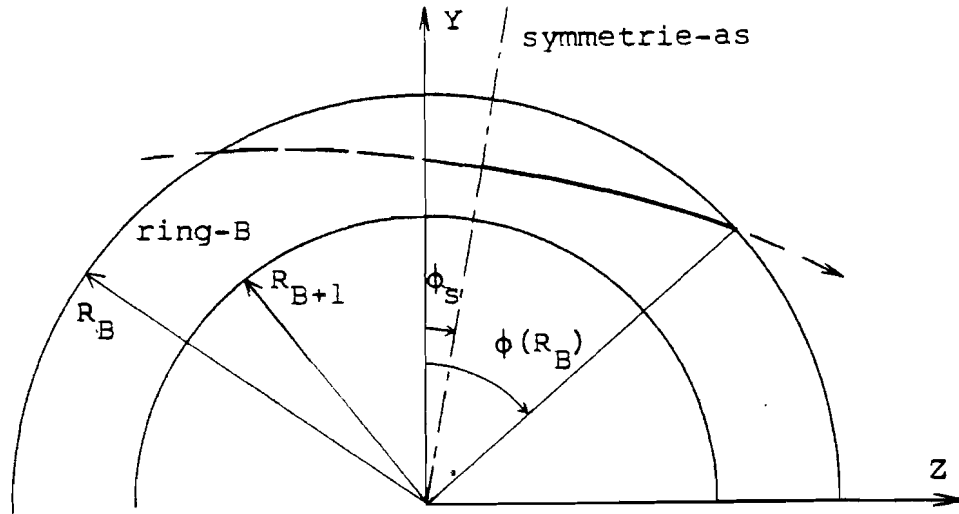


Fig. 11: Gedeelte van de baan in de binnenste doorlopen ring-B.

In appendix A worden baanvergelijkingen voor een lichtstraal in een medium met een brekingsindex-profiel volgens vgl. (3) afgeleid. De vergelijkingen (A.11) geven de hoekcoördinaat van de baan t.o.v. zijn symmetrie-as als functie van de straal. De baanvergelijkingen zijn:

$$h^2 - c_2 > 0:$$

$$\phi - \phi_s = \frac{h}{2\sqrt{[h^2 - c_2]}} \left\{ \arcsin \left[\frac{c_0 r^2 - 2(h^2 - c_2)}{r^2 \sqrt{[c_0^2 + 4(h^2 - c_2)c_1]}} \right] + \frac{\pi}{2} \right\} \quad (31a)$$

$$h^2 - c_2 = 0:$$

$$\phi - \phi_s = \frac{-h}{c_0 r^2} \sqrt{[c_1 r^4 + c_0 r^2]} \quad (31b)$$

$$h^2 - c_2 < 0:$$

$$\phi - \phi_s = \frac{-h}{2\sqrt{[c_2 - h^2]}} \ln \left[\frac{2(c_2 - h^2) + c_0 r^2 + 2\sqrt{[(c_2 - h^2)(c_2 - h^2 + c_0 r^2 + c_1 r^4)]}}{-r^2 \sqrt{[c_0^2 + 4c_1(h^2 - c_2)]}} \right] \quad (31c)$$

Met deze vergelijkingen kunnen we de hoekverdraaiing in de binnenste doorlopen ring bepalen:

$$\Delta\phi_B = \phi(R_B) - \phi_s \tag{32}$$

Afhankelijk van het teken van $h^2 - c_{2B}$ moet een van de vergelijkingen (31) ingevuld worden met c_0 , c_1 en c_2 vervangen door respectievelijk c_{0B} , c_{1B} en c_{2B} .

2.2.3.3. Hoekverdraaiing van de baan in een buitenring

In fig. 12 is het gedeelte van de baan van een lichtstraal getekend in de i -de ring met $i < B$. We bekijken het gedeelte van de baan waar de lichtstraal naar buiten gericht is.

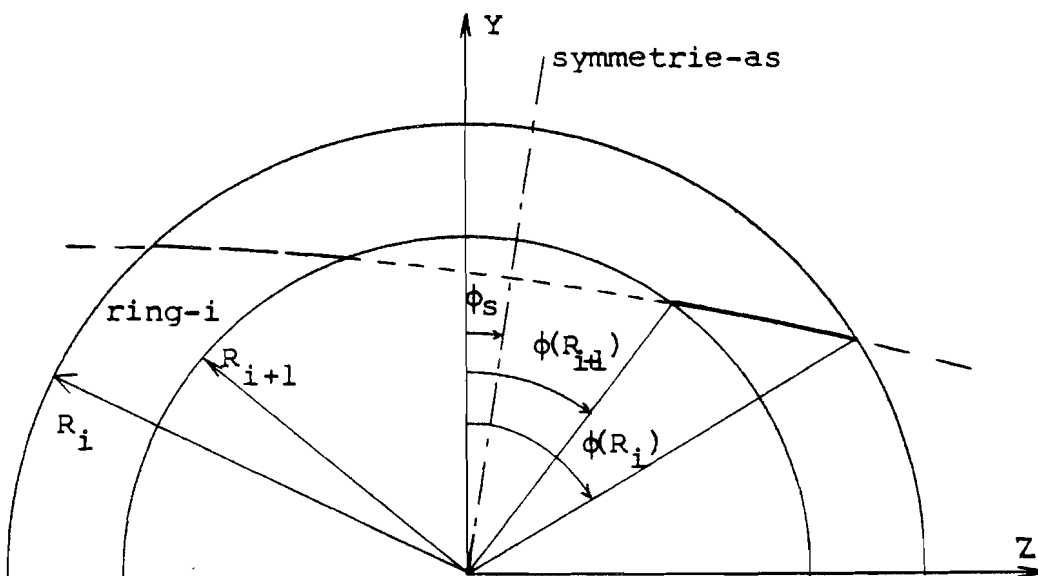


Fig. 12: Het gedeelte van de baan in een buitenring.

In appendix A zijn de baanvergelijkingen afgeleid waarmee we de baan in ons geval kunnen beschrijven. De vergelijkingen (A.9) geven de hoekcoördinaat van de baan als functie van de straal r t.o.v. een onbekende referentiehoek:

$h^2 - c_2 > 0$:

$$\phi - \phi_{\text{ref}} = \frac{h}{2\sqrt{h^2 - c_2}} \arcsin \left[\frac{c_0 r^2 - 2(h^2 - c_2)}{r^2 \sqrt{c_0^2 + 4(h^2 - c_2)c_1}} \right] \quad (33a)$$

$h^2 - c_2 = 0$:

$$\phi - \phi_{\text{ref}} = \frac{-h}{c_0 r^2} \sqrt{c_1 r^4 + c_0 r^2} \quad (33b)$$

$h^2 - c_2 < 0$:

$$\phi - \phi_{\text{ref}} = \frac{-h}{2\sqrt{c_2 - h^2}} \ln \left| \frac{2(c_2 - h^2) + c_0 r^2 + 2\sqrt{(c_2 - h^2)(c_2 - h^2 + c_0 r^2 + c_1 r^4)}}{r^2} \right| \quad (33c)$$

Met deze vergelijkingen kunnen we de hoekverdraaiing in de i -de ring bepalen:

$$\Delta\phi_i = \phi(R_i) - \phi(R_{i+1}) \quad (34)$$

Afhankelijk van het teken van $h^2 - c_{2i}$ moet een van de vergelijkingen (33) ingevuld worden met c_0, c_1 en c_2 vervangen door respectievelijk c_{0i}, c_{1i} en c_{2i} . De onbekende referentiehoek verdwijnt uit vgl. (34). Op deze wijze kunnen we in iedere ring- i met $0 < i < B$ de hoekverdraaiing bepalen.

2.3. Intensiteitsverdeling in een vlak achter de glasvezel

In de vorige paragraaf hebben we beschreven hoe we van een lichtstraal de afbuighoek θ_0 na het doorlopen van de glasvezel kunnen berekenen. Dit gegeven van een hele serie lichtstralen hebben we nodig om de intensiteitsverdeling in een vlak achter de glasvezel, het zgn. observatievlak, te kunnen berekenen. Met zo'n serie lichtstralen stellen we een brede lichtbundel voor zoals in fig. 4 in paragraaf 1.2. Om de lichtstralen te onderscheiden zullen we ze nummeren, aangegeven met een index j .

Het observatievlak bevindt zich op een afstand L achter de vezel-as. Met de constructie in fig. 13 is het eenvoudig in te zien dat een lichtstraal met hoogte $y_1(j)$ voor de glasvezel het observatievlak snijdt op een hoogte:

$$y_o(j) = \frac{y_1(j)}{\cos \theta_o(j)} - L \cdot \tan \theta_o(j) \quad (35)$$

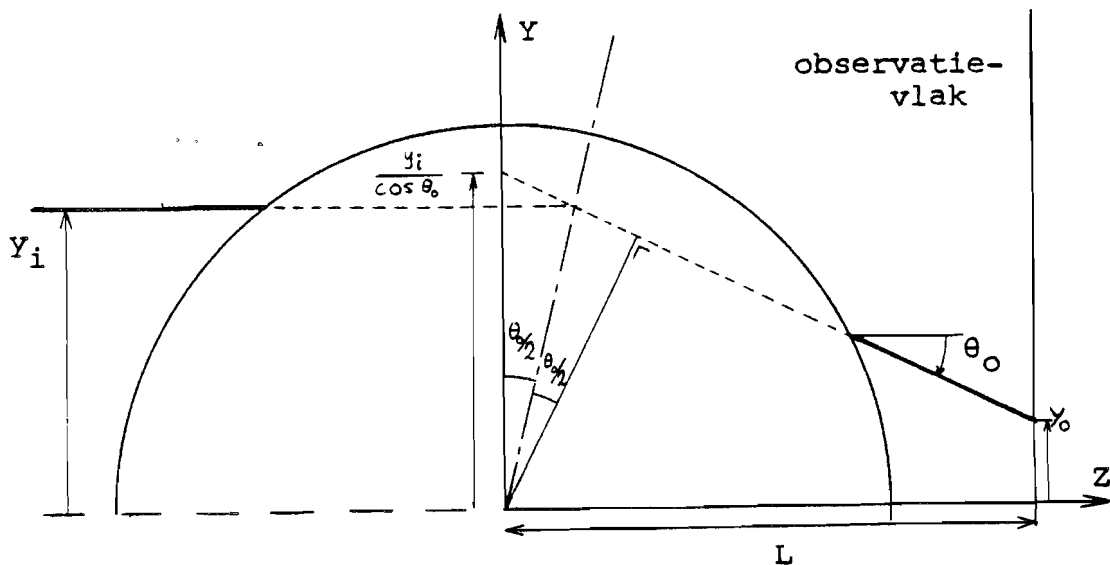


Fig. 13: Constructie voor het bewijs van vgl. (35).

In fig. 14 is de transversale belichting van de bovenhelft van de glasvezel voorgesteld door $M+1$ lichtstralen, genummerd 0 t/m M . De lichtstraal met $j=0$ valt samen met de Z -as. Verder geldt steeds:

$$y_1(j) > y_1(j-1) \quad (36)$$

De baan van een lichtstraal door de onderhelft van een glasvezel is symmetrisch t.o.v. de Z -as met de baan van een lichtstraal boven de Z -as. Om het rekenwerk te beperken kunnen we voor de belichting van de onderhelft van de glasvezel M lichtstralen toevoegen, genummerd -1 t/m $-M$ met

$$y_1(-j) = -y_1(j) \quad (37a)$$

$$y_o(-j) = -y_o(j) \quad (37b)$$

Voor de beschrijving van de voortplanting van lichtvermogen maken we gebruik van de vermogensflux-behoudswet van de geometrische optica, zie vgl. (1) in paragraaf 1.2. Door de lichtstralen wordt de invallende lichtbundel als het ware opgedeeld in smalle lichtbundeltjes met ieder een deel van het lichtvermogen. Als $I_i(j)$ de gemiddelde lichtintensiteit is tussen de lichtstralen j en $j-1$, dan bedraagt het vermogen dat zich tussen deze lichtstralen voortplant, zie fig. 14:

$$P(j) = I_i(j) \cdot [y_i(j) - y_i(j-1)] \quad (38)$$

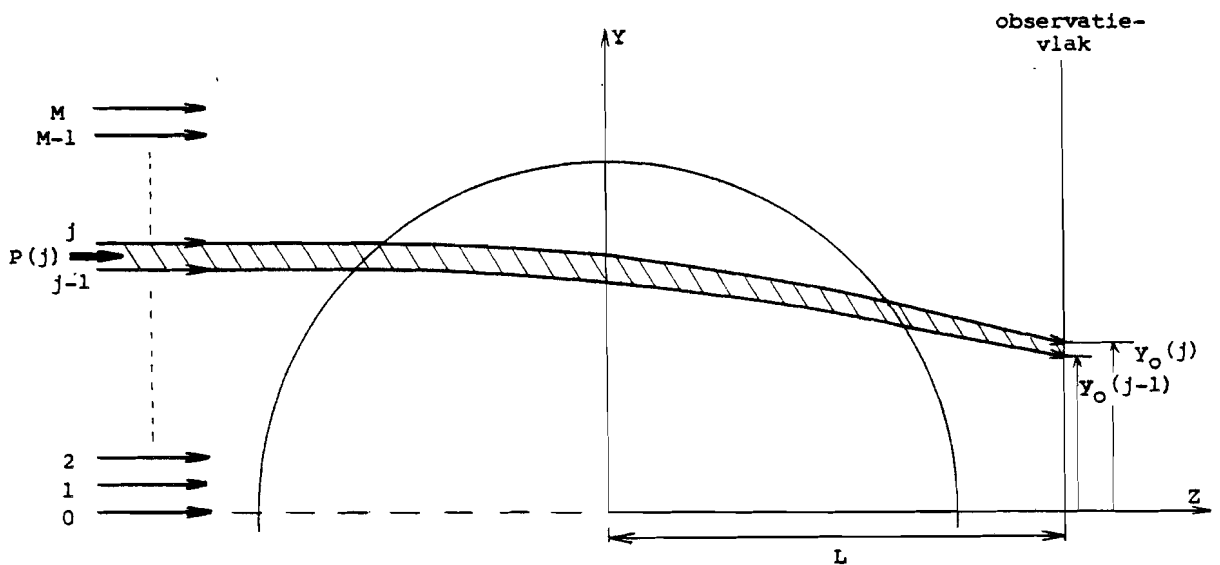


Fig. 14: Het vermogen dat zich tussen twee lichtstralen voortplant blijft constant langs de voortplantingsweg.

Dit vermogen bereikt het observatievlak tussen de posities $y_o(j)$ en $y_o(j-1)$. Dit levert ter plaatse een gemiddelde intensiteit:

$$I_o(j) = P(j) \cdot \frac{1}{\|y_o(j) - y_o(j-1)\|} = I_i(j) \cdot \frac{y_i(j) - y_i(j-1)}{\|y_o(j) - y_o(j-1)\|} \quad (39)$$

De absoluut-strepen in deze vergelijking houden verband met het elkaar snijden van lichtstralen voordat zij het observatievlak bereikt hebben. We bekijken een lichtstraal met intreehoogte y_i en afbuighoek θ_o , en een lichtstraal met intreehoogte $y_i + \Delta y_i$ en een afbuighoek $\theta_o + \Delta \theta_o$. Zij snijden elkaar in het punt met $z = z_{crs}$ als:

$$\frac{y_1}{\cos \theta_0} - z_{\text{crs}} \cdot \tan \theta_0 = \frac{y_1 + \Delta y_1}{\cos(\theta_0 + \Delta \theta_0)} - z_{\text{crs}} \cdot \tan(\theta_0 + \Delta \theta_0) \quad (40)$$

We beschouwen situaties met kleine hoekafbuigingen, zodat we de cos- termen benaderen met 1 en de tan-termen door hun argumenten. Dit leidt voor het snijpunt tot:

$$z_{\text{crs}} = \frac{\Delta y_1}{\Delta \theta_0} = \frac{1}{\Delta \theta_0 / \Delta y_1} \quad (41)$$

Dit betekent dat geen van de lichtstralen elkaar voor het observatievlak snijden als:

$$\frac{\theta_0(j) - \theta_0(j-1)}{y_1(j) - y_1(j-1)} < \frac{1}{L} \quad 1 < j < M \quad (42)$$

Als er wel een of meer snijpunten voor het observatievlak optreden, dan zullen we voor de overdracht van lichtvermogen van de invallende bundel naar het observatievlak in ons model toch gebruik maken van vgl. (39). De absoluut-strepen zorgen ervoor dat de bijdrage positief blijft. In dit geval zullen op sommige plaatsen in het observatievlak twee of meer lichtbundeltjes gedeeltelijk over elkaar vallen. In overlappende stukken tellen we de intensiteiten bij elkaar op. Een onnauwkeurigheid treedt op wat betreft de precieze plaats van het "teruglopen" van lichtstralen in het observatievlak, d.w.z. de plaats waar

$$\frac{dy_0}{dy_1} = 0 \quad (43)$$

Een probleem treedt op in vgl. (38) als twee opvolgende lichtstralen exact dezelfde positie in het observatievlak hebben. Dit probleem kan opgelost worden door bijv. een extra lichtstraal in te voeren die tussen beide inligt.

De vergelijkingen (38) en (39) beschrijven de overdracht van een hoeveelheid lichtvermogen $P(j)$ vanuit de invallende lichtbundel naar het interval $(y_0(j-1), y_0(j))$ in het observatievlak. We zullen aannemen dat dit vermogen homogeen verdeeld wordt. Dit geeft een constante intensiteit over het interval. Als we deze overdracht uitvoeren voor $j=-M+1, -M+2, \dots, M$ dan levert dit een intensiteitsverdeling in het observatievlak die sprongsgewijs verloopt. In fig. 15 is een gedeelte van zo'n intensiteitsverdeling getekend. De splitsing van het invallende lichtvermogen door lichtstralen in kleine hoeveelheden kunnen we beschouwen als een kwantisatie. Daarom noemen we het resultaat de gequantiseerde intensiteitsverdeling in het observatievlak. Door het aantal lichtstralen te laten toenemen en daarmee het lichtvermogen in ieder smal bundeltje te laten afnemen, kan de sprong in de intensiteit overal willekeurig klein gemaakt worden. In de praktijk moeten we echter rekenen met een eindig aantal lichtstralen. De kwantisatie van het lichtvermogen in het invalsvlak veroorzaakt dan binnen het model een onnauwkeurigheid in het resultaat.

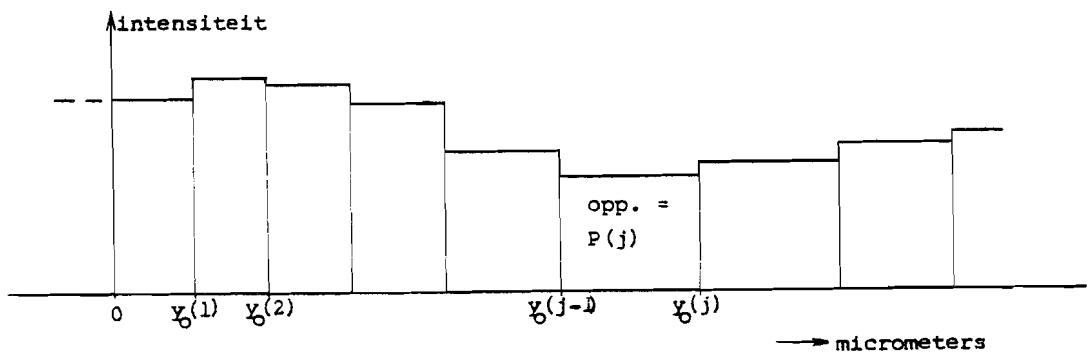


Fig. 15: Sprongsgewijs verloop van de gequantiseerde intensiteitsverdeling.

3. MEETOPSTELLING EN SIGNAALVERWERKING

3.1. Beschrijving van de meetopstelling

In fig. 16 is een overzicht gegeven van de complete meetopstelling zoals die is gebouwd om brekingsindex-profielen te meten volgens de focusseermethode. Deze opstelling kunnen we in drie functionele delen splitsen. Ten eerste is er het optische gedeelte waar het eigenlijke meetproces plaatsvindt. Dit is in de linker onderhelft van fig. 16 getekend. In de rechter onderhelft is het gedeelte getekend dat zorgt voor de detectie, versterking en verwerking van het gemeten lichtsignaal. In de bovenhelft is het computer-systeem

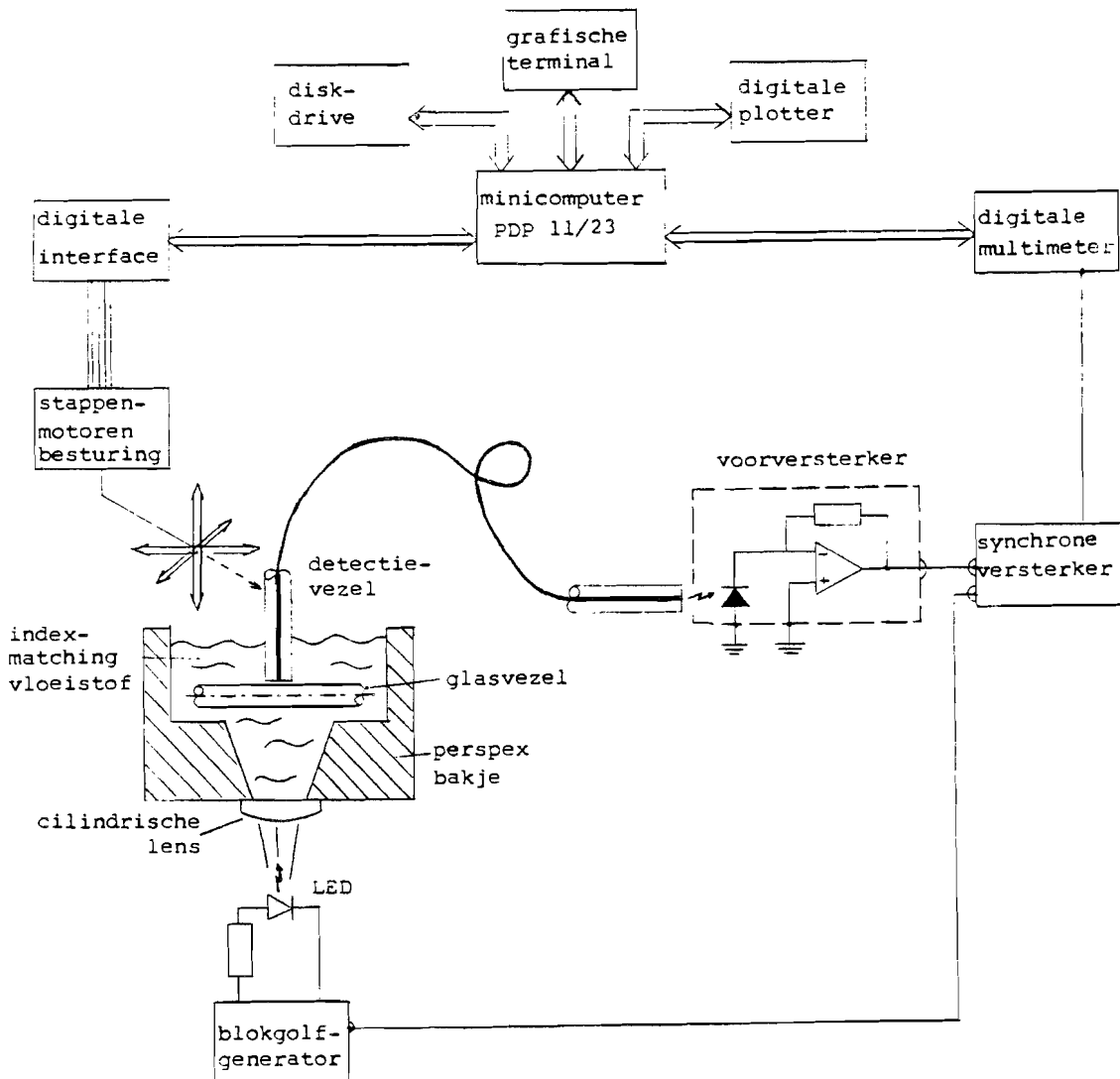


Fig. 16: Overzicht van de totale meetopstelling.

weergegeven dat aan de opstelling verbonden is. Deze zorgt zowel voor de besturing van de meetopstelling, als voor het vergaren, opslaan en weergeven van de meetresultaten. In het vervolg van deze paragraaf zullen we de verschillende onderdelen wat nader bekijken.

We gebruiken in de meetopstelling een incoherente lichtbron, nl. een GaAs infrarood LED, type CQY 98. Deze heeft een maximale spectrale intensiteit bij $\lambda=950$ nm. In verband met het gebruik van een synchrone versterker wordt de LED gevoed vanuit een blok golf-generator. Hierop komen we in de paragrafen 3.3 en 3.4 terug. Het licht dat door de LED uitgezonden wordt bereikt de glasvezel waaraan gemeten wordt via een cilindrische lens. Deze focusteert het licht in de lengte-richting van de vezel om de lichtopbrengst op de plaats waar gemeten wordt te vergroten.

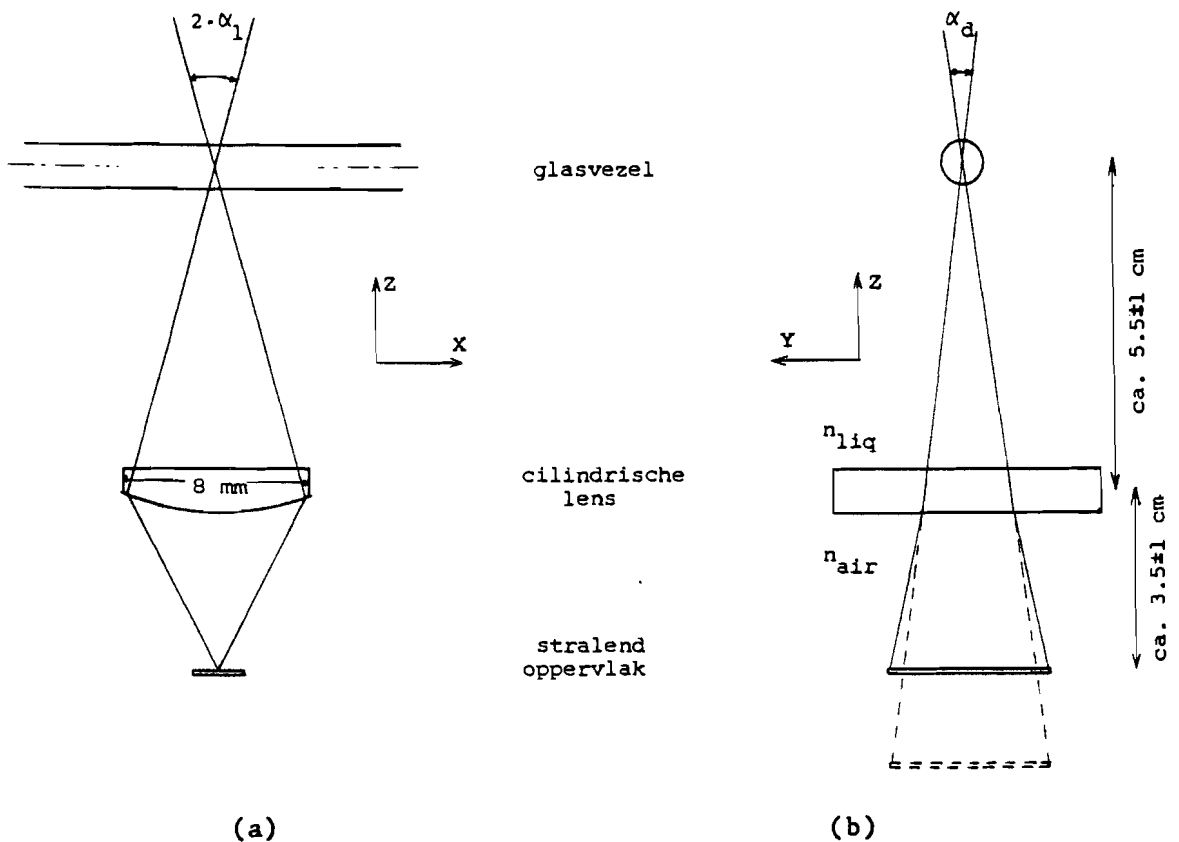


Fig. 17: Hoekspreiding van lichtstralen in de lengte-richting (a) en de dwarsrichting van de glasvezel (b).

De afstanden tussen de LED en de lens, en tussen de lens en de glasvezel zijn afzonderlijk regelbaar met micromanipulators. De afstanden bedragen resp. ca. 3.5 ± 1 cm en 5.5 ± 1 cm. Zowel in de lengte-richting van de glasvezel als in de dwarsrichting zullen lichtstralen de glasvezel onder verschillende hoeken snijden, zie fig. 17. In de lengte-richting wordt de hoekspreiding $2 \cdot \alpha_l$ grotendeels bepaald door de werkzame diameter van de lens. Deze bedraagt 8.0 mm. In de dwarsrichting wordt de hoekspreiding α_d bepaald door de schijnbare afmeting van hetstralend oppervlak van de LED en de afstand tussen de glasvezel en de LED. Ter compensatie van de breking van de lichtstralen mogen we het deel van de afstand in lucht vermenigvuldigen met de verhouding van de brekingsindices van de vloeistof en lucht, zie fig. 17b.

De cilindrische lens is aan de onderzijde van een perspex bakje gelijmd. De wanden van dit bakje zijn schuin om lichtreflectiemogelijkheden te vermijden. Het bevat de index-matching vloeistof waarin de glasvezel is ondergedompeld. De index-matching vloeistof heeft een brekingsindex die zo goed mogelijk overeen moet komen met die van de mantel van de glasvezel. Dit voorkomt ongewenste breking van lichtstralen aan de vloeistof-mantel overgang. Beschikbaar zijn een aantal index-matching vloeistoffen die door een fabrikant geleverd worden met een bepaalde waarde voor de brekingsindex bij 25 °C met een nauwkeurigheid van $2 \cdot 10^{-4}$. Fig. 18 laat het verloop van de brekingsindex van deze vloeistoffen zien als functie van de temperatuur. De temperatuur-coëfficiënt van deze vloeistoffen is negatief. Ten gevolge van polarisatie-effecten neemt de brekingsindex van kwarts-glas juist toe met stijgende temperatuur [12]. In fig. 18 is als voorbeeld ook de brekingsindex van Corning 7940 silica glass gegeven op basis van gegevens in [13]. De resultaten hebben betrekking op een golflengte van $\lambda=589$ nm, maar zullen bij $\lambda=950$ nm hetzelfde beeld geven. Het blijkt dat de aanpassing van de brekingsindex van een vloeistof aan die van de mantel kritisch is t.a.v. de temperatuur. Dit biedt de mogelijkheid door temperatuur-regeling de aanpassing te optimaliseren.

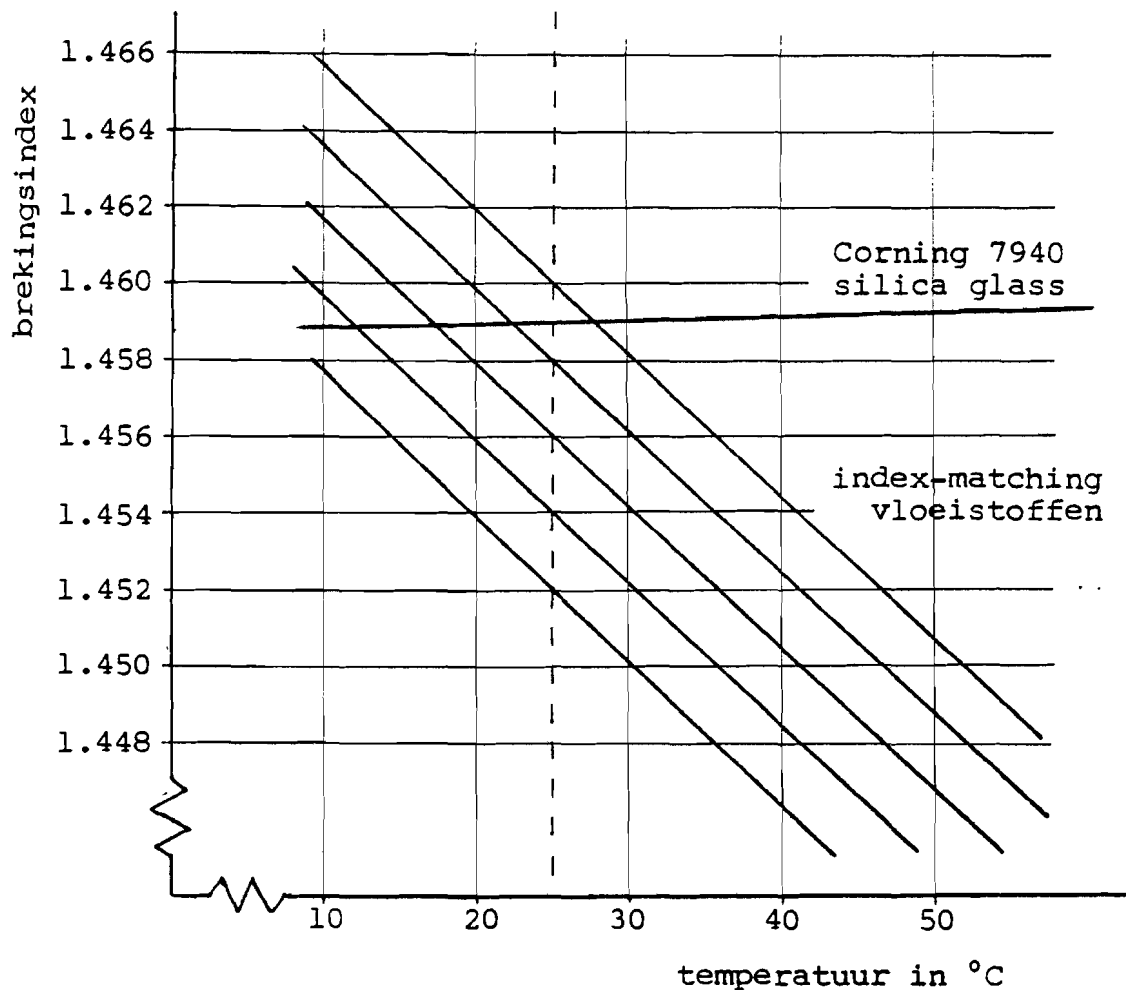


Fig. 18: De brekingsindex van index-matching vloeistoffen en een bepaald soort kwarts bij $\lambda=589.3$ nm.

Boven de glasvezel vormt zich de lichtintensiteits-verdeling die wij willen meten. Deze intensiteitsverdeling wordt gescand met een zgn. detectievezel die een onderdeel vormt van het lichtdetectie-systeem. De detectievezel is een stuk monomodus-vezel (N.B. monomodus bij 1300 nm) van ca. 1 m lengte die aan beide uiteinden is ingelijmd in een glazen capillair met een houder. De transversale uiteinden zijn vlak gepolijst. De detectievezel geleidt het licht naar een fotodiode type BPW 34, zie fig. 16. De voorversterker bestaat uit een operationele versterker type LF 356 tegengekoppeld met een weerstand van 100 MQ. De synchrone versterker is van EG&G Brookdeal, type 9503. In de volgende paragraaf gaan we nader in op het detecteren van een intensiteitsverdeling met een detectievezel.

De detectievezel kan met drie stappenmotoren in drie onderling loodrechte richtingen heen en weer bewogen worden. Deze stappenmotoren kunnen bestuurd worden door het computer-systeem via een digitale interface. Deze digitale interface en een digitale multimeter zijn via een IEEE-bus gekoppeld aan een minicomputer PDP 11/23. In paragraaf 3.3 bekijken we hoe meetwaarden door het computer-systeem vergaard worden via de digitale multimeter. Als randapparatuur bij het computer-systeem zijn aanwezig een grafische terminal, een digitale plotter en een disk drive. De software voor het computer-systeem is TEK SPS BASIC [14].

3.2. Het detecteren van een licht-intensiteitsverdeling

In deze paragraaf beschouwen we de meetopstelling en het meetproces vanuit een systeem-theoretisch oogpunt. We beschouwen de glasvezel met de omringende vloeistof als een optisch overdrachtssysteem. De intensiteitsverdeling in een vlak voor de glasvezel $I_i(y)$ is hierbij het ingangssignaal en de intensiteitsverdeling in een vlak achter de glasvezel $I_o(y)$ het uitgangssignaal, zie fig. 19. De transformatieregels van de overdracht worden bepaald door het brekingsindexprofiel in het glasvezel-systeem. Ze kunnen gevonden worden met het theoretische model behandeld in hoofdstuk 2.

De beide intensiteitsverdelingen kunnen met het zelfde lichtdetectie-systeem gemeten worden, maar niet gelijktijdig. De intensiteitsverdeling in het invalsvlak bepalen we in een situatie zonder glasvezel. Deze dient als een soort referentie-meting en is nagenoeg constant over de breedte van de glasvezel, het gebied waarin we zijn geïnteresseerd. Bij specifieke toepassingen zullen we in dit verslag met "de intensiteitsverdeling" en "het meetsignaal" zonder nadere omschrijving altijd de intensiteitsverdeling in het observatievlak en het bijbehorende uitgangs-meetsignaal bedoelen. Verder kan nog opgemerkt worden dat we alleen geïnteresseerd zijn in de relatieve verdeling van de lichtintensiteit en niet in absolute intensiteiten.

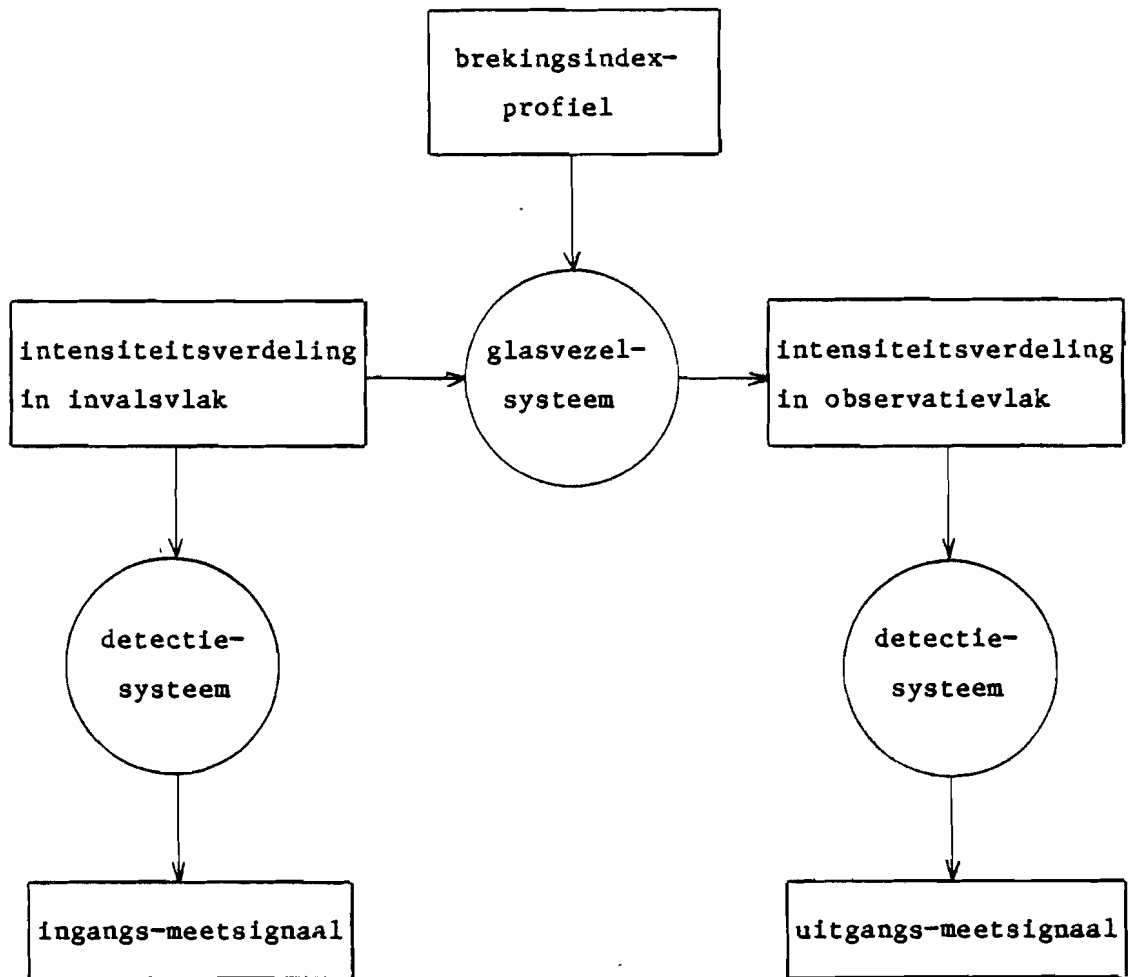


Fig. 19: Het meetproces voorgesteld door signalen en overdrachts-systemen.

Het detectie-systeem bestaat uit een detectie-vezel, een fotodiode en een voorversterker, zie fig. 16. In deze paragraaf beschouwen we de synchrone versterker enkel als meetinstrument. De apertuur van het lichtdetectie-systeem wordt gevormd door een transversaal uiteinde van de detectievezel. Deze koppelt een hoeveelheid lichtvermogen $P(y_d)$ in evenredig met de lichtintensiteit rond de positie y_d van de apertuur van de detectievezel. Het uitgangssignaal van het detectie-systeem is een spanning die gemeten wordt door de synchrone versterker. We nemen aan dat dit meetsignaal $v_s(y_d)$ evenredig is met $P(y_d)$ en daarom ook met de lichtintensiteit ter plaatse van de

apertuur. Door het verplaatsen van de detectievezel kan een intensiteitsverdeling $I(y)$ gescand worden. Met het verplaatsen van de detectievezel verloopt het meetsignaal. Bij een meting is het verloop van het meetsignaal $v_s(y)$ het meetresultaat. Hierbij bedoelen we met "het verloop" : als functie van de positie van de apertuur van de detectievezel. Het verloop van het meetsignaal $v_s(y)$ is equivalent met de gemeten intensiteitsverdeling $I_m(y)$, die we dadelijk zullen definiëren.

Het detectie-systeem fungeert als een lineair en plaatsonafhankelijk overdrachts-systeem. De overdracht kan dan beschreven worden met het zgn. puntbeeld [15]. Het puntbeeld van het detectie-systeem is de respons op een impulsvormige lichtintensiteit in de plaatsruimte. We geven het genormeerde puntbeeld aan met $H(y)$. De overdracht van de werkelijke intensiteitsverdeling $I(y)$ naar het verloop van het meetsignaal $v_s(y)$ en de gemeten intensiteitsverdeling $I_m(y)$ wordt gegeven door

$$v_s(y) \propto I_m(y) \stackrel{\Delta}{=} I(y) * H(y) = \int_{-\infty}^{\infty} I(y-y') \cdot H(y') dy' \quad (44)$$

Het puntbeeld wordt bepaald door de apertuur van de detectievezel. Het puntbeeld van de detectievezel in onze opstelling hebben we bepaald door differentiatie van de ruimtelijke staprespons. Het resultaat blijkt goed beschreven te kunnen worden met een zgn. Hanning-functie, zie fig. 20.

$$\begin{aligned} H(y) &= 0.177 \cdot \cos^2 \left[0.177 \cdot y \cdot \frac{\pi}{2} \right] & \|y\| < \frac{1}{0.177} \\ &= 0 & \|y\| > \frac{1}{0.177} \end{aligned} \quad (45)$$

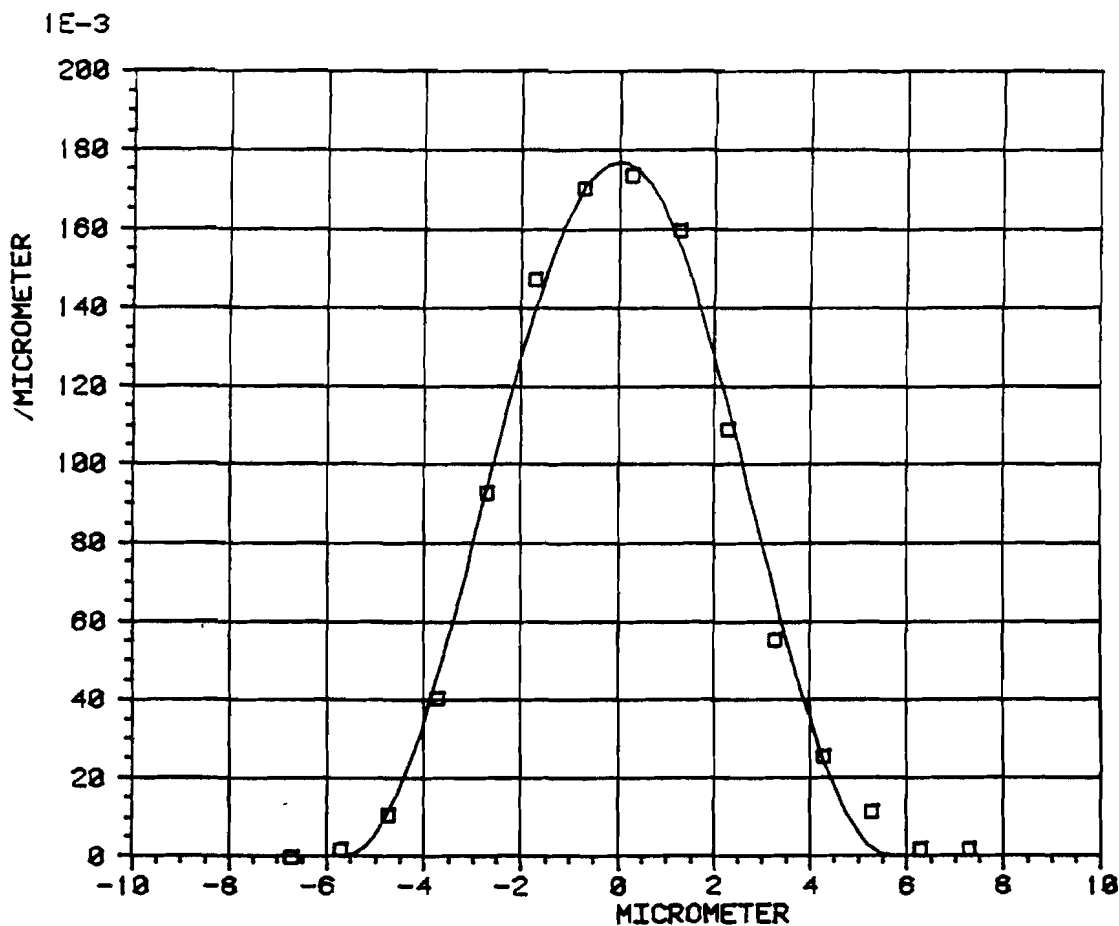


Fig. 20: Het gemeten puntbeeld van de detectievezel gefit met de Hanning-functie in vgl. (45).

In de praktijk kunnen we het verloop van het meetsignaal $v_s(y)$ niet continu meten. De detectievezel kan met een stappenmotor verplaatst worden in stappen van $s_y = 1 \mu\text{m}$. We meten de intensiteitsverdeling in discrete posities $y = k \cdot s_y - \Delta y$ (k geheel) van de detectievezel. Hierbij is s_y de afstand tussen de meetpunten, k een volgnummer van de meetpunten en Δy het tegengestelde van de positie in het observatievlak van het meetpunt met $k=0$. Het bemonsterde verloop van het meetsignaal en de bemonsterde, gemeten intensiteitsverdeling geven we resp. weer als $v_s(k \cdot s_y)$ en $I_m(k \cdot s_y)$. Zowel de bemonstering van de intensiteitsverdeling, als de breedte van het puntbeeld heeft tot gevolg dat relatief snelle fluctuaties in de intensiteitsverdeling niet gevolgd kunnen worden. In onze opstelling geeft de breedte van het puntbeeld de grootste beperking.

In vergelijking (44) hebben we geen rekening gehouden met een afhankelijkheid van de inkoppeling van lichtvermogen in de detectievezel met de hoek waaronder de lichtstralen invallen. Deze afhankelijkheid is echter wel aanwezig. In fig. 21 zijn de resultaten weergegeven van metingen van de relatieve inkoppel-efficiëntie van licht in de detectievezel als functie van de hoek met de as van de detectievezel, waaronder het licht invalt.

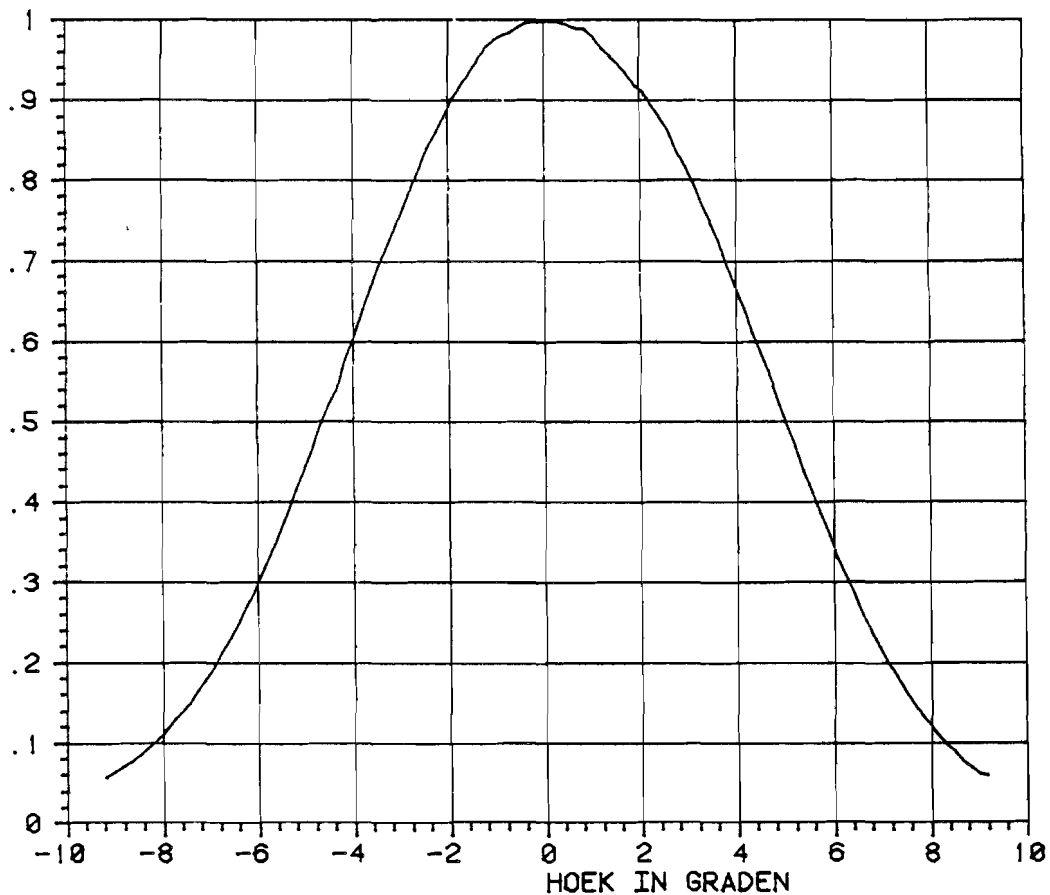


Fig. 21: De hoek-afhankelijke inkoppelefficiëntie van de detectievezel.

Voor praktische glasvezels bedraagt de maximale hoekafbuiging al gauw meer dan 1° . Bij een optimale opstelling van de detectievezel, d.w.z. met de as-richting evenwijdig aan de centrale richting van de invallende bundel, is de inkoppel-efficiëntie dan al met 4% afgenomen. Bij kwantitatieve beschouwingen zal deze hoek-afhankelijkheid meegenomen moeten worden. In dit verslag hebben we de hoek-afhankelijkheid echter buiten beschouwing gelaten.

3.3. Het vergaren van meetwaarden door het computer-systeem

In de vorige paragraaf hebben we beschreven hoe het meetsignaal in onze meetopstelling tot stand komt. Dit signaal is zeer zwak. Om dit zwakke signaal te midden van de ruis goed te kunnen meten maken we gebruik van een synchrone versterker. Het gebruik van een synchrone versterker vereist een modulatie van het meetsignaal. Hiervoor dient de blokvolggenerator. Deze levert een blokvormige voedingsstroom voor de LED met een periode T_{ch} , zie fig. 22a. Afgezien van ruis heeft het meetsignaal dezelfde blokvorm in de tijd. Dit gemoduleerde meetsignaal wordt samen met het modulatiesignaal van de blokvolggenerator aangeboden aan de synchrone versterker. Deze leidt uit het modulatiesignaal een symmetrische blokvolg af, het referentiesignaal, zie fig. 22b.

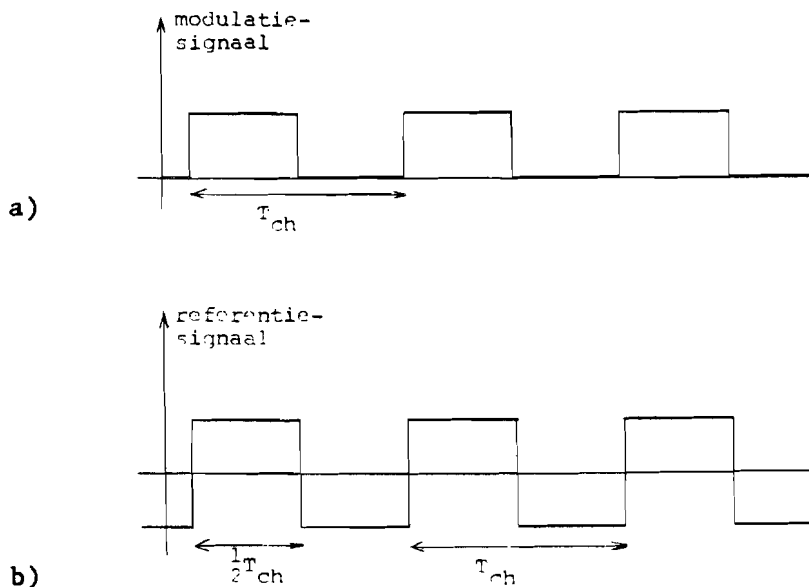


Fig. 22: Verloop van het modulatiesignaal van de blokvolggenerator (a) en het referentiesignaal van de synchrone versterker (b).

De synchrone versterker bepaalt de sterkte van het meetsignaal door correlatie van het gemoduleerde meetsignaal met het referentiesignaal. De correlatie van deze signalen is maximaal als de positieve en negatieve flanken van de signalen samenvallen. Ruis dat aan het meetsignaal is toegevoegd geeft alleen een bijdrage aan

de correlatie binnen een kleine bandbreedte rond de frequentie van het modulatiesignaal en oneven harmonischen van deze frequentie. Hierdoor beperkt de synchrone versterker de effectieve ruisbandbreedte. Deze ruisbandbreedte kan nog beïnvloed worden door het instellen van een tijdconstante τ_{LIA} . De synchrone versterker geeft de spanning van het meetsignaal weer op een schaal met een wijzer. Bovendien geeft deze versterker op een uitgang een spanning af evenredig met de gemeten spanning. Deze secundaire spanning noemen we het wijzeruitslagsignaal. Dit signaal reageert als een eerste orde systeem met tijdconstante τ_{LIA} op een verandering in het meetsignaal. Het wijzeruitslagsignaal wordt aangeboden aan de digitale multimeter. Deze bemonstert en quantiseert in 4(5) decimalen dit signaal (5 decimalen als eerste cijfer een "1" is, anders 4). De bemonsteringsperiode geven we aan met T_{DMM} . Bij een bepaald commando aan de computer wordt deze waarde door de computer ingelezen. Deze displaywaarde vermenigvuldigd met een schaalfactor geeft dan een meetwaarde die door de computer verder verwerkt en opgeslagen kan worden. De schaalfactor is de verhouding tussen het meetsignaal en het bijbehorende wijzeruitslagsignaal. Deze hangt af van de instelling van de gevoeligheid van de synchrone versterker (volle schaal uitslag komt overeen met 10 V). De meetwaarde is, afgezien van ruis, de spanning van het meetsignaal tijdens de laatste bemonstering van de digitale multimeter, mits het wijzeruitslagsignaal van de synchrone versterker zich al op een constante waarde had ingesteld. Door het herhalen van een meting voor verschillende posities van de detectievezel krijgen we het verloop van het meetsignaal $v_s(k \cdot \Delta t)$ ter beschikking in de computer.

Hieronder volgt een deel van een programma dat het automatisch vergaren van meetwaarden door het computersysteem kan verzorgen. In fig. 20 is schematisch het bijbehorende verloop van het meetproces weergegeven.

<u>programma</u>	<u>toelichting</u>
400 FOR I=0 TO 99	bepaal op 100 posities een meetwaarde
410 LET YN=1 GOSUB 4200	verplaats detectievezel over 1 μm . (Op regel 4200 begint een subroutine die dit verzorgt)
420 WAIT 900	wacht 900 milliseconde
430 LET YY=0	reset sommatie-parameter YY
440 FOR J=1 TO 3	doe 3 metingen per positie
450 GET YO FROM #2	lees displaywaarde van DMM in
460 LET YY=YY+YO*SC	verhoog YY met de ingelezen waarde vermenigvuldigd met de schaalfactor
470 NEXT J	terug naar regel 440 totdat 3 metingen zijn gedaan
480 LET Y(I)=YY/3	meetwaarde in meetpunt I is het gemiddelde van de drie metingen
490 NEXT I	terug naar regel 400 en herhaal cyclus

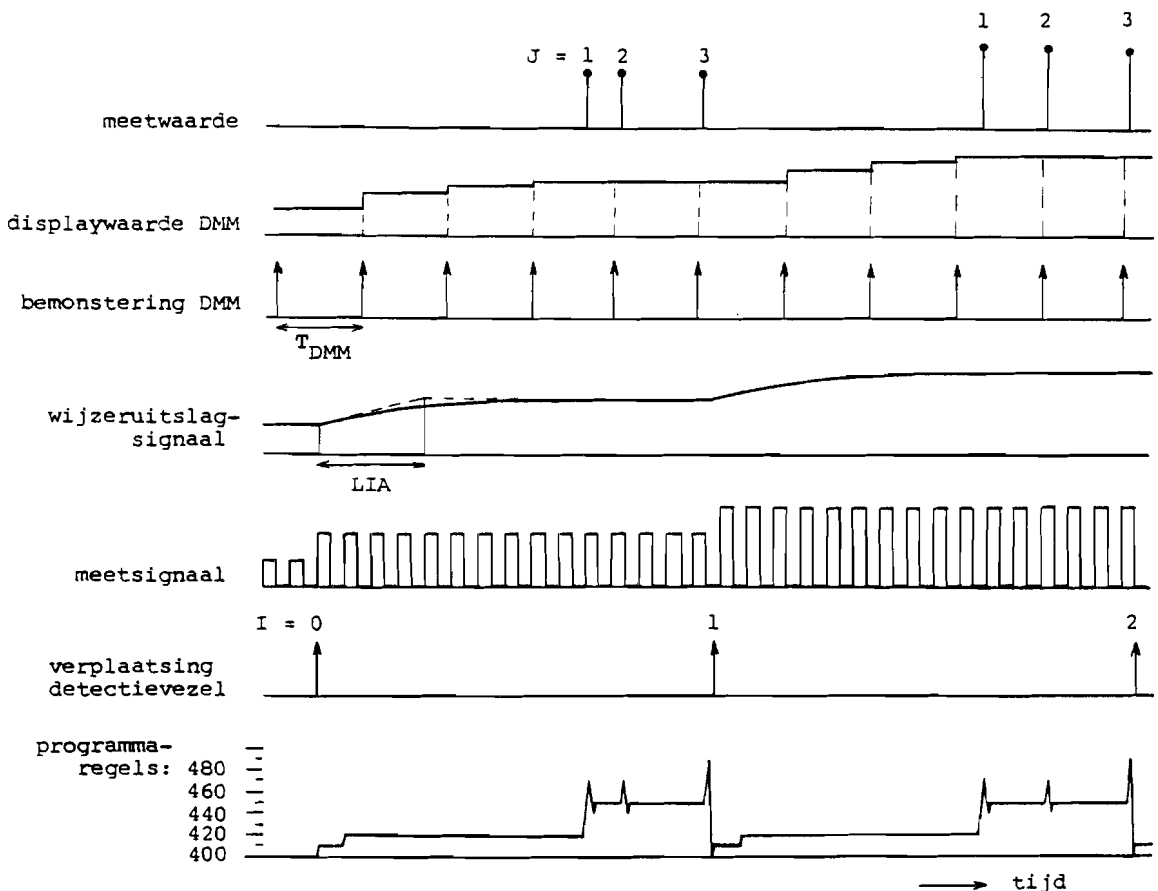


Fig. 23: Schematische weergave van geautomatiseerd meetproces.

3.4. Ruis in het meetsignaal

In fig. 24 hebben we het lichtdetectie-systeem in de meetopstelling apart weergegeven. Een opvallend lichtvermogen P_0 veroorzaakt in de fotodiode een signaalstroom

$$i_{s0} = \frac{\eta P_0}{h\nu} \cdot e \quad (46a)$$

waarbij η de golflengte afhankelijke quantum-efficiëntie van de fotodiode is en $h\nu$ de energie per foton. De operationele versterker heeft een zeer hoge ingangs-impedantie ($10^{12} \Omega$), zodat de stroom vrijwel volledig door de weerstand R vloeit. Bij ideale componenten leidt dit tot een spanning op de ingang van de synchrone versterker

$$v_s = R \cdot i_{s0} \quad (46b)$$

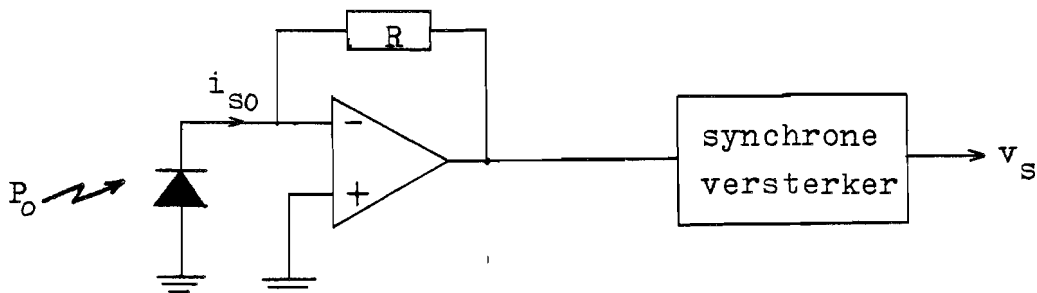


Fig. 24: Het lichtdetectie-systeem.

We hebben geconstateerd dat er geen verzwakking van het meetsignaal optreedt door parasitaire capaciteiten. Van eventuele offset-stromen en -spanningen hebben we bij het gebruik van een synchrone versterker geen last. Wel wordt het meetsignaal verstoord door een aantal ruisbronnen. Zoals we in de vorige paragraaf hebben aangeduid is de synchrone versterker voor ruissignalen te beschouwen als een buitengewoon smal bandfilter. We stellen de enkelzijdige, equivalente ruisbandbreedte op

$$B = \frac{1}{\tau_{LIA}} \quad (47)$$

Dit betekent dat we voor ruissignalen enkel rekening behoeven te houden met het vermogen binnen een totale bandbreedte $2B$.

We kunnen in het lichtdetectie-systeem de volgende ruisbronnen onderscheiden:

- hagelruis van de signaalstroom i_s ;
- hagelruis van de achtergrondstroom i_b ;
- hagelruis van de donkerstroom i_d ;
- de "equivalent input noise current" van de operationele versterker i_{OA} (uitgedrukt in A/\sqrt{Hz});
- de "equivalent input noise voltage" van de operationele versterker e_{OA} (uitgedrukt in V/\sqrt{Hz});
- de "equivalent input noise voltage" van de synchrone versterker e_{LIA} (uitgedrukt in V/\sqrt{Hz});
- de thermische ruis van de weerstand R .

We kunnen het ontvangen optische vermogen in de meetopstelling schrijven als:

$$P(t) = \frac{P_0}{2} \cdot [1 + b(t)] \quad (48)$$

met

$$\begin{aligned} b(t) &= 1 && \text{voor } n \cdot T_{ch} < t < (n+\frac{1}{2}) \cdot T_{ch} \\ &= -1 && \text{voor } (n+\frac{1}{2}) \cdot T_{ch} < t < (n+1) \cdot T_{ch} \end{aligned} \quad (49)$$

Met [11, par. 11.2.2] kunnen we dan de volgende uitdrukking vinden voor de signaal-ruisverhouding in het meetsignaal:

$$\frac{S}{N} = \frac{(\frac{1}{2}i_{s0})^2}{2B \cdot [e \cdot (\frac{1}{2}i_{s0} + i_b + i_d) + i_{OA}^2 + \frac{1}{R^2} (e_{OA}^2 + e_{LIA}^2 + 2kTR)]} \quad (50)$$

Tabel 1 bevat de ruisgegevens van de onderdelen in onze meetopstelling, zoals ze zijn opgegeven door de fabrikanten.

Tabel 1: Ruisgegevens van onderdelen in de meetopstelling.

fotodiode BPW 34 ($V_r = 0$ V)	$i_d = 2 \cdot 10^{-10}$ A
operationele versterker LF 356	$i_{OA} = 10^{-14}$ A/ $\sqrt{\text{Hz}}$
operationele versterker LF 356	$e_{OA} = 15$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$
synchrone versterker EG&G Brookdeal type 9503	$e_{LIA} = 8$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$

In fig. 25 hebben we de signaal-ruisverhouding van het lichtdetectie-systeem in onze meetopstelling uitgezet als functie van de grootte van de weerstand R. Deze grafiek is bepaald voor een achtergrondstroom $i_b = 0$, een signaalstroom i_{s0} van $2 \cdot 10^{-10}$ A, overeenkomend met een lichtvermogen van ca. 370 pW, en een tijdconstante voor de synchrone versterker $\tau_{LIA} = 300$ ms.

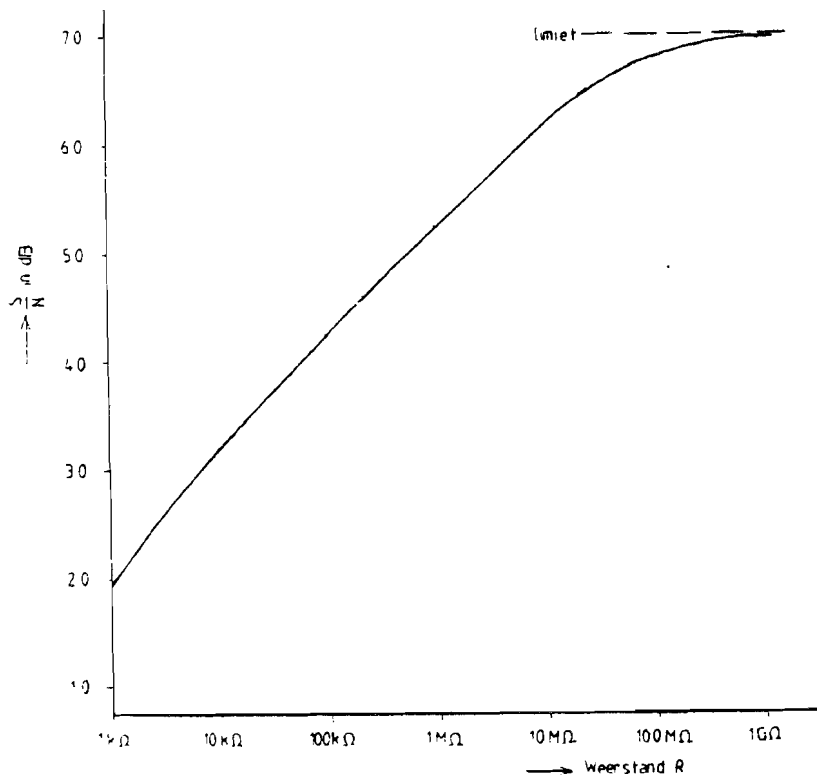


Fig. 25: De signaal-ruisverhouding in het detectie-systeem.

In het gebied tussen $1k\Omega$ en ca. $100 M\Omega$ levert de thermische ruis van de weerstand R de grootste bijdrage aan het totale ruisvermogen. In dit gebied loopt de signaal-ruisverhouding ongeveer lineair op met R . Boven ca. $100 M\Omega$ gaat de signaal-ruisverhouding al snel naar een limiet-waarde bepaald door de verschillende hagelruis-termen en de equivalente ingangs-ruisstroom van de operationele versterker. Met de eerder genoemde gegevens ligt de limiet bij 70 dB. De hagelruis van de signaalstroom vormt hierbij niet de voornaamste factor. Dit betekent dat bij een halvering van de signaalstroom, bijv. door een kleinere diameter van de apertuur, de signaal-ruisverhouding met bijna 6 dB afneemt.

Volgens fig. 25 geeft onze meetopstelling met $R=100 M\Omega$ een signaal-ruisverhouding van ca. 65 dB. In de praktijk blijkt echter dat we in deze paragraaf niet alle ruisbronnen in beschouwing genomen hebben. In fig. 26 is de meetwaarde als functie van de tijd weergegeven bij een meting met onze opstelling onder gelijkblijvende omstandigheden, voorzover deze beïnvloed konden worden. Gedurende 4000 seconden (ruim 1 uur) is steeds om de 1 seconde een meetwaarde opgenomen. De

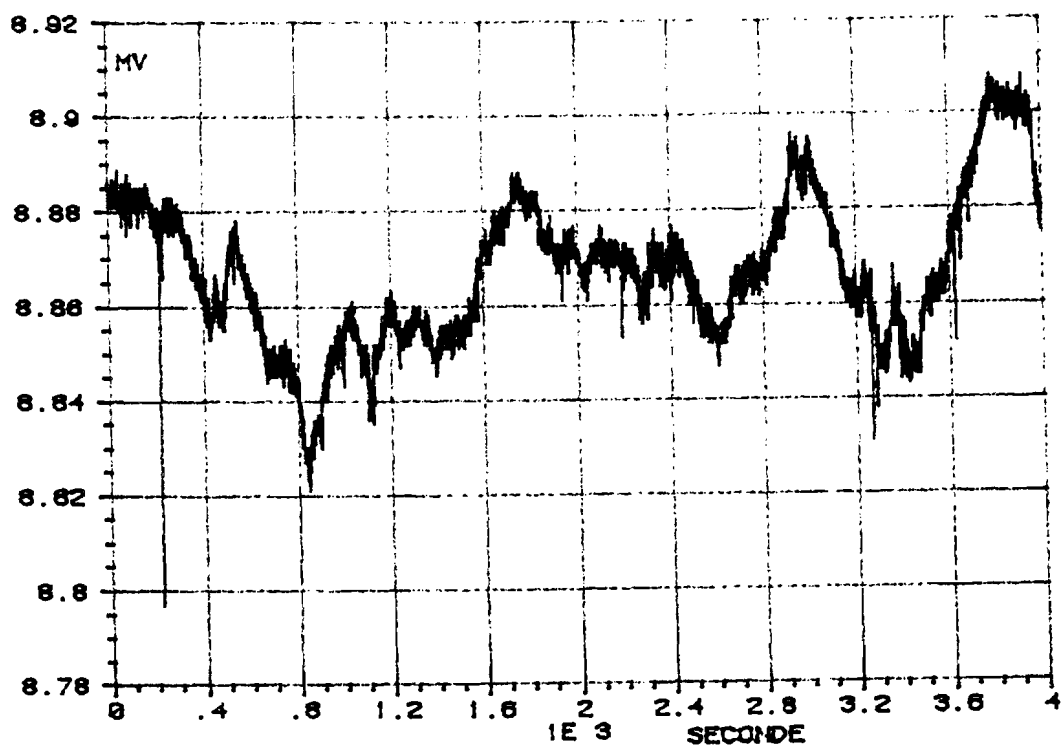


Fig. 26: Fluctuaties in de meetwaarde ten gevolge van ruis.

tijdconstante van de synchrone versterker was $\tau_{LIA} = 300$ ms. De fluctuaties in de meetwaarde worden veroorzaakt door ruis. In het voorgaande van deze paragraaf hebben we alle ruisbronnen beschouwd met een vlak spectrum. Dit leidt tot een ruisbijdrage die in fig. 26 te herkennen is als een relatief hoogfrequente ruis. Daarnaast zien we in fig. 26 echter ook een laagfrequente ruis die niet in vgl. (50) vertegenwoordigd is.

De gemiddelde waarde van het meetsignaal in fig. 26 is 8.87 mV. De bijbehorende signaalstroom is $i_s = 8.87 \cdot 10^{-11}$ A. Splitsen we de grafiek in 40 intervallen van 100 seconden dan vinden we voor de gemiddelde ruisspannings-deviatie $4.2 \cdot 10^{-3}$ mV. Dit geeft met de gemiddelde signaalwaarde van 8.87 mV een signaal-ruisverhouding van 66 dB. Deze waarde komt goed overeen met de berekende waarde volgens vgl. (50). Berekenen we de ruisspannings-deviatie over het gehele interval dan vinden we een waarde die bijna 4 keer zo groot is, nl. ca. $16 \cdot 10^{-3}$ mV. Hiermee is de signaal-ruisverhouding over het gehele interval beschouwd ca. 12 dB kleiner.

3.5. Discussie

In dit hoofdstuk is de meetopstelling beschreven die is gerealiseerd om metingen aan glasvezels te verrichten volgens de focusseer-methode. Tevens is hierbij de signaalverwerking aan de orde gekomen. In deze paragraaf zullen we een tweetal aspecten nader bekijken, mede met het oog op eventueel aan te brengen verbeteringen.

- In fig. 26 is de maximale afwijking van het meetsignaal t.o.v. de gemiddelde waarde ca. 0.5 %. Tijdens het opnemen van het verloop van het meetsignaal wordt de meeste hinder ondervonden van de laagfrequente ruis. Als we het verloop van het meetsignaal over een lengte van 100 μm willen meten in meetpunten op een onderlinge afstand van 1 μm , dan moeten we 100 keer een meetwaarde bepalen. Dit kan niet onbeperkt snel gebeuren. Er zijn drie beperkende factoren. Ten eerste moet de detectievezel na een verplaatsing tot rust komen, d.w.z. de stappenmotor moet uitgedempt zijn. Deze tijd ligt in de orde van 10 ms. Ten tweede stelt het wijzeruitslag-sig-naal zich in als een eerste orde systeem met een tijdconstante τ_{LIA} . Ten derde kan slechts één meetwaarde ingelezen worden per bemonsteringsperiode van de digitale multimeter T_{DMM} . De digitale multimeter in de opstelling heeft twee mogelijkheden, nl. $T_{DMM} \approx 0.3$ s en $T_{DMM} \approx 0.1$ s. Het heeft niet veel zin de tijdconstante van de synchrone versterker τ_{LIA} veel kleiner te maken dan de bemonsteringsperiode. Een kleinere τ_{LIA} betekent volgens de vgl. (47) en (50) een grotere relatief hoogfrequente ruisbijdrage. Als de tijdconstante τ_{LIA} de beperkende factor is kunnen we door sneller (met grotere τ_{LIA}) of langzamer (met kleinere τ_{LIA}) te meten de hoogfrequente en laagfrequente ruis tegen elkaar uitwisselen.

Het is mogelijk dat de laagfrequente ruis voor een groot deel wordt veroorzaakt door fluctuaties in het uitgezonden lichtvermogen van de LED. Indien dit het geval is kan misschien een verbetering verkregen worden door de voedingsstroom van de LED zodanig te regelen dat het uitgezonden lichtvermogen stabiel is. Een tweede fotodiode die zich op een vaste plaats bij de LED bevindt zou het stuursignaal voor het regelcircuit kunnen leveren.

- De informatie voor het reconstrueren van het brekingsindex-profiel ligt besloten in de intensiteitsverdeling. Met onze meetopstelling kunnen we de informatie bevattende fluctuaties in de intensiteitsverdeling slecht in beperkte mate meten. De hoekspreiding van de lichtstralen en de breedte van het puntbeeld van het detectiesysteem zorgen voor een uitsmering en vervlakking van deze fluctuaties. Ook het bemonsteren van de intensiteitsverdeling in meetpunten betekent dat fluctuaties over korte afstanden niet gedetecteerd kunnen worden. In de besproken meetopstelling geeft de afmeting van de apertuur van de detectievezel de grootste beperking. De situatie kan verbeterd worden als we als detectievezel een monomodusvezel met een kleinere kerndiameter kunnen gebruiken. Een andere oplossing is het plaatsen van de fotodiode in een sonde, zodat de fotodiode rechtstreeks in het stralingsveld van de LED gebracht kan worden. Om de apertuur te beperken moet voor de fotodiode een ondoorzichtige laag met een klein gaatje aangebracht worden. Met deze oplossing wordt tevens een hoekafhankelijkheid in de detectie voorkomen, zoals die bij de detectievezel optreedt, zie fig. 21. Zo'n sonde biedt de mogelijkheid een kleinere apertuur te gebruiken. Hierbij moet men realiseren dat de signaal-ruisverhouding evenredig met het kwadraat van de oppervlakte van de apertuur afneemt, d.w.z. evenredig met de 4-de macht van de diameter, zie paragraaf 3.4. Een andere fotodiode met een kleiner lichtgevoelig oppervlak om de donkerstroom te beperken, eventueel het gebruik van een avalanche fotodiode en een andere keuze voor de operationele versterker kunnen het resultaat dan misschien verbeteren.

4. NUMERIEKE SIMULATIE VAN EEN METING

4.1. Numeriek model

Op basis van het theoretische model beschreven in hoofdstuk 2 en de eigenschappen van het detectie-systeem beschreven in hoofdstuk 3 kunnen we een numeriek model ontwikkelen waarmee we een meting volgens de focusseermethode numeriek kunnen simuleren. Dit numerieke model is verwerkt in een simulatie-programma, geschreven in Algol, dat uitgevoerd kan worden op de B7900 mainframe computer van het rekencentrum van de TH. Hierbij kunnen we als gegevens van de meetsituatie opgeven:

- het brekingsindex-profiel van de glasvezel en de omringende vloeistof;
- de intensiteitsverdeling in het invalsvlak;
- het puntbeeld van de detectievezel;
- de afstand L tussen de as van de glasvezel en het observatievlak.
- de verschuiving van het centrale meetpunt $k=0$ t.o.v. de Z-as.

Met het simulatie-programma kunnen we berekenen:

- een numerieke benadering van de gemeten intensiteitsverdeling in het observatievlak $I_{om}(k \cdot sy)$ met $k \cdot sy = y + \Delta y$. Deze is equivalent met het verloop van het meetsignaal $v_s(k \cdot sy)$, zie paragraaf 3.2. Hierbij was sy de afstand tussen de meetpunten, k een volgnummer van deze punten en Δy het tegengestelde van de positie van het meetpunt met $k=0$ in het observatievlak. De numerieke benadering zullen we in dezelfde meetpunten berekenen. Zonder verlies van algemeenheid kunnen we bij numerieke simulatie werken met genormeerde intensiteitsverdelingen. De numerieke benadering van de gemeten intensiteitsverdeling geven we weer als $\tilde{I}_{om}(k \cdot sy)$.
- een numerieke benadering van de intensiteitsverdeling in het observatievlak $I_o(y)$. Deze numerieke benadering hebben we nodig als tussenstap bij het berekenen van $\tilde{I}_{om}(k \cdot sy)$. Op zichzelf is een numerieke benadering van $I_o(y)$ ook informatief doordat het laat zien wat we met een ideaal detectie-systeem zouden meten. Ook deze numerieke benadering berekenen we in discrete, equidistante punten. We geven de genormeerde numerieke benadering weer als $\tilde{I}_o(k' \cdot sy')$ met $k' \cdot sy' = y + \Delta y$, waarbij sy' de afstand is tussen de

punten en k' een volgnummer. De afstand sy' hoeft niet gelijk te zijn aan de afstand tussen de meetpunten sy , maar moet er wel een geheel aantal malen inpassen:

$$sy = F \cdot sy' \quad (F \text{ geheel}) \quad (51)$$

Het punt met $k'=0$ valt samen met het meetpunt met $k=0$.

In paragraaf 2.3 hebben we aangegeven hoe we de intensiteitsverdeling in het observatievlak in gequantiseerde vorm kunnen berekenen. In fig. 27a is een deel van een gequantiseerde intensiteitsverdeling weergegeven. Om hieruit de numerieke benadering $\tilde{I}_0(k' \cdot sy')$ te verkrijgen voeren we twee bewerkingen uit. Ten eerste halen we de gequantiseerde intensiteitsverdeling door een

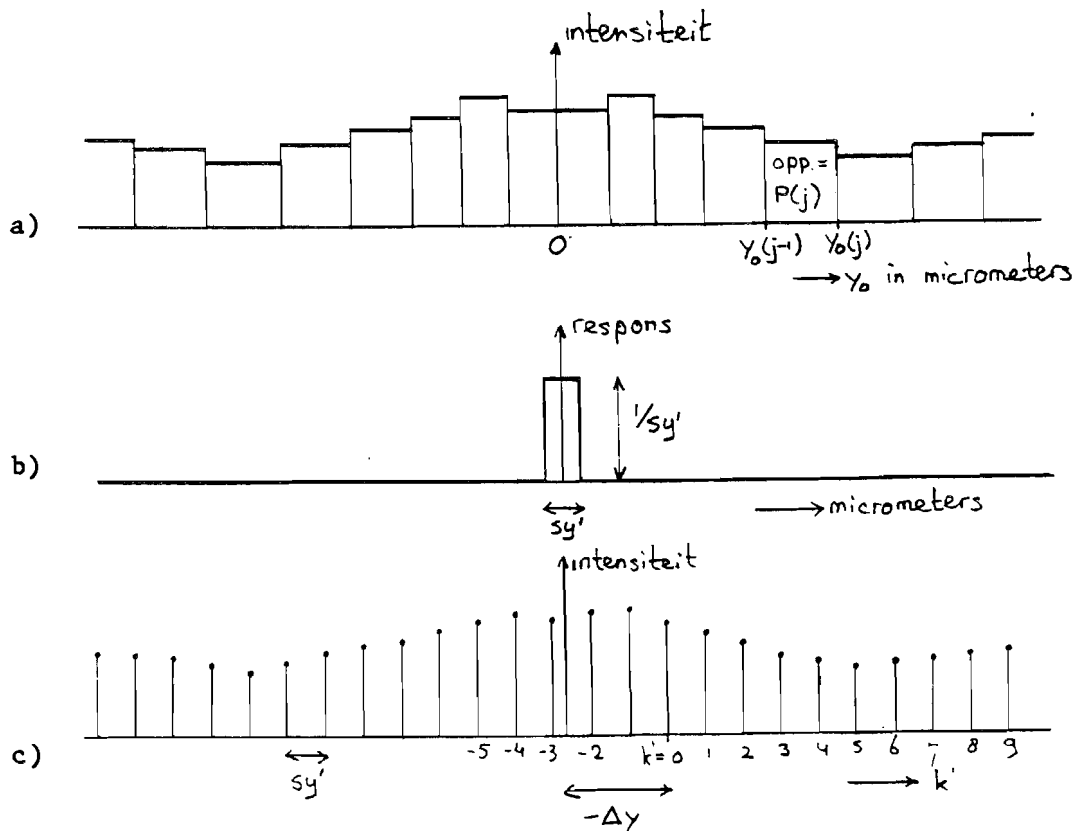


Fig. 27: De gequantiseerde intensiteitsverdeling (a) wordt gefilterd met een rechthoekig doorlaatfilter (b). Het gefilterde signaal bemonsterd in equidistante punten geeft de numerieke benadering $\tilde{I}_0(k' \cdot sy')$ (c).

"plaatsdoorlaatfilter". Dit filter laat slechts licht door over een breedte sy' , zie fig. 27b. Door de oppervlakte gelijk aan 1 te kiezen behouden we een intensiteit. Vervolgens wordt een discrete intensiteitsverdeling verkregen door het gefilterde signaal te bemonsteren in de equidistante punten $k' \cdot sy' = y + \Delta y$ (k' geheel), zie fig. 27c. Het resultaat is de numerieke benadering $\tilde{I}_0(k' \cdot sy')$.

De numerieke benadering van de gemeten intensiteitsverdeling $\tilde{I}_{om}(k \cdot sy)$ berekenen we met het discrete analogon van vgl. (44). We moeten een convolutie uitvoeren van de zojuist gevonden numerieke benadering $\tilde{I}_0(k' \cdot sy')$ met het puntbeeld van het detectie-systeem. Het puntbeeld van het detectie-systeem moeten we hierbij in discrete vorm hebben waarbij de afstand tussen de punten ook sy' moet zijn. Het bemonsterde puntbeeld schrijven we als $H(w \cdot sy')$, w geheel. Voor onze meetopstelling vinden we met vgl.(45)

$$\begin{aligned} H(w \cdot sy') &= 0.177 \cdot \cos^2 \left[0.177 \cdot w \cdot sy' \cdot \frac{\pi}{2} \right] & \|w\| < W \\ &= 0 & \|w\| > W \end{aligned} \quad (52)$$

Hierbij is

$$W = \text{integer} \left(\frac{1}{0.177 \cdot sy'} \right) \quad (53)$$

De numerieke benadering van de gemeten intensiteitsverdeling $\tilde{I}_{om}(k \cdot sy)$ kunnen we berekenen volgens

$$\begin{aligned} \tilde{I}_{om}(k \cdot sy) &= \sum_{w=-W}^W \tilde{I}_0(k \cdot sy - w \cdot sy') \cdot H(w \cdot sy') = \\ & \quad (k \text{ geheel}) \quad (54) \\ &= \sum_{w=-W}^W \tilde{I}_0((Fk-w) \cdot sy') \cdot H(w \cdot sy') \end{aligned}$$

In fig. 28 is dit convolutie-proces schematisch weergegeven.

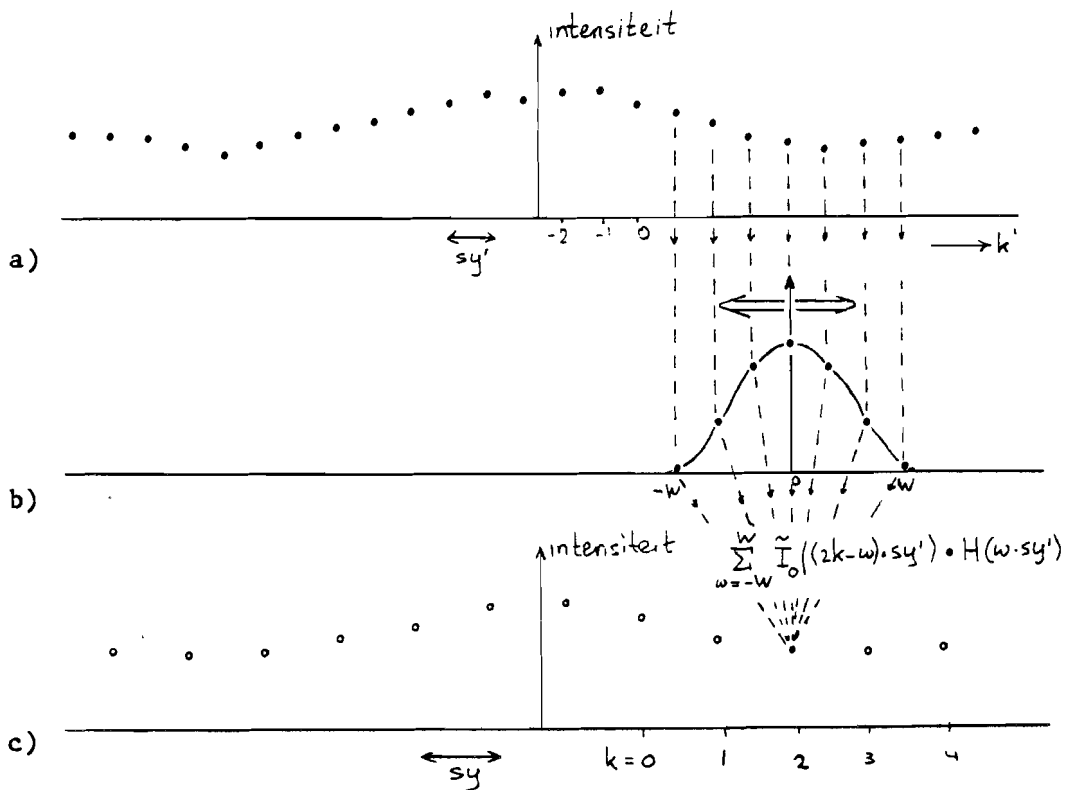


Fig 28. De numerieke benadering $\tilde{I}_0(k' \cdot sy')$ (a) geconvolveerd met het puntbeeld van het detectie-systeem $H(w \cdot sy')$ (b) geeft de numerieke benadering $\tilde{I}_{om}(k \cdot sy)$ (c).

Het rekenwerk van het simulatieprogramma is voor het grootste deel vervat in twee computer-procedures.

- De procedure RAYDEFLEKTION berekent van een serie lichtstralen o.a. de totale hoekafbuiging na het doorlopen van de glasvezel op de wijze zoals beschreven in paragraaf 2.2. In appendix B wordt een beschrijving en een listing van deze procedure gegeven.
- De procedure INTENSITYDISTRIB berekent, gegeven de intensiteitsverdeling in de invallende bundel, de hoekafbuiging van een serie lichtstralen en het puntbeeld van het detectie-systeem zowel de numerieke benadering van de intensiteitsverdeling in het observatievlak $\tilde{I}_0(k' \cdot sy')$, als de numerieke benadering van de gemeten intensiteitsverdeling $\tilde{I}_{om}(k \cdot sy)$. In appendix C is een beschrijving en een listing van deze procedure gegeven.

4.2. Voorbeeld

Ter illustratie van het numerieke model dat we in dit hoofdstuk besproken hebben, zullen we de resultaten van een simulatie laten zien. In fig. 29 is een voorbeeld gegeven van een brekingsindex-profiel van een glasvezel. Dit voorbeeld-profiel komt grotendeels overeen met een parabolisch profiel van een graded-index vezel met een kern-straal van 25 μm en een centrale numerieke apertuur $NA = 0.2$. Het voorbeeld-profiel heeft echter een centrale dip in de kern en een dip bij de kern-mantel overgang. De kern behorende bij het voorbeeld-profiel is opgebouwd uit 5 ringen. In tabel 2 zijn de parameters vermeld die dit profiel beschrijven. Deze parameters zijn zo gekozen dat het profiel continu-differentieerbaar is. De brekingsindices van de mantel en de vloeistof zijn aan elkaar gelijk gekozen: $n_{liq} = n_{cl} = 1.458$. We bekijken de situatie rond de kern. In fig. 30 is de hoekafbuiging gegeven van een serie discrete lichtstralen op een onderlinge afstand van 1 μm . Fig. 30 laat zowel de numerieke benadering van de intensiteitsverdeling in het observatievlak $\tilde{I}_o(k \cdot sy')$ (ongeconvolveerd) zien, als de numerieke benadering van de gemeten intensiteitsverdeling $\tilde{I}_{om}(k \cdot sy)$. In de grafiek is $sy=sy'=1 \mu\text{m}$, terwijl de afstand van het observatievlak tot de vezel-as $L = 62.5 \mu\text{m}$.

Tabel 2: Parameters van het brekingsindex-profiel "voorbeeld".

	BUITENSTRAAL (MICROMETER)	PARAMETERS BREKINGSINDEXPROFIEL			BREKINGSINDEX BUITEN - BINNEN
		C0	C1	C2	
VLOEISTOF		2.126E+00			1.4580 - 1.4580
MANTEL	62.50	2.126E+00	0.	0.	1.4580 - 1.4580
KERN RING 1	29.00	2.270E+00	-8.598E-05	-6.081E+01	1.4580 - 1.4575
KERN RING 2	27.00	1.730E+00	2.849E-04	1.363E+02	1.4575 - 1.4580
KERN RING 3	25.00	2.166E+00	-6.400E-05	0.	1.4580 - 1.4716
KERN RING 4	2.00	2.178E+00	-1.624E-03	-2.496E-02	1.4716 - 1.4709
KERN RING 5	1.50	2.156E+00	3.307E-03	0.	1.4709 - 1.4684

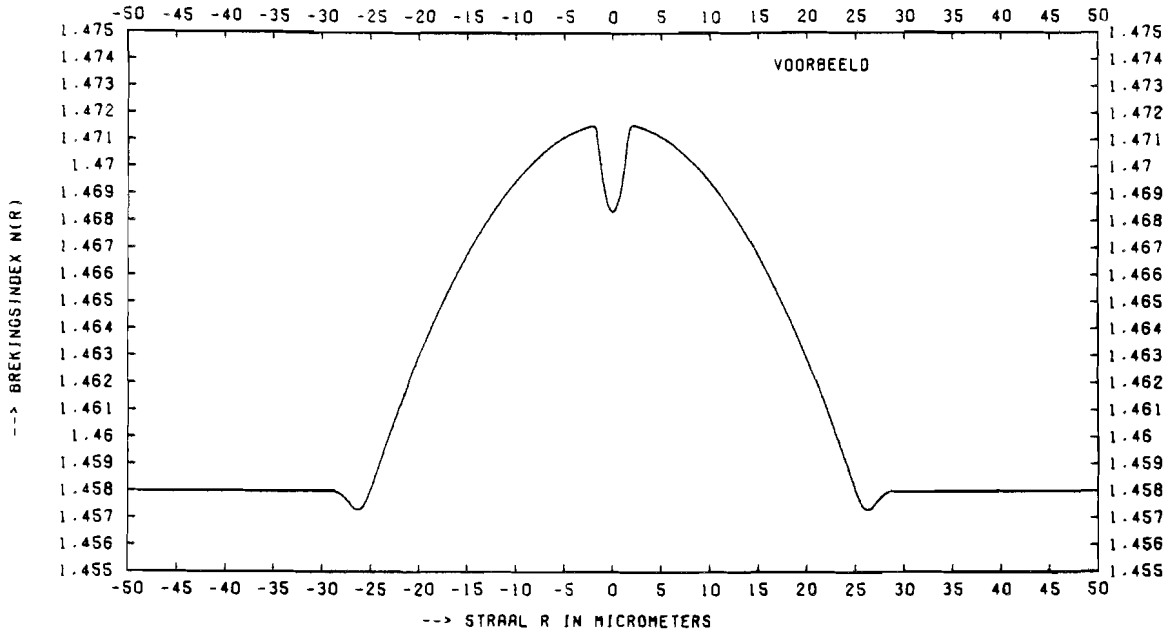


Fig. 29: Het brekingsindex-profiel voorbeeld.

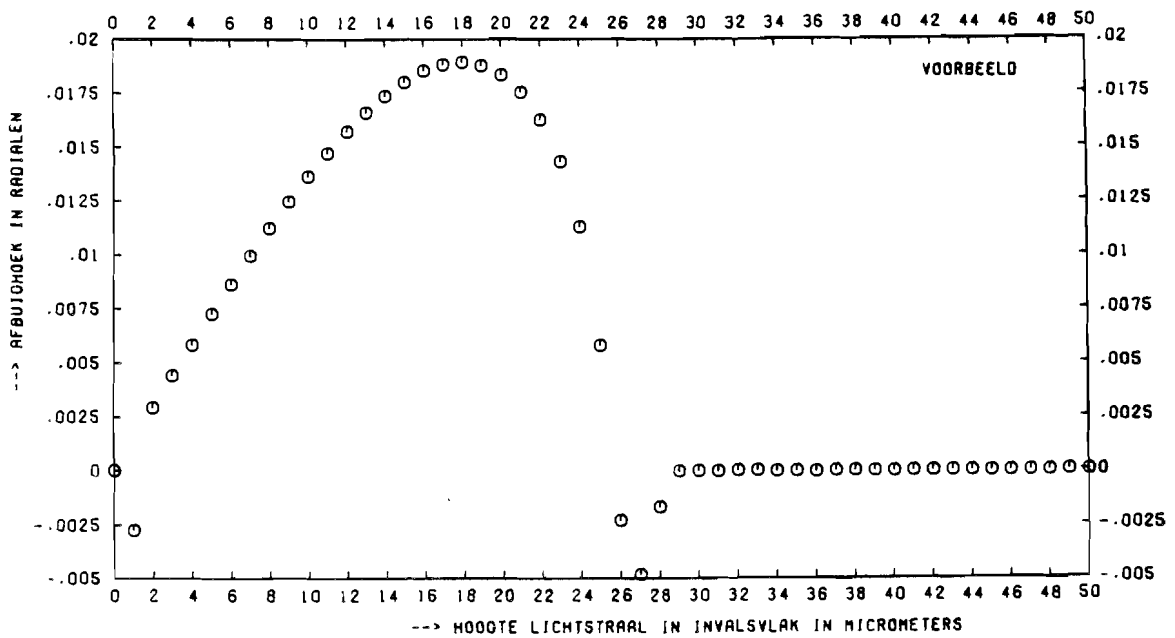


Fig. 30: Hoekafbuiging van lichtstralen door het brekingsindex-profiel voorbeeld.

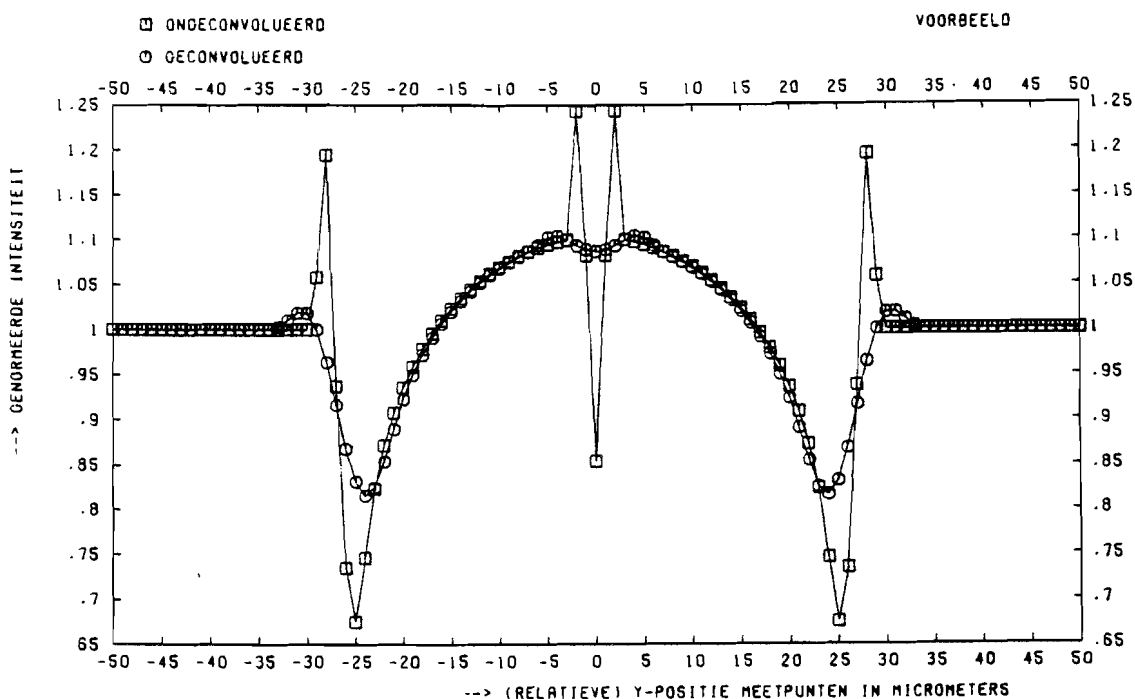


Fig. 31: De intensiteitsverdelingen $\tilde{I}_0(k' \cdot 1\mu\text{m})$ (ongeconvolueerd) en $\tilde{I}_{\text{om}}(k \cdot 1\mu\text{m})$ (geconvolueerd) behorende bij het brekingsindex-profiel voorbeeld.

4.3. Toepassing van numerieke simulatie

De mogelijkheid tot numerieke simulatie biedt volop gelegenheid tot het analyseren van de meetmethode. Door verschillende simulaties uit te voeren kunnen we o.a. inzicht krijgen in:

- de invloed van de kwantisatie van het lichtvermogen in het invalsvlak op de nauwkeurigheid van de berekende benadering van de intensiteitsverdeling m.b.t. het theoretische model;
- de invloed van een misaanpassing van de brekingsindex van de vloeistof aan die van de mantel op de intensiteitsverdeling;
- de invloed van het niet transversaal invallen van lichtstralen op de glasvezel (zie appendix A);
- de gevoeligheid van de intensiteitsverdeling voor een verandering in de afstand van het observatievlak tot de vezel-as;
- en last but not least de gevoeligheid van de meetmethode: welke verandering treedt op in de intensiteitsverdeling bij een bepaalde verandering in het brekingsindex-profiel.

Om deze toepassingsmogelijkheden te illustreren zullen we nagaan wat de invloed op de intensiteitsverdeling is van een kleine misaanpassing van de brekingsindex van de vloeistof aan die van de mantel. Hiertoe vergelijken we intensiteitsverdelingen die we in de vorige paragraaf gevonden hebben, met de intensiteitsverdelingen behorende bij hetzelfde brekingsindex-profiel voor de glasvezel, maar met een brekingsindex van de vloeistof $n_{cl} = 1.456$. De misaanpassing bedraagt zodoende $\Delta n = n_{cl} - n_{liq} = -0.002$. In fig. 32 zijn de beide intensiteitsverdelingen $\tilde{I}_o(k \cdot 1 \mu m)$ en $\tilde{I}_{om}(k \cdot 1 \mu m)$ weergegeven voor de situatie met de misaanpassing. Anders dan in fig. 31 zijn de intensiteitsverdelingen hier weergegeven over een interval van $200 \mu m$. We zien dat de stap in de brekingsindex bij de vloeistof-mantel overgang een grote invloed heeft op de intensiteitsverdeling rond de positie die overeenkomt met de buitenstraal van de mantel $62.5 \mu m$. De invloed op de intensiteitsverdeling achter de kern van de glasvezel is echter gering.

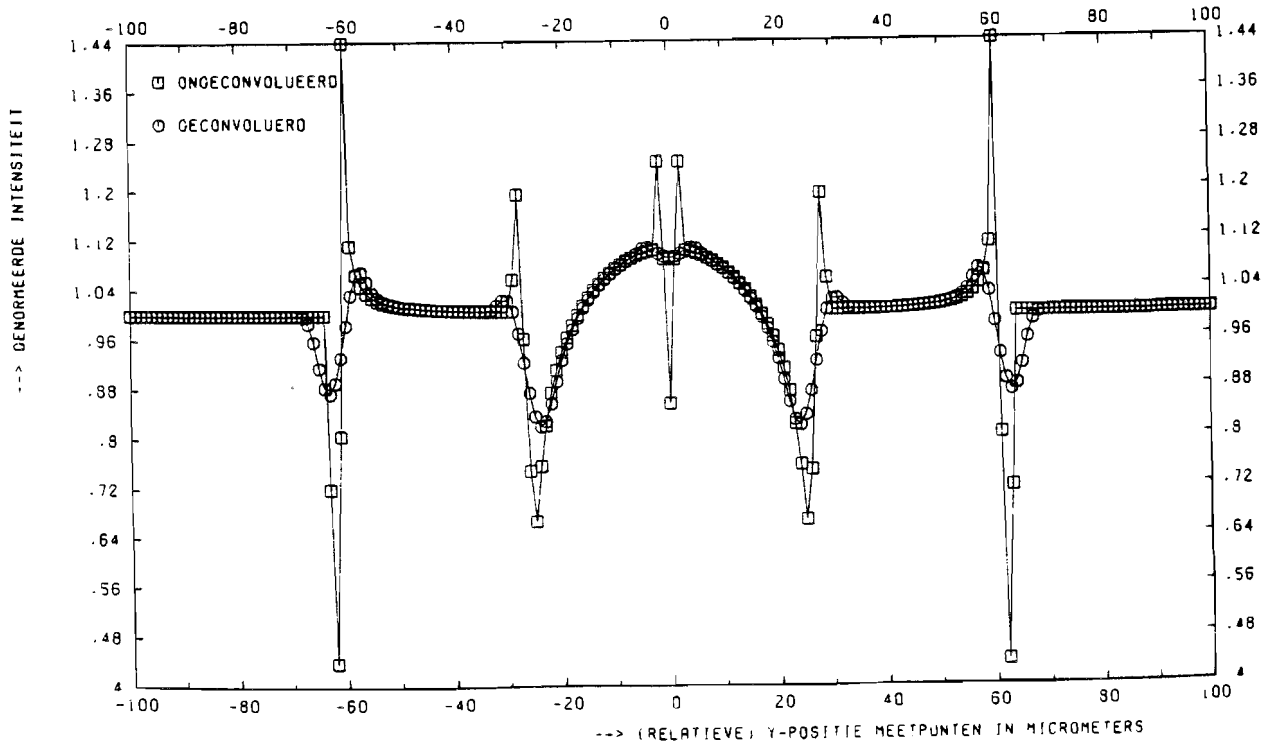


Fig. 32: Intensiteitsverdelingen behorende bij het brekingsindex-profiel "voorbeeld" met een misaanpassing: $n_{cl} = 1.456$.

In fig. 33 zijn de verschillen in genormeerde intensiteit weergegeven van de geconvolueerde intensiteitsverdeling in fig. 32 met die in fig. 31. Deze laatste grafiek is daartoe eerst uitgebreid tot het interval tussen -100 en 100 μm . We zien dat in het interval achter de kern van de glasvezel met $r < 30 \mu\text{m}$ de afwijking in de lichtintensiteit ten gevolge van de misaanpassing varieert tussen ca. +0.15% en +0.55%. Deze afwijking ligt iets boven het niveau van de ruis in onze meetopstelling, zie paragraaf 3.4.

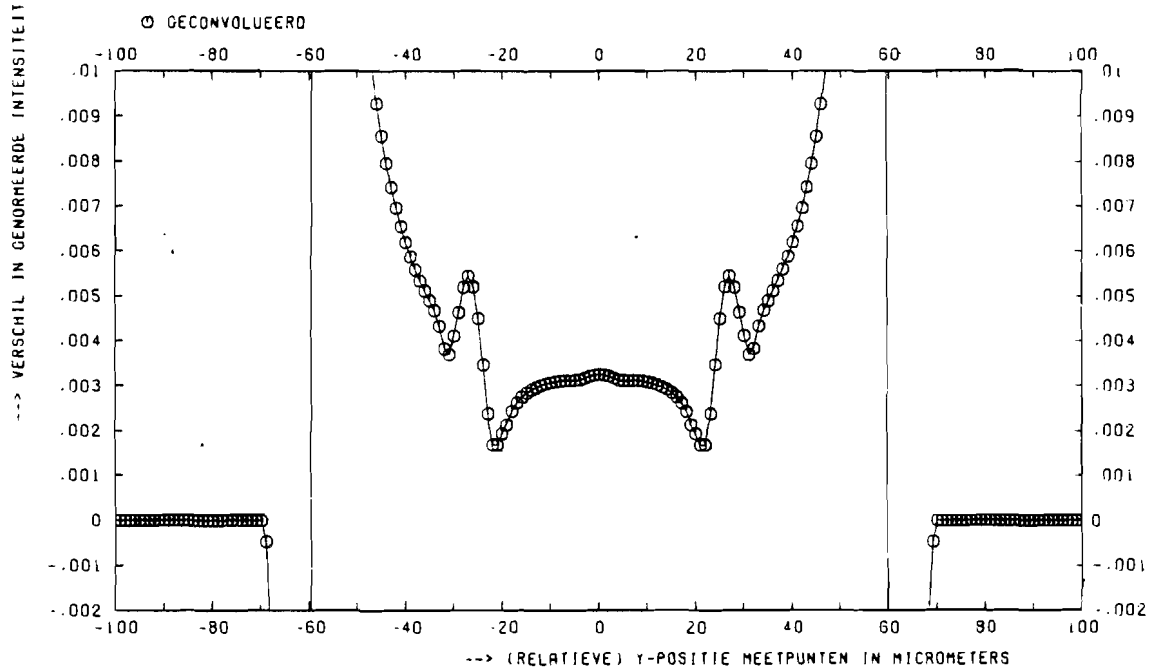


Fig. 33: Verschil in de geconvolueerde intensiteitsverdeling weergegeven in fig. 32 met die in fig. 31.

5. HET VERWERKEN VAN MEETRESULTATEN KWALITATIEF

5.1. Meetresultaten

Met de meetopstelling die in hoofdstuk 3 besproken is hebben we enkele kwalitatieve metingen gedaan aan een multimodus-glasvezel. Van deze glasvezel waren geen gegevens bekend. Met de detectievezel hebben we enkele intensiteitsverdelingen gescand op verschillende afstanden L achter de glasvezel. Met een meetmicroscop konden de detectievezel en de glasvezel ondergedompeld in de index-matching vloeistof bekeken worden. Op de plaats waar gemeten werd was de detectievezel niet zichtbaar omdat er aan de mantel in de vloeistof niet of nauwelijks lichtreflectie optreedt. Iets naast de plaats waar gemeten werd kon de detectievezel wel waargenomen worden omdat daar de coating van de glasvezel nog niet verwijderd was. De diameter van de glasvezel incl. coating werd bepaald op $132 \pm 2 \mu\text{m}$. De eerste meting werd gedaan met de detectievezel zo dicht mogelijk tegen de glasvezel zonder deze te bewegen op een afstand achter de as van de glasvezel $L_0 = 66 \pm 3 \mu\text{m}$. Fig. 34a geeft het resultaat van deze meting. Vervolgens werden ook metingen gedaan aan dezelfde doorsnede van de glasvezel op grotere afstanden, nl. $L=L_0 + 50 \mu\text{m}$ (fig. 34b), $L=L_0 + 100 \mu\text{m}$ (fig. 34c), $L=L_0 + 150 \mu\text{m}$ (fig. 34d) en $L=L_0 + 200 \mu\text{m}$ (fig. 34e). In de grafieken is steeds de gemeten intensiteitsverdeling weergegeven, genormeerd op het gemiddelde. Het meetgebied strekte zich uit over $400 \mu\text{m}$, aan beide zijden ruim buiten de afmeting van de glasvezel. De fluctuaties in de intensiteitsverdelingen op de plaatsen rond ± 70 micrometer worden veroorzaakt door de vloeistof-mantel overgang. De invloed van de kern op de lichtvoortplanting is duidelijk zichtbaar rond de centrale positie. De ruis bleef tijdens de metingen ruim onder de 1% van de gemiddelde intensiteit. Het vlakke verloop van de intensiteit links en rechts van de glasvezel laat zien dat de invloed van de ruis niet groot is. Tevens laat dit zien dat de ongestoorde intensiteitsverdeling goed constant is.

Wat opvalt is dat de meetresultaten niet symmetrisch zijn. Dit wordt veroorzaakt door de hoekafhankelijke inkoppel-efficiëntie van de detectievezel, waarop in paragraaf 3.2 is gewezen. Door de onderlinge opstelling van de LED en de glasvezel met de detectievezel te veranderen kon de a-symmetrie sterk beïnvloed worden. Het meetresultaat kon ook tegengesteld "scheef" gemaakt worden. Het theoretische model in hoofdstuk 2 gaat uit van een cilinder-symmetrisch brekingsindex-profiel $n(r)$ en dit geeft altijd een symmetrische intensiteitsverdeling. Bij een praktische vezel kan een a-symmetrisch intensiteitsverloop ook veroorzaakt worden door een niet cilinder-symmetrisch brekingsindex-profiel.

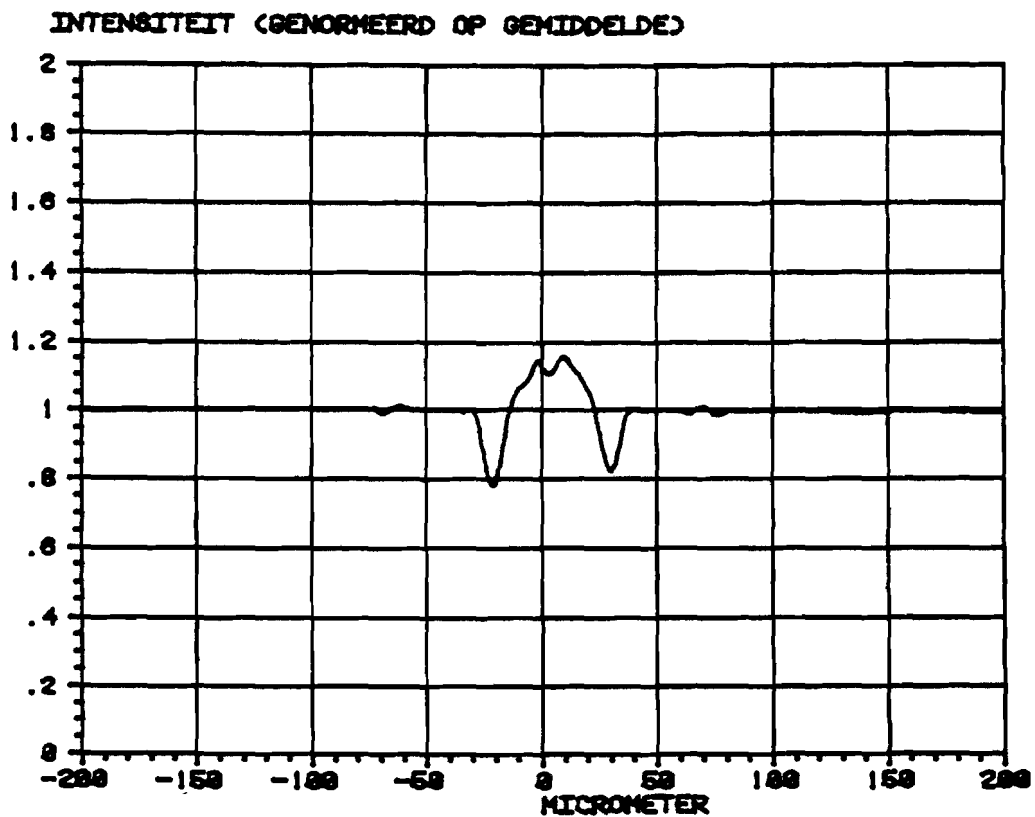


Fig. 34a: $L=L_0 \approx 66 \mu\text{m}$

Fig. 34: Intensiteitsverdelingen gemeten aan dezelfde doorsnede van een glasvezel op verschillende afstanden achter de glasvezel (zie ook volgende bladzijden).

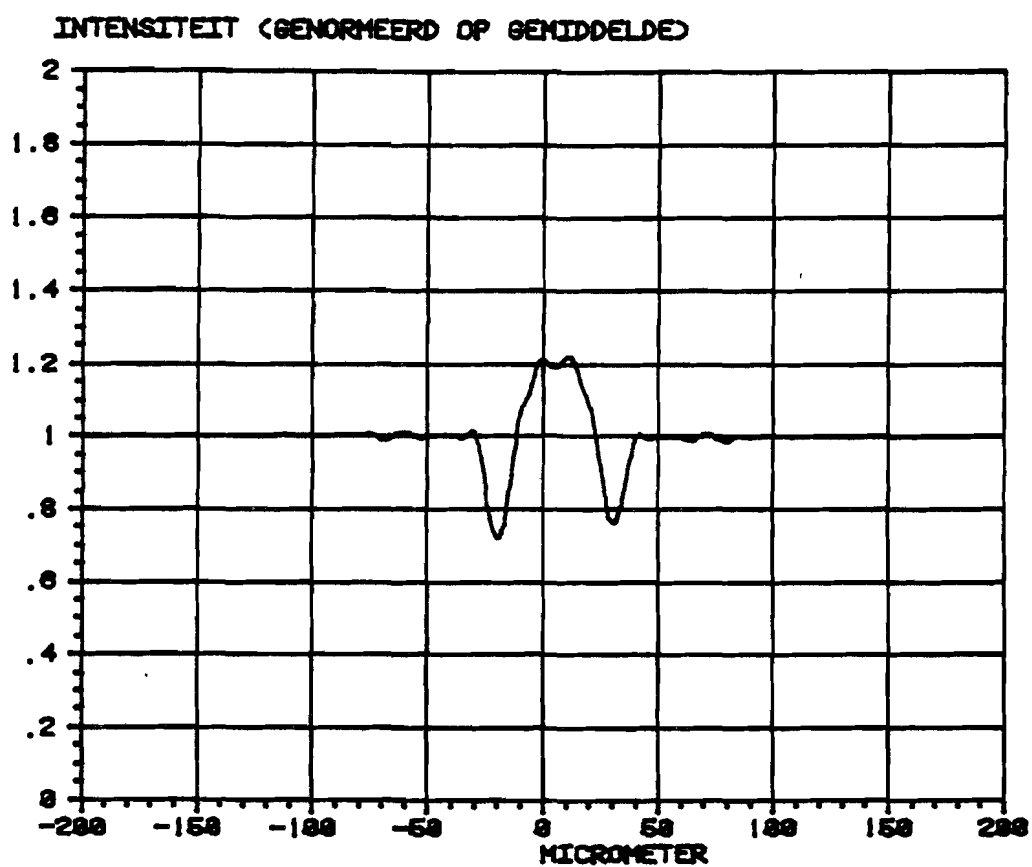


Fig. 34b: $L=L_0+50 \mu\text{m}$.

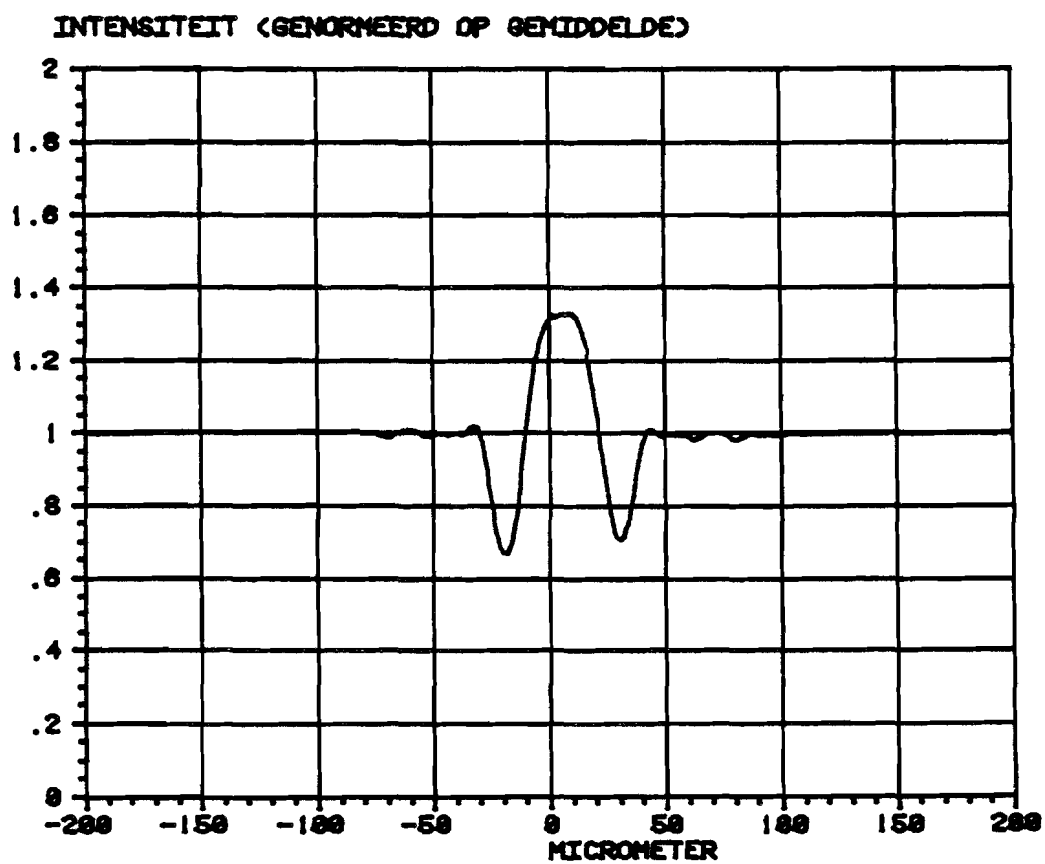


Fig. 34c: $L=L_0+100 \mu\text{m}$ (zie volgende bladzijde).

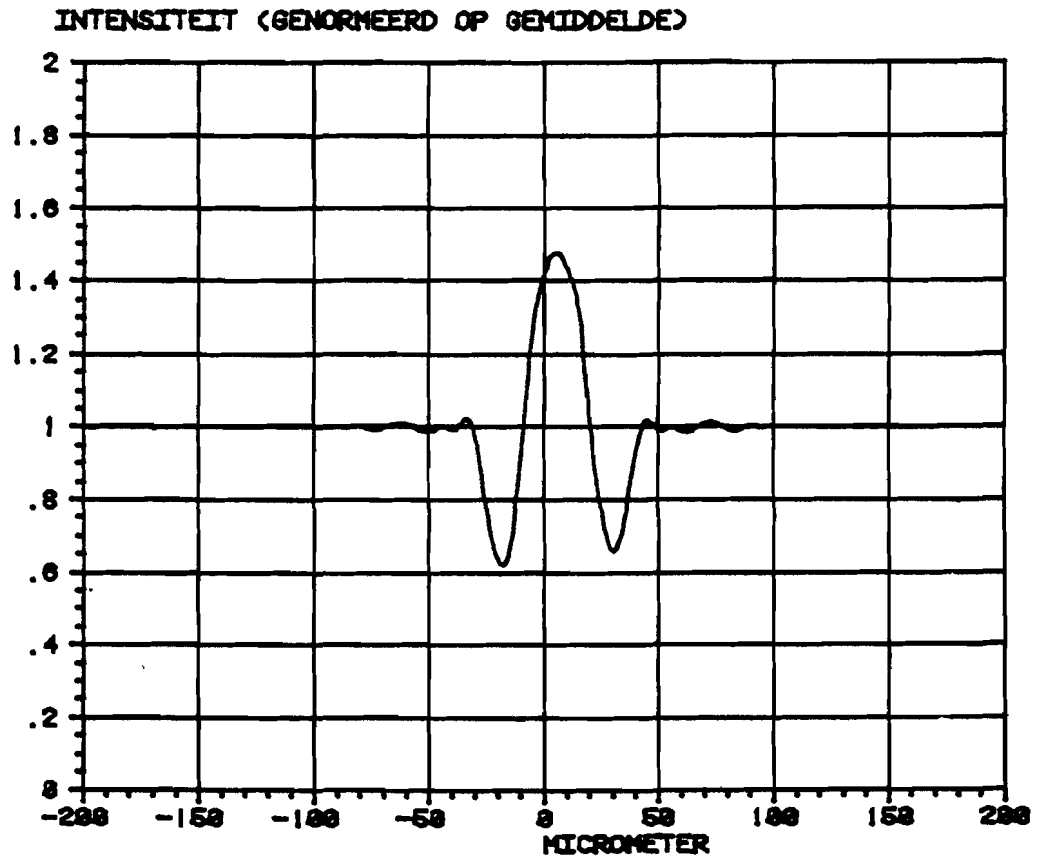


Fig. 34d: $L=L_0+150 \mu\text{m}$.

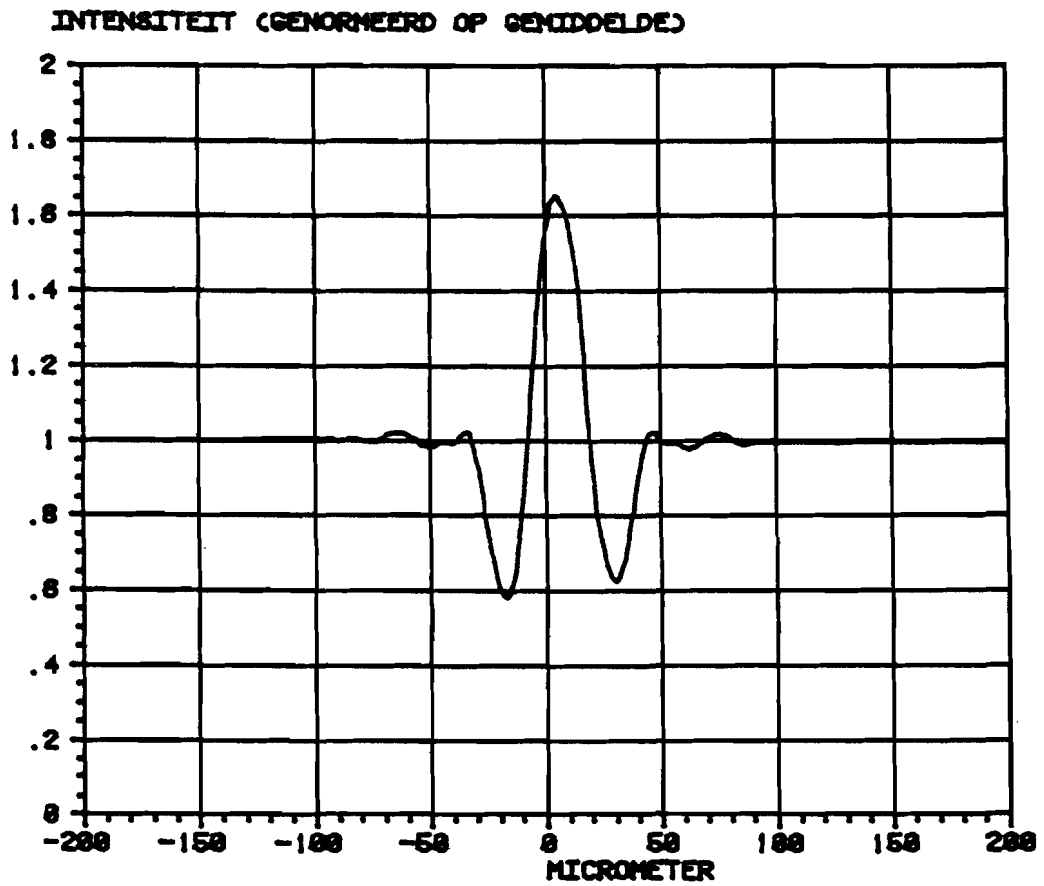


Fig. 34e: $L=L_0+200 \mu\text{m}$

5.2. Indirecte verwerkingsmethode

In het vorige hoofdstuk hebben we laten zien hoe we uitgaande van een bekend brekingsindex-profiel de intensiteitsverdeling in het observatievlak numeriek kunnen berekenen. Bij het verwerken van meetresultaten moeten we de omgekeerde weg bewandelen. Uitgaande van een gemeten intensiteitsverdeling in het observatievlak moeten we het brekingsindex-profiel reconstrueren. Zonder nieuwe benaderingen in het model van lichtvermogensoverdracht door een glasvezel, zoals in [6], is de inverse transformatie niet eenvoudig te vinden. We zullen in deze paragraaf daarom een indirecte verwerkingsmethode behandelen, waarbij we gebruik maken van de mogelijkheid tot simulatie. De gemeten intensiteitsverdeling $I_{om}(k \cdot sy)$ strekt zich uit van $-K < k < K$.

Bij het verwerken van meetresultaten maken we gebruik van de numerieke procedure MINIFUN, aanwezig in een procedure-bibliotheek van de B7900 mainframe computer van de THE [16]. Dit is een algemene procedure voor het oplossen van niet-lineaire minimaliseringproblemen. Met deze procedure laten we de computer vele simulaties uitvoeren. Dit houdt in dat bij vele brekingsindex-profielen de intensiteitsverdeling $\tilde{I}_{om}(k \cdot sy)$ berekend wordt. Deze berekende intensiteitsverdeling wordt steeds vergeleken met de gemeten intensiteitsverdeling $I_{om}(k \cdot sy)$ op basis van de object-functie:

$$G \triangleq \sum_{k=-K}^K [\tilde{I}_{om}(k \cdot sy) - I_{om}(k \cdot sy)]^2 \quad (54)$$

De procedure MINIFUN zoekt gericht naar het brekingsindex-profiel dat de object-functie G minimaal maakt. Dit zoeken vindt plaats in een parameter-ruimte opgespannen door bepaalde parameters. Deze minimaliseringparameters moeten opgegeven worden. Bij het verwerkingsprogramma dat geschreven is hebben we gekozen voor de volgende minimaliseringparameters:

- de relatieve positie Δy van het punt met $y=0$ in het observatievlak t.o.v. het centrale meetpunt met $k=0$;

- uitgaande van een opdeling van de kern van de glasvezel in 10 ringen hebben we de waarde van de brekingsindex op 20 plaatsen als parameter meegegeven. Deze plaatsen liggen op de buitenstraal van iedere ring van de kern en in het midden van iedere ring van de kern, zie fig. 35.

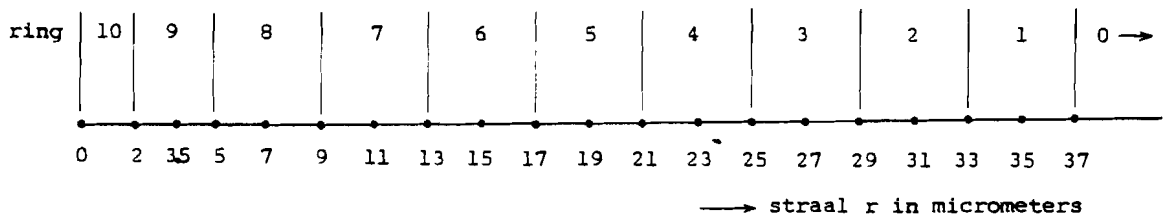


Fig. 35: De opdeling in ringen van de glasvezel en de plaatsen waar de brekingsindex als minimaliseringsparameter is gegeven.

We zien dat in de binnenste ring, ring-10, op twee plaatsen incl. de buitenstraal een waarde van de brekingsindex gegeven is. Hiermee kunnen de coëfficiënten c_{010} en c_{110} berekend worden. Voor de overige 9 ringen van de kern zijn steeds op 3 plaatsen incl. de binnen en buitenstraal de brekingsindex-waarden gegeven. Hiermee kunnen voor iedere ring de coëfficiënten c_{0i} , c_{1i} en c_{2i} eenduidig berekend worden. De brekingsindex van de mantel is gelijk aan de brekingsindex in het punt $r=R_1$. De brekingsindex van de vloeistof beschouwen we als een vaste waarde, bepaald door de meet situatie. We hebben het verwerkingsprogramma toegepast op de meting weergegeven in fig. 34a, beperkt tot het gedeelte tussen -100 micrometer en +100 micrometer. Het resultaat van het verwerkings-programma na 300 iteratieslagen is het brekingsindex-profiel weergegeven in fig. 36. In tabel 3 staan de parameters die dit brekingsindex-profiel beschrijven. In fig. 37 zijn zowel de gemeten intensiteitsverdeling weergegeven als de berekende intensiteitsverdeling behorende bij het brekingsindex-profiel van tabel 3 en fig. 36.

Tabel 3: brekingsindex-profiel als resultaat na het verwerken van meting weergegeven in fig. 34a.

FOCUSEERMETHODE: GEOMETRIE EN BREKINGSINDEXPROFIEL

RESULTAAT BIJ METING: OVEMBER1984

	BUITENSTRAAL (MICROMETER)	PARAMETERS BREKINGSINDEXPROFIEL			BREKINGSINDEX BUITEN - BINNEN
		C0	C1	C2	
VLOEISTOF		2.126E+00			1.4580 - 1.4580
MANTEL	62.50	2.126E+00	0.	0.	1.4580 - 1.4580
KERN RING 1	37.00	1.727E+00	1.597E-04	2.460E+02	1.4580 - 1.4585
KERN RING 2	33.00	1.694E+00	2.275E-04	2.018E+02	1.4585 - 1.4579
KERN RING 3	29.00	1.771E+00	2.229E-04	1.400E+02	1.4579 - 1.4611
KERN RING 4	25.00	1.949E+00	1.445E-04	5.985E+01	1.4611 - 1.4657
KERN RING 5	21.00	2.084E+00	6.597E-05	1.553E+01	1.4657 - 1.4686
KERN RING 6	17.00	2.108E+00	7.741E-05	7.616E+00	1.4686 - 1.4718
KERN RING 7	13.00	2.093E+00	2.671E-04	4.678E+00	1.4718 - 1.4740
KERN RING 8	9.00	2.157E+00	1.430E-04	3.233E-01	1.4740 - 1.4743
KERN RING 9	5.00	2.155E+00	6.511E-04	5.642E-02	1.4743 - 1.4737
KERN RING10	2.00	2.170E+00	4.556E-04	0.	1.4737 - 1.4731

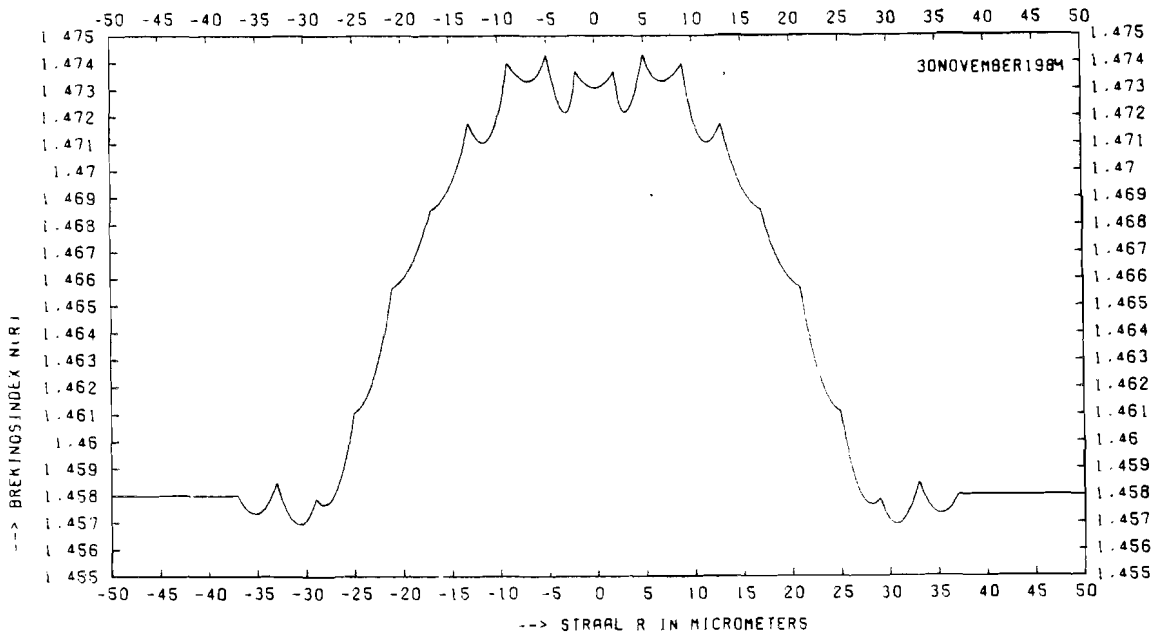


Fig. 36: brekingsindex-profiel behorend bij tabel 3.

We zien dat het brekingsindex-profiel dat als resultaat gegeven wordt zeer grillig verloopt. Min of meer toevallig verloopt het brekingsindex-profiel in iedere ring als een functie met een minimum. Bij het verwerken van andere meetseries met een ander puntbeeld kwamen er ook stukken van functies met een maximum in diverse ringen voor. De minimaliseringsprocedure is hier waarschijnlijk de richting van een lokaal minimum opgegaan. Het gevonden brekingsindex-profiel heeft een bepaald periodiek verloop met een periode die overeenkomt met de breedte van een ring. Dit geeft aanleiding tot sterke fluctuaties in de ongeconvolveerde intensiteitsverdeling met ongeveer dezelfde periode. Door convolutie met het brede puntbeeld worden deze hoge "frequentie"-componenten (in de plaatsruimte) eruit gefilterd. De geconvolveerde intensiteitsverdeling verloopt glad, zoals uit fig. 37 blijkt. Het genereren van deze hoge "frequentie"-componenten wordt gestimuleerd door de gelijkmatige verdeling van de punten waar de brekingsindex als minimaliseringsparameter is gekozen.

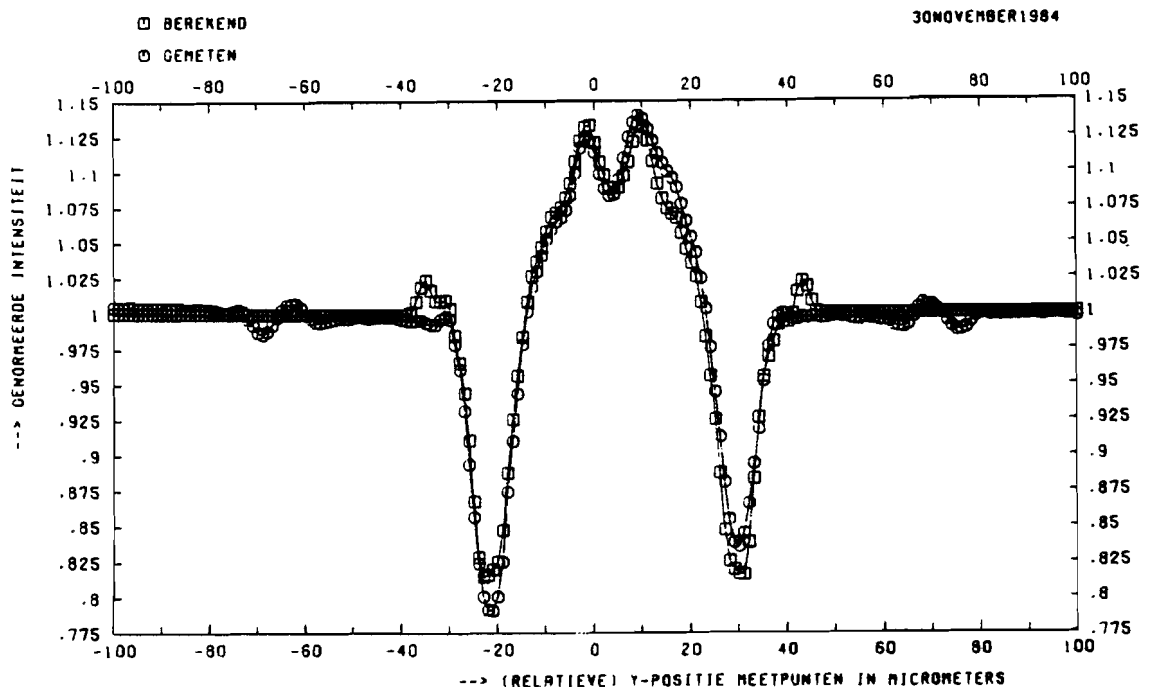


Fig. 36: De gemeten intensiteitsverdeling (identiek aan fig. 34a) en de intensiteitsverdeling berekend voor het brekingsindex-profiel van tabel 3.

Enkele problemen waaraan bij het verwerken van meetresultaten aandacht besteed kan worden zijn:

- de gemeten intensiteitsverdeling is niet symmetrisch, de berekende altijd wel;
- Als we de intensiteitsverdeling normeren op de waarde die buiten de afmetingen van de glasvezel heerst, dan vinden we een gemiddelde intensiteit die iets kleiner is dan 1. Er gaat lichtvermogen verloren. Dit kan veroorzaakt worden door een geringe reflectie aan of absorptie in de glasvezel. Ook de hoekafhankelijkheid van de inkoppel-efficiëntie speelt een rol.
- enerzijds het voorkomen van de eerder genoemde hoge "frequentie"-componenten, anderzijds de gevoeligheid voor echte variaties in het brekingsindex-profiel niet beperken.

Al met al hebben we met deze indirecte verwerkings-methode nog geen bevredigende resultaten verkregen. Nader onderzoek zal nodig zijn om te bekijken hoe hoe betrouwbaar informatie omtrent het brekingsindex-profiel uit de gemeten intensiteitsverdeling gehaald kan worden. Een goede mogelijkheid om de nauwkeurigheid en specificiteit van de verwerkings-procedure te onderzoeken wordt geboden samen met het simulatie-programma. We kunnen eerst uitgaande van een bekend brekingsindex-profiel een gemeten intensiteitsverdeling simuleren. Vervolgens kunnen we het verwerkings-programma loslaten op de intensiteitsverdeling om een brekingsindex-profiel terug te krijgen. We kunnen dan direct bepalen hoe goed dit brekingsindex-profiel het oorspronkelijke benadert.

6. CONCLUSIES

De meetresultaten in paragraaf 5.1 laten zien dat de verstoring van de intensiteitsverdeling door een glasvezel goed waargenomen kunnen worden. De signaal-ruisverhouding en de reproduceerbaarheid waren goed. Dit biedt goede vooruitzichten voor de bruikbaarheid van deze meetmethode voor het bepalen van een brekingsindex-profiel.

Zoals uit de resultaten van de numerieke simulatie in paragraaf 4.2 duidelijk naar voren komt, gaat veel van de informatie die de fluctuaties in de intensiteitsverdeling bieden verloren door de convolutie met het puntbeeld van de detectievezel. T.o.v. de diameter van de kern van de te onderzoeken glasvezel is de diameter van de apertuur van het detectie-systeem relatief groot. Het is daarom wenselijk een detectie-systeem met een kleinere apertuur te gebruiken. Hierbij zou tegelijkertijd aandacht besteed kunnen worden aan het probleem van de hoek-afhankelijkheid in de detectie-efficiëntie, zoals weergegeven in paragraaf 3.2.

Het simulatie-programma biedt goede mogelijkheden de meetmethode nader te analyseren. Zo is het goed mogelijk te onderzoeken welke invloed een bepaalde verandering in het brekingsindex-profiel heeft op de intensiteitsverdeling. Het gebruik van numerieke simulaties in een indirect verwerkings-programma heeft nog geen bevredigende resultaten opgeleverd. Een nadeel van deze verwerkingsmethode is dat zij veel computer-rekentijd kost. De wijze van verwerken van meetresultaten moet nog nader onderzocht worden. Hierbij zou misschien gezocht kunnen worden naar een directe verwerkingsmethode die een transformatie van de intensiteitsverdeling naar het brekingsindex-profiel kan uitvoeren.

LITERATUUR

- [1] J.W. Brogt,
"Haalbaarheidsstudie Europees glasvezelnet",
PT/aktueel, nr. 7, p. 7, 23 februari 1985.
- [2] E.G. Rawson, R.M. Metcalfe,
"Fibernet: Multimode Optical Fibers for Local Computer Networks"
IEEE Trans. on comm., Vol. COM-26, pp. 983-990, july 1978.
- [3] P. Mossman,
"Components for optical fibre systems",
GEC Journal of Research, Vol. 2, pp. 112-118, No. 2, 1984.
- [4] D. Rosenberger,
"Microoptic Passive Devices for Multimode Optical Fiber",
Siemens Forsch.- und Entwickl.-Ber.,
Bd. 8, pp. 125-129, Nr. 3, 1979.
- [5] Y. Kokubun, K. Iga,
"Precise Measurement of the Refractive Index Profile of Optical
Fibers by a Nondestructive Interference Method",
The Trans. of the IECE of Japan,
Vol. E 60, pp. 702-707, No. 12 december 1977.
- [6] D. Marcuse,
Principles of optical fiber measurements.
New York: Academic Press, 1981.
- [7] M. Born, E. Wolf,
Principles of Optics, third (revised) edition.
Oxford: Pergamon Press, 1965.
- [8] W.J. Stewart,
"Optical Fiber and Preform Profiling Technology",
IEEE trans. on microw. th. and techn.,
Vol. MTT-30, pp. 1439-1454, october 1982.

- [9] H.P. Baltés,
Inverse Scattering Problems in Optics,
Berlin: Springer-Verlag, 1980.
- [10] B.J. Hoenders,
Investigations on the reconstruction problem in
electron microscopy.
proefschrift Rijksuniversiteit Groningen, 1972.
- [11] J. van der Plaats, W. van Etten,
Glasvezelcommunicatie,
collegedictaat THE, nr. 5.008, december 1981.
- [12] I. Fanderlik,
Optical properties of glass.
Amsterdam: Elsevier, 1983.
- [13] O.V. Mazurin, M.V. Streltsina, T.P. Shvaiko-Shvaikovskaya,
Handbook of glass data,
part A: silica glass and binary silicate glasses.
Amsterdam: Elsevier, 1983.
- [14] TEK SPS BASIC V02/V02XM,
System software, instruction manual.
Beaverton: Tektronix, Inc. jan. 1980.
- [15] H.J. Butterweck, L.R.G. Versfeld,
Grondslagen van de moderne optica,
collegedictaat THE, nr. 5.010, november 1980.
- [16] R.C. Informatie PP-5.4.
Niet-lineaire minimalisering met niet lineaire beperkingen,
Rekencentrum Technische Hogeschool Eindhoven, oktober 1980.
- [17] I.S. Gradshteyn, I.M. Ryzhik,
Table of integrals, series and products.
New York: Academic press, 1980.

Appendix A: BAANVERGELIJKING VAN LICHTSTRALEN IN EEN MEDIUM MET
BREKINGSINDEX-PROFIEL $n^2(r) = c_0 + c_1 \cdot r^2 + c_2 \cdot r^{-2}$

Bij het afleiden van de baanvergelijking van lichtstralen gaan we uit van de eikonaalvergelijking

$$\|\nabla S\|^2 = n^2 \quad (\text{A.1})$$

Deze vergelijking kan afgeleid worden uit de Maxwell-vergelijkingen onder de aanname van harmonische tijdafhankelijkheid van het beschouwde golfverschijnsel, en onder de benaderingen dat de amplitude van het veld en de brekingsindex n relatief weinig veranderen over afstanden van de orde van grootte van een golflengte [11]. De grootheid S beschrijft de fase van het golfverschijnsel uitgedrukt in golflengtes, als functie van de plaats. Vlakken waarop $S(x,y,z)$ constant is zijn equifasevlakken.

In een medium met een cilindrisch-symmetrische structuur hangt de brekingsindex alleen af van de afstand tot de cilinder-as: $n=n(r)$. We beschouwen een assenstelsel waarvan de X -as samenvalt met de cilinder-as. Coördinaten in een transversaal vlak geven we aan in poolcoördinaten r en ϕ .

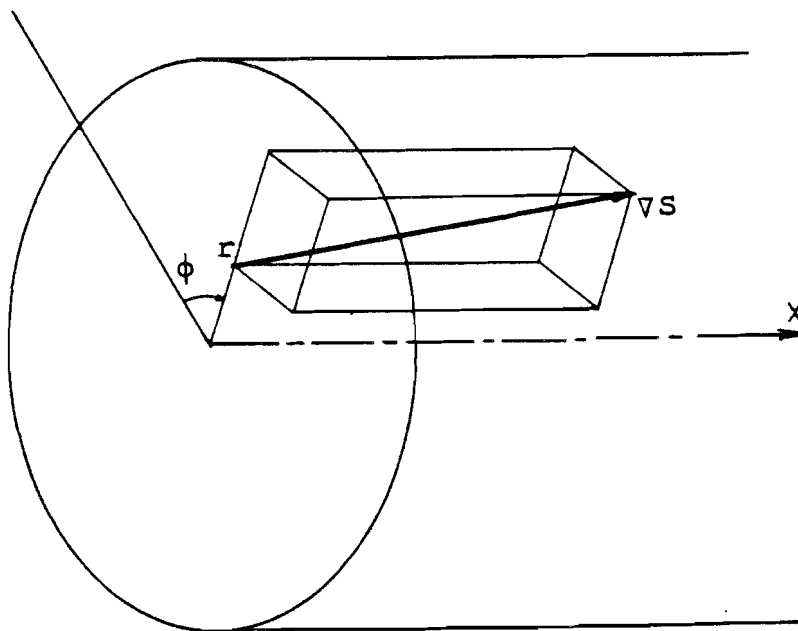


Fig A.1: Een lichtstraalvector ∇S in het punt (r, ϕ) van een cilindrisch symmetrische structuur.

Oplossingen van (A.1) kunnen in het bovengenoemde geval geschreven worden als

$$S(x, r, \phi) = gx + \int p(r) dr + ha\phi \quad (\text{A.2})$$

met

$$p(r) = \pm \sqrt{[n^2(r) - g^2 - h^2(a/r)^2]} \quad (\text{A.3})$$

Hierin zijn g en h dimensieloze constanten die een bepaalde stralencongruentie karakteriseren. a is een te kiezen normeringsfactor met de dimensie lengte.

De richting van de lichtstraal in een punt (x, r, ϕ) valt samen met de richting van ∇S zie fig. A.1. Uit (A.2) volgt

$$\nabla S = \vec{a}_x \cdot g + \vec{a}_r \cdot p(r) + \vec{a}_\phi \cdot h \frac{a}{r} \quad (\text{A.4})$$

We beschouwen nu lichtstralen in vlakken loodrecht op de cilinder-as. Hiervoor geldt $g=0$. Voor het gemak zullen we de grootte van a gelijk aan 1 nemen, $a=1$. De differentiaalvergelijking van de baan voor deze lichtstralen wordt gegeven door

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi} = \frac{p(r)}{h/r} = \frac{\pm \sqrt{[n^2(r) - (h/r)^2]}}{h/r} \quad (\text{A.5})$$

Verder beperken we ons tot een medium met een brekingsindex-profiel gegeven door

$$n^2(r) = c_0 + c_1 \cdot r^2 + c_2 \cdot r^{-2}, \quad R_1 < r < R_2 \quad (\text{A.6})$$

met c_0 , c_1 en c_2 constanten. In zijn algemeenheid is dit voorschrift beperkt tot een ringvormig, cilindrisch deel van de ruimte.

Substitutie van (A.6) in (A.5) geeft de volgende differentiaalvergelijking voor de baan van een lichtstraal

$$\frac{d\phi}{dr} = \pm \frac{h}{r \sqrt{[c_1 r^4 + c_0 r^2 + c_2 - h^2]}} \quad (\text{A.7})$$

Dit leidt tot een analytisch oplosbare integraalvergelijking voor ϕ als functie van r [17]:

$$\phi = \pm \frac{h}{2} \int \frac{dr^2}{r^2 \sqrt{[c_1 r^4 + c_0 r^2 + c_2 - h^2]}} \quad (\text{A.8})$$

Bij het oplossen van deze onbepaalde integraal kan ϕ bepaald worden tot op een integratieconstante na, de referentiehoek ϕ_{ref} .

De hierna volgende oplossingen zijn geldig voor het \pm -teken in (A.8). Dit vormt geen beperking voor de oplossing, als we ermee rekening houden dat de baan van een lichtstraal een symmetrie-as heeft. We onderscheiden de oplossingen van (A.8) in verschillende gevallen.

$h^2 - c_2 > 0$:

$$\phi - \phi_{\text{ref}} = \frac{h}{2\sqrt{[h^2 - c_2]}} \arcsin \left[\frac{c_0 r^2 - 2(h^2 - c_2)}{r^2 \sqrt{[c_0^2 + 4(h^2 - c_2)c_1]}} \right] \quad (\text{A.9a})$$

$h^2 - c_2 = 0$:

$$\phi - \phi_{\text{ref}} = \frac{-h}{c_0 r^2} \sqrt{[c_1 r^4 + c_0 r^2]} \quad (\text{A.9b})$$

$h^2 - c_2 < 0$:

$$\phi - \phi_{\text{ref}} = \frac{-h}{2\sqrt{[c_2 - h^2]}} \ln \left| \frac{2(c_2 - h^2) + c_0 r^2 + 2\sqrt{[(c_2 - h^2)(c_2 - h^2 + c_0 r^2 + c_1 r^4)]}}{r^2} \right| \quad (\text{A.9c})$$

Deze oplossingen beschrijven de banen van lichtstralen, voorzover deze gelegen zijn in het gebied waarvoor (A.6) geldig is.

Voor bepaalde lichtstralen kunnen we de hoek van de baan ϕ weergeven t.o.v. de hoek in het snijpunt met de symmetrie-as ϕ_s . Dit is het geval als de minimale afstand r_s die de baan van een lichtstraal aanneemt tot de cilinder-as gelegen is in het beschouwde gebied, d.w.z. $r < R_1$, zie fig. A.2.

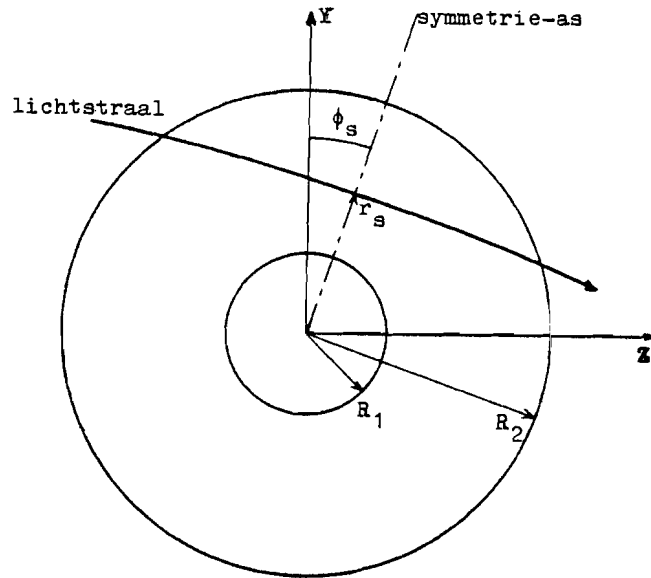


Fig. A.2: De baan van een lichtstraal met symmetrie as.

In het snijpunt (r_s, ϕ_s) van de symmetrie-as met het punt van de baan op minimale afstand van de vezel as geldt $\frac{dr}{d\phi} = 0$. Hieruit volgt met (A.5) en (A.6)

$$c_1 r_s^4 + c_0 r_s^2 + c_2 - h^2 = 0 \quad (\text{A.10})$$

Gebruikmakend van deze relatie kunnen we in de verschillende gevallen de volgende baanvergelijkingen afleiden:

$h^2 - c_2 > 0$:

$$\phi - \phi_s = \frac{h}{2\sqrt{h^2 - c_2}} \left\{ \arcsin \left[\frac{c_0 r^2 - 2(h^2 - c_2)}{r^2 \sqrt{c_0^2 + 4(h^2 - c_2)c_1}} \right] + \frac{\pi}{2} \right\} \quad (\text{A.11a})$$

$h^2 - c_2 = 0$:

$$\phi - \phi_s = \frac{-h}{c_0 r^2} \sqrt{c_1 r^4 + c_0 r^2} \quad (\text{A.11b})$$

$h^2 - c_2 < 0$:

$$\phi - \phi_s = \frac{-h}{2\sqrt{c_2 - h^2}} \ln \left[\frac{2(c_2 - h^2) + c_0 r^2 + 2\sqrt{(c_2 - h^2)(c_2 - h^2 + c_0 r^2 + c_1 r^4)}}{-r^2 \sqrt{c_0^2 + 4c_1(h^2 - c_2)}} \right] \quad (\text{A.11c})$$

In het speciale geval van een constante brekingsindex $n_c = \sqrt{c_0}$, met $c_1 = 0$ en $c_2 = 0$ gaat (A.11a) over in

$$\phi - \phi_s = \arccos\left[\frac{h}{rn_c}\right] \quad (\text{A.11d})$$

Dit is de vergelijking van een rechte lijn, zoals te verwachten is.

De bovenstaande baanvergelijkingen zijn afgeleid voor lichtstralen in transversale vlakken met $g=0$. Deze oplossingen kunnen echter ook gebruikt worden voor het verloop van de projectie van de banen van lichtstralen met $g \neq 0$ op een transversaal vlak. De differentiaalvergelijking hiervoor wordt gegeven door

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi} = \frac{p(r)}{h/r} = \frac{\pm \sqrt{[n'^2(r) - (h/r)^2]}}{h/r} \quad (\text{A.12})$$

met

$$n'^2(r) = n^2(r) - g^2 \quad (\text{A.13})$$

Dit is dezelfde differentiaalvergelijking als die voor een lichtstraal in een transversaal vlak, zie vgl. (A.5), behoudens aanpassing van het brekingsindex-profiel volgens (A.13). Dit komt neer op het verminderen van de constante c_0 met g^2 .

Appendix B: Beschrijving van numerieke procedure RAYDEFLEKTION

procedure heading:

```
PROCEDURE RAYDEFLEKTION(MRAY, YIN, MRING, RRING, NLIQ, CO, C1, C2,  
                        H, BLIQ, MID, RMIN, RAYANGLE);  
VALUE          MRAY, MRING, NLIQ;  
INTEGER        MRAY, MRING;  
REAL           NLIQ;  
INTEGER ARRAY  MID[*];  
REAL ARRAY     YIN, RRING, CO, C1, C2, H, BLIQ, RMIN, RAYANGLE[*];
```

formele parameters:

In de omschrijving worden ook de symbolen vermeld zoals de overeenkomstige parameters in hoofdstuk 2 zijn weergegeven.

- MRAY bevat bij aanroep het aantal lichtstralen M in de invallende bundel, waarbij de lichtstraal die samenvalt met de Z -as niet is meegeteld.
- YIN array met grenzen $[0:MRAY]$ dat bij aanroep de hoogten boven de Z -as $y_i(j)$ van de lichtstralen in de invallende bundel bevat. Hierbij moet $YIN[0]=0$.
- MRING bevat bij aanroep het aantal ringen N waarin de kern van de glasvezel verdeeld wordt in verband met de beschrijving van het brekingsindex-profiel.
- RRING array met grenzen $[0:MRING]$ dat bij aanroep de buitenstralen van de ringen R_i bevat, waarin de glasvezel is opgedeeld.
- NLIQ bevat bij aanroep de brekingsindex van de vloeistof n_{liq} .
- CO, C1, C2 array's met grenzen $[0:MRING]$ die de coëfficiënten $c_0(i)$, $c_1(i)$ en $c_2(i)$ bevatten, waarmee het brekingsindex-profiel in de verschillende ringen van de glasvezel beschreven wordt. Hierbij moet voldaan zijn aan $C1[0]=0$, $C2[0]=0$ en $C2[MRING]=0$. Tevens moet aan de voorwaarden voldaan zijn voor continuïteit van het brekingsindex-profiel, zie vgl. (5) in paragraaf 2.1.

- H array met grenzen [0:MRAY] dat na uitvoering van de procedure de waarde van de h-parameter van de lichtstralen zal bevatten.
- BLIQ array met grenzen [0:mray] dat na uitvoering van de procedure voor alle lichtstralen de hoek met de buitenrand van de glasvezel β_{liq} bevat. Indien de lichtstraal de glasvezel niet raakt wordt de waarde 0 toegekend.
- MID array met grenzen [0:MRAY] dat na uitvoering van de procedure voor iedere lichtstraal de index van de binnenste doorlopen ring B bevat, of aangeeft dat een lichtstraal de glasvezel niet raakt of totaal gereflekteerd wordt.
MID[J]=-2: lichtstraal J raakt de glasvezel niet;
MID[J]=-1: lichtstraal J wordt totaal gereflekteerd;
MID[J]= 0: lichtstraal J doorloopt alleen de mantel van de glasvezel;
MID[J]= B met $1 < B < MRING$: lichtstraal J heeft ring-B als binnenste doorlopen ring.
- RMIN array met grenzen [0:Mray] dat na uitvoering van de procedure voor iedere lichtstraal de minimale afstand r_s tot de vezel-as bevat.
- RAYANGLE array met grenzen [0:MRAY] dat na uitvoering van de procedure voor iedere lichtstraal de afbuighoek θ_0 bevat.

functiebeschrijving:

Aangeboden wordt een serie lichtstralen 0 t/m MRAY, bepaald door de hoogten YIN[J] in de invallende bundel, die transversaal een glasvezel doorlopen. Van ieder van deze lichtstralen wordt o.a. de afbuighoek RAYANGLE[J] berekend, die de lichtstraal na het doorlopen van de glasvezel maakt met de Z-as. De theorie voor het berekenen van deze hoekafbuiging is beschreven in paragraaf 2.2. van dit verslag. De beschrijving van het brekingsindex-profiel moet gedaan worden overeenkomstig de beschrijving in paragraaf 2.1. Voor de beschrijving van het brekingsindex-profiel delen we een doorsnede van de glasvezel op in MRING+1 concentrische ringen, waarvan de buitenstralen gegeven worden door RRING[I]. RRING[0] is de

buitenstraal van de mantel, $RRING[1]$ de buitenstraal van de kern. Het brekingsindex-profiel in iedere ring wordt beschreven door een drietal parameters $CO[I]$, $Cl[I]$ en $C2[I]$. Het brekingsindex-profiel moet continu verlopen overeenkomstig de voorwaarden in vgl. (5) van paragraaf 2.1. De brekingsindex van de vloeistof wordt gegeven door $NLIQ$. Naast de afbuighoek berekent de procedure ook voor iedere lichtstraal de waarde van de h-parameter $H[J]$, de hoek tussen de lichtstraal en de buitenrand van de glasvezel $BLIQ[J]$, de index van de binnenste doorlopen ring $MID[J]$ en de minimale afstand tot de vezel-as $RMIN[J]$.

Listing:

```
10000 %*****
10001 % de procedure RAYDEFLEKTION berekent van een serie transversale *
10002 % lichtstralen de afbuighoek na het doorlopen van een glasvezel *
10003 %*****
10010
10090 % procedure heading *****
10100 PROCEDURE RAYDEFLEKTION(MRAY,YIN,MRING,RRING,NLIQ,CO,C1,C2,H,
10110 BLIQ,MID,RMIN,RAYANGLE);
10120 %*****
10200 VALUE MRAY,MRING,NLIQ;
10210 INTEGER MRAY,MRING;
10220 REAL NLIQ;
10230 INTEGER ARRAY MID[*];
10240 REAL ARRAY YIN,RRING,CO,C1,C2,H,BLIQ,RMIN,RAYANGLE[*];
11000 BEGIN
11001 % declaraties *****
11010 INTEGER I,J,MIDQ;
11020 REAL NCLAD,HO,RMIN2Q,RAYANGLEPART;
11030 REAL ACARG,ASARG,SQRARG1,SQRARG2;
11040 BOOLEAN MIDCHANGEQ;
11050
11200 % baanvergelijking van een lichtstraal tov referentiehoek *****
11210 REAL PROCEDURE RAYPATH1(R,H,CO,C1,C2);
11220 %=====
11240 VALUE R,H,CO,C1,C2;
11250 REAL R,H,CO,C1,C2;
11260
11270 BEGIN REAL HC;HO:=H**2-C2;
11280 IF C1=0 AND C2=0
11290 THEN
11291 BEGIN ACARG:=H/(R*SQRT(CO));
11292 RAYPATH1:=ARCCOS(MIN(1,ACARG));
11299 END
11300 ELSE
11310 BEGIN
11320 IF HO>0
11330 THEN
11331 BEGIN SQRARG1:=CO**2+4*C1*HO;
11332 ASARG:=(CO*R**2-2*HO)/(R**2*SQRT(MAX(0,SQRARG1)));
11340 RAYPATH1:=H/(2*SQRT(HO))*ARCSIN(MAX(-1,ASARG));
11349 END;
11350 IF HO=0
11360 THEN
11361 BEGIN SQRARG1:=C1+CO/R**2;
11362 RAYPATH1:=-1*H/CO*SQRT(MAX(0,SQRARG1));
11369 END;
11370 IF HO<0
11380 THEN RAYPATH1:=-1*H/(2*SQRT(-1*HO))*LN(ABS(-2*HO+CO*R**2+
11390 2*SQRT((-1*HO)*(-1*HO+CO*R**2+
11400 C1*R**4)))/R**2)
11420 END
11430 END RAYPATH1;
```



```

11500 % baanvergelijking van een lichtstraal tov symmetrie-as *****
11510 REAL PROCEDURE RAYPATH2(R,H,CO,C1,C2);
11520 %=====
11540 VALUE R,H,CO,C1,C2;
11550 REAL R,H,CO,C1,C2;
11570 BEGIN REAL HO;HO:=H**2-C2;
11580     IF C1=0 AND C2=0
11590     THEN
11591         BEGIN ACARG:=H/(R*SQRT(CO));
11592             RAYPATH2:=ARCCOS(MIN(1,ACARG));
11599         END
11600     ELSE
11610     BEGIN
11620         IF HO>0
11630         THEN
11631             BEGIN SQRARG1:=CO**2+4*C1*HO;
11632                 ASARG:=(CO*R**2-2*HO)/(R**2*SQRT(MAX(0,SQRARG1)));
11640                 RAYPATH2:=H/(2*SQRT(HO))*(ARCSIN(MAX(-1,ASARG))+
11641                     2*ARCTAN(1));
11649             END;
11650         IF HO=0
11660         THEN
11661             BEGIN SQRARG1:=C1+CO/R**2;
11662                 RAYPATH2:=-H/CO*SQRT(MAX(0,SQRARG1));
11669             END;
11670         IF HO<0
11680         THEN
11681             BEGIN SQRARG1:=-HO*(-HO+CO*R**2+C1*R**4);
11682                 SQRARG2:=CO**2+4*C1*HO;
11690                 RAYPATH2:=H/(-2*SQRT(-HO))*LN((-2*HO+CO*R**2+
11691                     2*SQRT(MAX(0,SQRARG1)))/(-1*R**2*
11692                     SQRT(MAX(0,SQRARG2))));
11700             END
11710         END
11720     END RAYPATH2;
11730
12000 % brekingsindex van de mantel *****
12010 NCLAD:=SQRT(CO[0]);
12100 % h-parameter *****
12110 FOR J:=0 STEP 1 UNTIL MRAY DO
12120     H[J]:=YIN[J]*NLIQ;
12200 % hoek tussen lichtstraal en buitenrand glasvezel *****
12210 FOR J:=0 STEP 1 UNTIL MRAY DO
12220     IF YIN[J]>RRING[0]
12230     THEN BLIQ[J]:=0
12240     ELSE BLIQ[J]:=ARCCOS(YIN[J]/RRING[0]);

```



```
12760         IF MIDQ=MRING
12770         THEN BEGIN MID[J]:=MIDQ;
12780                 IF C1[MIDQ]=0
12790                 THEN RMIN[J]:=H[J]/SQRT(CO[MIDQ])
12800                 ELSE RMIN[J]:=SQRT((-1*CO[MIDQ]+SQRT(CO[MIDQ]**2+
12810                         4*C1[MIDQ]*H[J]**2))/(2*C1[MIDQ]))
12820                 END
12830         END;
12840         MID[0]:=MRING;
12850         RMIN[0]:=0;
13000         % afbuighoek *****
13010         FOR J:=MRAY STEP -1 UNTIL 1 DO
13020                 BEGIN
13030                         IF MID[J]==-2
13040                         THEN RAYANGLE[J]:=0;
13050                         IF MID[J]==-1
13060                         THEN RAYANGLE[J]:=-2*BLIQ[J];
13070                         IF MID[J]=0
13080                         THEN RAYANGLE[J]:=2*(RAYPATH2(RRING[0],H[J],NCLAD**2,0,0)
13090                                 -BLIQ[J]);
13100                         IF MID[J]>0
13110                         THEN
13120                                 BEGIN
13130                                         RAYANGLEPART:=0;
13140                                         FOR I:=0 STEP 1 UNTIL MID[J]-1 DO
13150                                                 RAYANGLEPART:=RAYANGLEPART+
13160                                                         RAYPATH1(RRING[I],H[J],CO[I],C1[I],C2[I])-
13170                                                         RAYPATH1(RRING[I+1],H[J],CO[I],C1[I],C2[I]);
13180                                                 RAYANGLE[J]:=2*(RAYPATH2(RRING[MID[J]],H[J],CO[MID[J]],
13190                                                         C1[MID[J]],C2[MID[J]])+RAYANGLEPART-
13200                                                         BLIQ[J]);
13210                                 END
13220                         END;
13230         RAYANGLE[0]:=0;
14000         END RAYDEFLEKTION; %*****
```

Appendix C: Beschrijving van numerieke procedure INTENSITYDISTRIB

procedure heading

```
PROCEDURE INTENSITYDISTRIB(MRAY,YIN,POWER,RAYANGLE,LDET,YOBS,DY,  
                            YSTEP,EQSTEPF,MEQ,EQINT,MWND,WND,  
                            MCVL,CVLINT);
```

```
VALUE      MRAY,LDETYSTEP,DY,MEQ,MWND,MCVL;  
INTEGER    MRAY,EQSTEPF,MEQ,MWND,MCVL;  
REAL      LDET,DY,YSSTEP;  
REAL ARRAY YIN,POWER,RAYANGLE,YOBS,EQINT,WND,CVLINT[*];
```

formele parameters

In de omschrijvingen worden ook de symbolen vermeld, zoals de overeenkomstige parameters in de hoofdstuk 2 en 3 zijn weergegeven.

MRAY bevat bij aanroep het aantal lichtstralen M in de invallende lichtbundel boven de Z-as.

YIN array met grenzen [0:MRAY] dat bij aanroep de hoogten boven de Z-as $y_1(j)$ van de lichtstralen in de bovenhelft van de invallende bundel bevat, waarbij $YIN[0]=0$ moet zijn.

POWER array met grenzen [-MRAY+1:MRAY] dat bij aanroep het lichtvermogen $P(j)$ tussen ieder paar opvolgende lichtstralen bevat.

RAYANGLE array met grenzen [0:MRAY] dat bij aanroep de afbuighoeken $\theta_0(j)$ van de lichtstralen uit de bovenhelft van de bundel na het doorlopen van de glasvezel bevat.

LDET bevat bij aanroep de afstand tussen observatievlak en vezel-as.

YOBS array met grenzen [-MRAY:MRAY] dat na uitvoering van de procedure de hoogten van de lichtstralen in het observatievlak $y_0(j)$ bevat, waarbij de lichtstralen met negatieve parameters symmetrisch t.o.v. de Z-as gekozen zijn aan de lichtstralen met positieve parameters.

DY bevat bij aanroep het tegengestelde van de positie $-\Delta y$ van het meetpunt met $k=0$ in het observatievlak.

YSTEP bevat bij aanroep de afstand tussen opvolgende meetpunten.

- EQSTEPF bevat bij aanroep de verhouding F van de afstand tussen de meetpunten s_y en de afstand tussen de intensiteitspunten $s_{y'}$.
- MEQ bevat bij aanroep het aantal intensiteitspunten aan weerszijden van het punt met $k'=0$. Dit aantal moet minstens gelijk zijn aan $EQSTEPF \cdot MCVL + MWND$.
- EQINT array met grenzen $[-MEQ:MEQ]$ dat na uitvoering van de procedure de discrete intensiteitsverdeling $I_0(k' \cdot s_{y'})$ bevat.
- MWND bevat bij aanroep het aantal punten W dat binnen de helft van de breedte van het discrete puntbeeld van de detectievezel ligt.
- WND array met grenzen $[-MWND:MWND]$ dat bij aanroep het discrete puntbeeld $H(w \cdot s_{y'})$ bevat.
- MCVL bevat bij aanroep het aantal meetpunten aan weerszijden van $k=0$.
- CVLINT array met grenzen $[-MCVL:MCVL]$ dat na uitvoering van de procedure de geconvolueerde intensiteitsverdeling $v_{os}(k \cdot s_y)$ bevat.

functiebeschrijving

De transversale belichting van een glasvezel wordt voorgesteld door een serie lichtstralen 0 t/m $MRAY$, gekenmerkt door de hoogten $YIN[J]$ in de invallende bundel. De invloed van de glasvezel is voor iedere lichtstraal gegeven met de hoek $RAYANGLE[J]$ die een lichtstraal maakt met de Z -as na het doorlopen van de glasvezel. Deze hoek kan berekend worden met de procedure $RAYDEFLEKTION$, zie appendix B. Hiermee kunnen we voor ieder van deze lichtstralen de hoogte $YOBS[J]$ in het observatievlak berekenen. We vullen deze lichtstralen aan met de gespeigelden van deze lichtstralen in de Z -as. De intensiteitsverdeling in de invallende lichtbundel wordt voorgesteld door de verdeling van de lichtvermogens $POWER[J]$ tussen ieder paar opvolgende lichtstralen. We kunnen nu de intensiteitsverdeling in equidistante punten $EQINT[K]$ berekenen, zoals beschreven in hoofdstuk 4 van dit verslag. De punten zijn genummerd van $-MEQ$ t/m MEQ en liggen in een observatievlak op een afstand $LDET$ achter de as

van de glasvezel. De afstdtand tussen deze punten is YSTEP/EQSTEPF. De ligging van het punt met index 0 ligt op een hoogte -DY in het observatievlak. Tevens wordt het verloop van het meetsignaal berekend dat een detectie-systeem zou afgeven, zoals beschreven in paragraaf 3.3 en hoofdstuk 4. Het puntbeeld van het detectie-systeem moet gegeven zijn in WND[K] waarbij de van 0 verschillende waarden lopen van MWND t/m MWND. Het verloop van het meetsignaal wordt gegeven in CVLINT[K], waarbij de afstand tussen de meetpunten YSTEP is. De meetpunten zijn genummerd van -MCVL t/m MCVL.

Listing

```
20000 %*****
20001 %* de procedure INTENSITYDISTRIB berekent de intensiteitsverdeling *
20002 %* in equidistante punten achter een transversaal belichte *
20003 %* glasvezel. Bovendien berekent de procedure het verloop van het *
20004 %* meetsignaal als de intensiteitsverdeling met een detectie- *
20005 %* systeem geneten wordt *
20006 %*****
20010
20090 % procedure heading *****
20100 PROCEDURE INTENSITYDISTRIB(MRAY,YIN,POWER,RAYANGLE,LDET,YOBS,
20110 DY, YSTEP,EQSTEPF,MFO,EQINT,MWND,WND,
20120 MCVL,CVLINT)
20130
20200 VALUE MRAY,LDET, YSTEP,DY,MFO,MWND,MCVL
20210 INTEGER MRAY,EQSTEPF,MFO,MWND,MCVL
20220 REAL LDET, YSTEP,DY
20230 REAL ARRAY YIN,POWER,RAYANGLE,YOBS,EQINT,WND,CVLINT[*]
20240
20900 % declaraties *****
21000 BEGIN
21010 INTEGER J,JQ,JMIN,JMAX,K,EOL,EOH,L
21020 REAL YOBSMIN,YOBSMAX,YL,YH,POWERL,POWERH,YOBSL,YOBSH
22100 % berekenen van positie lichtstralen in observatievlak *****
22110 YOBS[0]:=0
22120 FOR J:=1 STEP 1 UNTIL MRAY DO
22130 YOBS[J]:=YIN[J]/COS(RAYANGLE[J])-LDET*TAN(RAYANGLE[J]);
22140 FOR J:= 1 STEP 1 UNTIL MRAY DO
22150 YOBS[-1*J]:=-1*YOBS[J]
22160
```

```
22200      % berekenen van intensiteitsverdeling in equidistante punten *****
22210      FOR K:=-1*MEQ STEP 1 UNTIL MEQ DO
22220          EQINT[K]:=0
22230          YOBSMIN:=-1*(MEQ+.5)*YSTEP/EOSTEPF-DY
22240          JQ:=-1*MRAY+1
22250          WHILE YOBS[JQ]<=YOBSMIN DO JQ:=JQ+1
22260          JMIN:=JQ
22265          POWERL:=POWER[JMIN]
22268          YOBSL:=YOBS[JMIN-1]
22270          POWER[JMIN]:=POWER[JMIN]*(YOBS[JMIN]-YOBSMIN)/
22280                      (YOBS[JMIN]-YOBS[JMIN-1])
22290          YOBS[JMIN-1]:=YOBSMIN
22300          YOBSMAX:=(MEQ+.5)*YSTEP/EOSTEPF-DY
22310          JO:=MRAY-1
22320          WHILE YOBS[JQ]>=YOBSMAX DO JQ:=JQ-1
22330          JMAX:=JQ+1
22335          POWERH:=POWER[JMAX]
22338          YOBSH:=YOBS[JMAX]
22340          POWER[JMAX]:=POWER[JMAX]*(YOBSMAX-YOBS[JMAX-1])/
22350                      (YOBS[JMAX]-YOBS[JMAX-1])
22360          YOBS[JMAX]:=YOBSMAX
22370          FOR J:=JMIN STEP 1 UNTIL JMAX DO
22380              BEGIN
22390                  YL:=MIN(YOBS[J],YOBS[J-1])
22400                  YH:=MAX(YOBS[J],YOBS[J-1])
22410                  EQL:=ENTIER((YL+DY)/YSTEP*EOSTEPF+.5)
22415                  EQH:=-1*ENTIER(-1*(YH+DY)/YSTEP*EOSTEPF+.5)
22420                  IF EQL=EQH
22425                      THEN IF ABS(EQL)<=MEQ
22430                          THEN EQINT[EQL]:=EQINT[EQL]+POWER[J]/YSTEP*EQSTEPF
22435                          ELSE
22440                      ELSE
22450                          BEGIN
22455                              IF ABS(EQL)<=MEQ
22460                                  THEN EQINT[EQL]:=EQINT[EQL]+(EQL+.5-(DY+YL)/YSTEP*
22470                                      EOSTEPF)/(YH-YL)*POWER[J]
22475                              IF ABS(EQH)<=MEQ
22480                                  THEN EQINT[EQH]:=EQINT[EQH]+((YH+DY)/YSTEP*EQSTEPF-
22490                                      EQH+.5)/(YH-YL)*POWER[J]
22500                              FOR K:=EQL+1 STEP 1 UNTIL EQH-1 DO
22505                                  IF ABS(K)<=MEQ
22510                                      THEN EQINT[K]:=EQINT[K]+POWER[J]/(YH-YL)
22520                              END
22530                          END
22540                  POWER[JMIN]:=POWERL
22550                  POWER[JMAX]:=POWERH
22560                  YOBS[JMIN-1]:=YOBSL
22570                  YOBS[JMAX]:=YOBSH
22580          % berekenen van meetsignaal in meetpunten *****
23010          FOR K:=-1*MCVL STEP 1 UNTIL MCVL DO
23020              CVLINT[K]:=0
23030          FOR K:=-1*MCVL STEP 1 UNTIL MCVL DO
23040              FOR L:=-1*MWND STEP 1 UNTIL MWND DO
23050                  CVLINT[K]:=CVLINT[K]+EQINT[K*EOSTEPF+L]*WND[L]
24000      END INTENSITYDISTRIB
```